

N° d'ordre :

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

François DESSENNE

**"ETUDE THEORIQUE ET OPTIMISATION
DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP DE
LA FILIERE InP ET DE LA FILIERE GaN"**

Soutenue le 13 Février 1998 devant la commission d'examen :

Membres du Jury :	MM	Y. CROSNIER	Président
		R. FAUQUEMBERGUE	Directeur de Thèse
		J.-L. THOBEL	Co-directeur de Thèse
		J. ZIMMERMANN	Rapporteur
		P. HESTO	Rapporteur
		P. LUGLI	Examineur
		A. CAPPY	Examineur
		P. DESPLANQUES	Examineur

A Virginie,
A nos Parents.

Ce travail a été réalisé à l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur E. Constant.

Monsieur Y. Crosnier, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, me fait l'honneur de présider la commission d'examen et je l'en remercie vivement.

J'exprime mon profond respect et ma plus grande reconnaissance envers Monsieur le Professeur R. Fauquembergue qui, lors de la direction de ce travail, a fait preuve, à tout moment, de disponibilité et de perspicacité pour me faire partager ses connaissances et son expérience personnelle riches en la matière.

Je remercie tout particulièrement Monsieur J.-L. Thobel, Chargé de Recherches au C.N.R.S., dont la culture et la rigueur scientifiques m'ont été d'une aide précieuse. Les nombreux conseils et perspectives qu'il m'a transmis ont très largement contribué au développement de ce travail.

Je tiens à adresser de vifs remerciements à Monsieur J. Zimmerman, Directeur de Recherches au C.N.R.S., et à Monsieur P. Hesto, Professeur à l'Université de Paris XI, pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse et d'en être les rapporteurs.

Monsieur A. Cappy, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, et Monsieur P. Lugli, Professeur à l'Université de Rome, me font l'honneur d'apporter leur jugement sur ce mémoire en tant qu'examineurs. J'y suis particulièrement sensible et je leur présente mes plus sincères remerciements.

J'adresse à Monsieur P. Desplanques, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, toute ma gratitude pour son concours durant mes activités de recherche et pour sa participation à la commission d'examen.

Mes profonds remerciements vont à Messieurs M. Saraniti, Docteur de l'Université de Munich, et R. Rotaru, de l'Université de Bucarest, dont la collaboration, lors de leur séjour à l'I.E.M.N., s'est révélée essentielle pour le succès de ce travail.

Je voudrais témoigner ma sympathie à l'ensemble des membres et anciens membres de l'équipe dirigée par Monsieur le Professeur R. Fauquembergue qui a su établir une ambiance de travail excellente. La contribution de P. Chevalier a été primordiale et très enrichissante tout au long de ce travail. Je lui adresse toute ma gratitude en espérant prolonger notre collaboration dans l'avenir. Je n'oublierais pas d'associer à mes remerciements M. Pernisek, B. Boittiaux, P. Descheerder, M. Charef, K. Bellashni, P. Bourel, L. Baudry, O. Mouton, A. Sleiman, F. Banse, O. Schuler, P. Borowik, M. Badirou, N. Ménard, H. Boutry et K. Flourez qui, par leur compétence respective et leur gentillesse, m'ont pleinement aidé à la réalisation de ce travail.

Un grand merci à toutes les personnes que j'ai côtoyées au Laboratoire et à l'ensemble des personnels du Département Génie Electrique de l'IUT de Villeneuve d'Ascq pour leur soutien et leur bonne humeur.

Je remercie également Monsieur J.-P. Dehorter qui a réalisé la reproduction et la reliure de ce mémoire.

<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	9
<u>CHAPITRE I :</u>	I-13
INTRODUCTION AUX TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP	
<i>I. LE FET : STRUCTURES ET PRINCIPE</i>	<i>I-17</i>
<i>II. EVOLUTION DU HEMT</i>	<i>I-23</i>
<i>III. LIMITATIONS DES STRUCTURES ACTUELLES</i>	<i>I-34</i>
<i>IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE I</i>	<i>I-38</i>
<i>V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I</i>	<i>I-39</i>
<u>CHAPITRE II :</u>	II-45
TRANSPORT DANS LES SEMI-CONDUCTEURS - METHODE DE MONTE CARLO	
<i>I. METHODE DE MONTE CARLO</i>	<i>II-48</i>
<i>II. TRANSPORT DANS DIVERS MATERIAUX</i>	<i>II-56</i>
<i>III. TRANSPORT DANS LES HETEROJONCTIONS</i>	<i>II-81</i>
<i>IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE II</i>	<i>II-84</i>
<i>V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II</i>	<i>II-85</i>
<u>CHAPITRE III :</u>	III-91
MODELISATION DE COMPOSANTS - SIMULATEUR MONTE CARLO	
<i>I. PRESENTATION DU SIMULATEUR MONTE CARLO</i>	<i>III-93</i>
<i>II. RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON</i>	<i>III-97</i>
<i>III. CONDITIONS AUX LIMITES</i>	<i>III-111</i>
<i>IV. MISE EN OEUVRE - OUTILS</i>	<i>III-141</i>
<i>V. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE III</i>	<i>III-150</i>
<i>VI. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III</i>	<i>III-153</i>
<u>CHAPITRE IV :</u>	IV-155
SIMULATION ET OPTIMISATION DE HEMT AlInAs/GaInAs sur InP	
<i>I. CHOIX DE LA FILIERE</i>	<i>IV-158</i>
<i>II. ETUDE DE LMHEMT AlInAs/GaInAs/InP</i>	<i>IV-174</i>
<i>III. OPTIMISATION DE LA STRUCTURE HEMT</i>	<i>IV-209</i>
<i>IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE IV</i>	<i>IV-237</i>
<i>V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV</i>	<i>IV-238</i>
<u>CHAPITRE V :</u>	V-243
ETUDE PROPECTIVE DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP SUR GaN	
<i>I. INTRODUCTION</i>	<i>V-245</i>
<i>II. EVOLUTION DES FET GaN ET ETAT DE L'ART</i>	<i>V-246</i>
<i>III. COMPARAISON DES MESFET GaN ET GaAs</i>	<i>V-247</i>
<i>IV. ETUDE DE HFET GaN/Al_xGa_{1-x}N</i>	<i>V-253</i>
<i>V. ETUDE DE HEMT AlGaN/GaN</i>	<i>V-260</i>
<i>VI. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE V</i>	<i>V-265</i>
<i>VII. REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE DU CHAPITRE V</i>	<i>V-266</i>
<u>CONCLUSION GENERALE</u>	269
<u>ANNEXE</u>	271

INTRODUCTION GENERALE

D'ici quelques années, la micro-électronique et les hyperfréquences risquent de bouleverser bon nombre de nos habitudes quotidiennes. En effet, ces secteurs, réservés aux applications militaires encore récemment, s'ouvrent à présent au marché "grand public". La téléphonie mobile et les télécommunications via satellite sont les premières avancées technologiques, à base de composants micro-ondes, que nous utilisons couramment. Dans un avenir proche, les automobilistes peuvent espérer conduire leur véhicule avec une sécurité nettement accrue par un dispositif radar anti-collision, éviter des pertes de temps grâce au télépéage et se laisser guider par des systèmes d'assistance à la navigation et au positionnement par satellite. La télésurveillance par exemple, dans les aéroports ou sur le réseau routier, devrait aussi bénéficier de ces nouvelles technologies.

Tous ces systèmes doivent fournir avant tout un traitement rapide des données et un haut débit de transmission avec des bandes passantes étendues et une gamme de fréquences réservée, le tout pour un encombrement et un poids minimum. Aussi cherche-t-on à développer, dans le domaine des ondes millimétriques, une technologie monolithique de transistors à effet de champ dont la grille est sans cesse plus courte. Un large choix de composants est disponible avec les MESFET GaAs, les HEMT sur GaAs ou InP, ou métamorphiques sur GaAs. Ces structures ont chacune des domaines d'application spécifiques : l'amplification de puissance, l'amplification faible bruit, le mélange ou la conversion de fréquence.

La majeure partie de notre étude entre dans le cadre des contrats DRET (94/160) et Dassault dont le but est de réaliser des amplificateurs faible bruit fonctionnant à 60 et 94 GHz. Pour cela deux aspects ont été développés : un aspect réalisation couplé à l'examen théorique des dispositifs. Notre contribution est de proposer une analyse physique de HEMT sur substrat InP afin de guider, dans un premier temps, la conception de tels transistors et, par

la suite, d'apporter des améliorations aux éventuelles limitations rencontrées. Pour réaliser cette démarche, nous avons été amenés à adapter un modèle de simulation de type Monte Carlo, existant au laboratoire, en y apportant des modifications afin de prendre en compte la complexité des structures envisagées. Le but est double : permettre la simulation réaliste du transistor assistée par des données expérimentales et chercher, par la simulation, des optimisations réalisables technologiquement.

Dans un deuxième temps, nous avons adapté le programme de simulation à la simulation du transport électronique dans les matériaux de la filière GaN. Celle-ci jouit d'une popularité grandissante et semble destinée à l'amplification de puissance. Afin d'en déterminer les potentialités, nous menons une étude purement prospective sur des transistors à effet de champ dans cette filière.

Les résultats de ce travail sont réunis dans ce mémoire qui compte cinq chapitres.

Dans le premier chapitre, nous abordons les principes de fonctionnement des transistors à effets de champ de différentes filières et leurs évolutions en évoquant les idées qui ont motivé leur développement. L'état de l'art pour le HEMT de la filière InP est réalisé pour permettre d'estimer ses possibilités et nous avons cherché à faire apparaître les principales limitations que l'on peut rencontrer avec ce type de dispositif.

Dans le second chapitre, nous présentons l'outil informatique de simulation, basé sur la méthode de Monte Carlo, du transport électronique dans les matériaux semi-conducteurs III-V. Nous y décrivons les modifications que nous avons apportées au logiciel pour la prise en compte de phénomènes physiques nouveaux. Des calculs de vitesse et de mobilité électronique, dans InP, GaInAs et GaN massifs sont réalisés pour permettre de différencier les champs d'utilisation de ces trois matériaux.

Le troisième chapitre concerne le programme de simulation de composants à effet de champ par la méthode de Monte Carlo, prolongation directe de notre simulateur du transport électronique dans les matériaux massifs. L'idée directrice de ce travail est de mettre en oeuvre un modèle complet, souple à utiliser, fiable et permettant l'accès aux multiples caractéristiques physiques et électriques des transistors. Après une description de sa mise au point, nous détaillons un nouvel algorithme de résolution de l'équation de Poisson et mettons l'accent sur l'incidence du modèle des contacts ohmiques dans nos calculs.

Dans le quatrième chapitre, à l'aide du simulateur réalisé, nous justifions le choix, pour une grande part de notre travail, de la filière adaptée en maille sur InP qui est susceptible de respecter le cahier des charges initial. Nous menons en conséquence une campagne d'études théoriques d'un transistor HEMT "standard" sur InP avec une longueur de grille de 0.15 μm et confrontons nos résultats aux mesures sur des transistors réalisés au Laboratoire. Cette étude aboutit à une meilleure compréhension du fonctionnement du transistor et à la proposition d'améliorations confirmées par la mesure des caractéristiques de réalisations optimisées.

Enfin le cinquième et dernier chapitre se veut un peu plus prospectif et repose sur l'étude des potentialités des composants à effet de champ de la filière GaN. Une comparaison des deux croissances cristallines, le Zinc Blende et le Wurtzite, permet de préciser les avantages et les inconvénients de l'une par rapport à l'autre et de la filière dans son ensemble.

CHAPITRE I

CHAPITRE I

INTRODUCTION AUX TRANSISTORS

A EFFET DE CHAMP

<i>I. LE FET : STRUCTURES ET PRINCIPE</i>	<i>I-17</i>
A. Principe général de fonctionnement	I-17
B. Les MESFET	I-18
C. Les HEMT	I-20
<i>II. EVOLUTION DU HEMT</i>	<i>I-23</i>
A. Les critères de mérite des transistors à effet de champ	I-23
1. Caractéristiques $I_G(V_G)$	I-23
2. Caractéristiques $I_D(V_{DS})$ et de transfert $I_D(V_{GS})$	I-24
3. Gain et comportement fréquentiel	I-25
B. Evolutions et état de l'art	I-27
1. Choix des matériaux	I-28
2. Amélioration des structures	I-30
3. Performances et Etat de l'art	I-31
<i>III. LIMITATIONS DES STRUCTURES ACTUELLES</i>	<i>I-34</i>
A. Limitations liées aux matériaux	I-34
B. Limitations liées à la technologie	I-34
C. Limitations liées aux structures	I-35
<i>IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE I</i>	<i>I-38</i>
<i>V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I</i>	<i>I-39</i>

Les transistors à effet de champ constituent une grande famille de composants électroniques dont le développement a débuté dans les années 1970. En composant discret ou sous forme de circuit intégré, leur champ d'application en micro- et opto-électronique est varié : amplificateurs faible bruit ou de puissance, commutateurs, atténuateurs, mélangeurs, oscillateurs, circuits digitaux... Mais avant d'atteindre une production massive, ces composants, concurrencés dans certains secteurs par les transistors bipolaires, doivent respecter un certain cahier des charges :

1. présenter des performances attractives en fréquence, en gain, en bruit et tension de claquage ;
2. avoir un coût de réalisation assez faible (pour beaucoup le critère le plus important) [1] ;
3. la fabrication doit assurer une grande fiabilité, un haut niveau d'uniformité des composants et une durée de vie suffisante ;
4. la mise sur le marché doit être rapide grâce à une technologie bien implantée.

La première condition constitue le cadre de notre étude dans laquelle notre attention se porte essentiellement sur deux grandes lignées de transistors à effet de champ. Il y a tout d'abord les MESFET (**M**etal **S**emiconductor **F**ield **E**ffect **T**ransistors) (Figure I-1) avec une technologie en pleine maturité. Ces composants sont suffisants pour la plupart des applications en deçà de 50 GHz avec des facteurs de bruit relativement importants. Ils ne conviennent cependant plus aux besoins du prochain millénaire où l'on voudra par exemple transmettre et recevoir des signaux dans la gamme des fréquences millimétriques avec des facteurs de bruit inférieurs à l'unité [2].

C'est dans cet objectif qu'a été développé le HEMT* (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) (Figure I-1), transistor plus sophistiqué qui fit son apparition aux début des années 1980. Destiné à un large champ d'applications en micro-électronique, il est à même de remplacer le MESFET aux performances plus limitées.

* De part le monde, les laboratoires cherchent à développer leur propre version de ce transistor basé sur la modulation du dopage. C'est pourquoi, pour le désigner, on peut trouver d'autres acronymes tels que MODFET (*Modulation Doped FET*), TEGFET (*Two-Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor*), SDHT (*Selectively Doped Heterojunction Transistor*) ou encore 2DEGFET (*2 Dimensionnal Electron Gas FET*). Cette multitude de noms pour le même composant à quelques différences près lui a valu le surnom de MNT (*Many Named Transistor*) par certains.

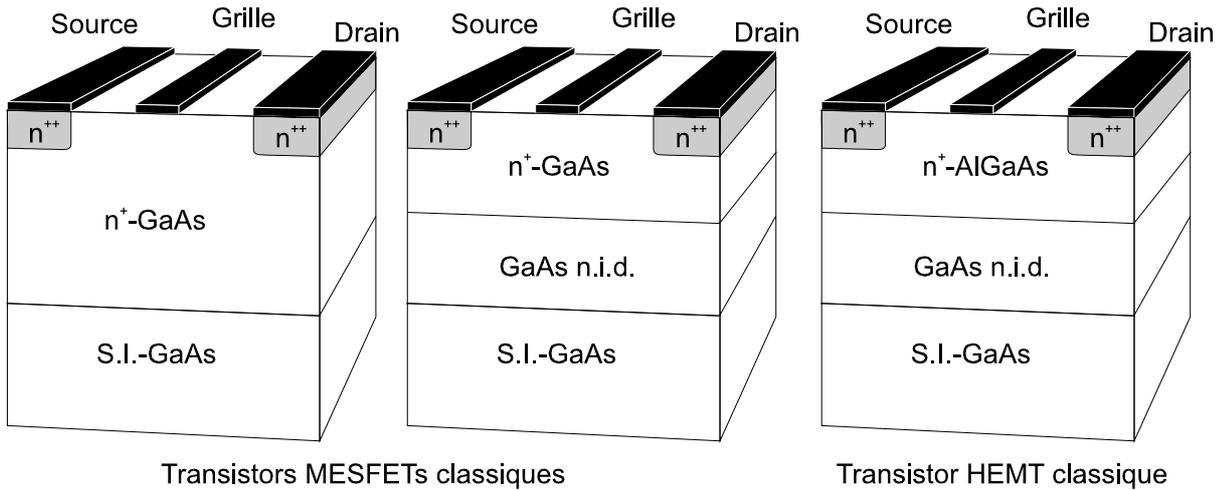


Figure I-1 : Structure de base des transistors MESFET et HEMT

Les HEMT classiques (Figure I-1) et pseudomorphiques sur GaAs [3] ou PHEMT GaAs (**P**seudomorphic **H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) sont actuellement d'assez bons candidats pour la plupart des applications en ondes millimétriques mais l'avenir semble placé sous le signe des PHEMT sur InP. A condition d'obtenir une certaine maturité technologique et une meilleure fiabilité, ils pourraient surpasser un sérieux concurrent, le HBT (**H**eterojunction **B**ipolar **T**ransistor) qui excelle dans l'amplification de puissance à haute fréquence [4]. Cette "lutte" pour un marché qui devient très vaste et exigeant en performances, nécessite l'amélioration constante des structures actuelles de ces FET dont nous exposons le principe de fonctionnement dans la deuxième partie de ce chapitre. Nous passerons en revue, dans une troisième partie, les caractéristiques et les critères qui nous permettent de juger des performances des transistors à effet de champ. Nous évoquerons aussi les différentes évolutions et améliorations possibles avant d'examiner les limitations dans une dernière partie.

I. LE FET : STRUCTURES ET PRINCIPE

A. Principe général de fonctionnement

Le principe de fonctionnement des FET repose sur la modulation de conductance dans un dispositif semi-conducteur entre les deux contacts ohmiques que sont la "source" et le "drain", par l'action électrostatique d'une électrode de commande, la "grille" (Figure I-2). La polarisation de cette électrode module le courant, I_{DS} , traversant la structure. Une zone dite "zone désertée" apparaît sous la grille réduisant le flux des porteurs de charge. C'est le temps mis pour transiter sous cette zone désertée, donc sous la grille, qui va déterminer les performances en fréquence du transistor. Plus ce temps de transit est court, plus la fréquence de travail pourra être élevée. Ceci peut être obtenu par l'emploi de nouveaux matériaux semi-conducteurs ou par la réduction de la longueur de la grille L_G .

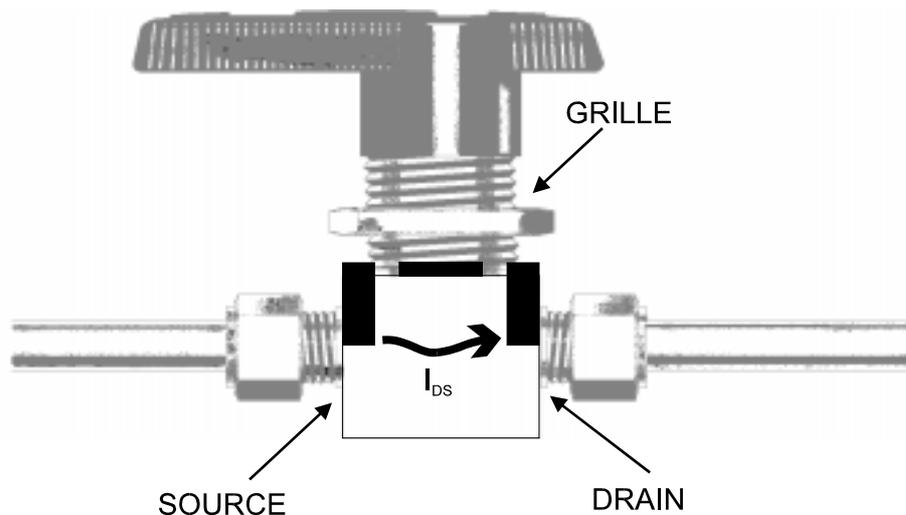


Figure I-2 : Principe de fonctionnement des MESFET et HEMT : modulation de conductance entre les contacts de source et de drain par action électrostatique de la grille.

Deux types de fonctionnement sont alors possibles pour les transistors à effet de champ. Si le canal est déplété à l'équilibre par la tension de Schottky Φ_b de la grille, le niveau de Fermi se trouvant dans les bandes interdites de toutes les couches, on parle de fonctionnement en régime d'enrichissement (normally-off). Il faut alors enrichir le canal par une tension de grille positive pour restituer la conduction dans le canal. Par contre, le transistor est dit normally-on si le canal est conducteur à l'équilibre. Il faudra appliquer une tension négative pour réduire le courant de drain (régime d'appauvrissement).

B. Les MESFET

Le principe des MESFET consiste en un contrôle, par une grille à barrière de Schottky, du flux de charges dans un canal dopé. Commencée en 1970, la fabrication du MESFET a connu plusieurs dates clés qui sont rassemblées dans le tableau suivant :

Années	Evénements	Constructeurs
1970	Premiers résultats de MESFET GaAs	
1971	Premier MESFET à double grille	
1973	Début du développement des MESFET pour la puissance	
1974	Utilisation d'un FET en amplification en bande X	Plessey
1979	Utilisation de MESFET passifs en commutation	
	Amplificateur de puissance en bande X monolithique	Raytheon
	Amplificateur faible bruit monolithique	NEC
1980	Commutateur T/R monolithique	Raytheon
	Mélangeur monolithique	Lincoln Labs
1984	Amplificateur 60 GHz (NF=2.8 dB et Ga=8.3 dB à 30 GHz) [5]	

Tableau 1 : Quelques dates dans l'histoire des MESFET

La technologie du MESFET est très au point et sa production est massive. Ce composant peut se présenter sous beaucoup de formes selon les besoins. Grâce à sa grande maturité, les optimisations peuvent se réaliser simplement. On peut distinguer trois technologies différentes pour des gammes de fréquence différentes :

- le MESFET implanté avec recess large : la longueur de grille varie de 0.7 à 1.0 μm , la tension de claquage monte jusqu'à 30 V, la densité de puissance est 0.5~0.7 W/mm et la bande d'utilisation est 1-10 GHz. Ce composant, nommé aussi SAGFET (Self-Aligned Gate Field Effect Transistor), est très fiable pour un coût faible. Une variante avec un double recess permet d'éviter les effets de surface ;

- Le MESFET implanté autoaligné : ce transistor sans recess a une grille réfractaire, décentrée et de longueur 0.4-0.7 μm . Il a la même densité de courant que le précédent mais travaille dans la gamme 1-20 GHz avec un excellent rendement ajouté. Par implantation sélective, il est possible de réaliser de l'intégration multifonction ;

- Le MESFET épitaxié : le recess est étroit, n'autorisant pas des tensions de claquage au delà de 15V, la grille mesure 0.3 à 0.5 μm de long et la densité de puissance se situe vers 0.4-0.6 W/mm. Son coût est modéré et il fait preuve d'une bonne fiabilité dans la bande 8-40 GHz. Il en existe deux variantes destinées aux applications de puissance. Il s'agit des LH-MESFET (Low High MESFET) qui présentent un profil de dopage en échelon abrupt

(Figure I-3) et des HFET (**H**etero**j**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistors). Dans ces derniers, la présence d'une couche d'AlGaAs (Figure I-4), matériau dont le gap est plus important que celui du GaAs, permet d'accroître la tension de claquage du transistor par rapport au MESFET conventionnel. Le gain et l'efficacité en puissance ajoutée sont également supérieurs. Actuellement la terminologie HFET regroupe tout FET possédant une hétérojonction et peut aussi bien désigner un HEMT sur substrat InP.

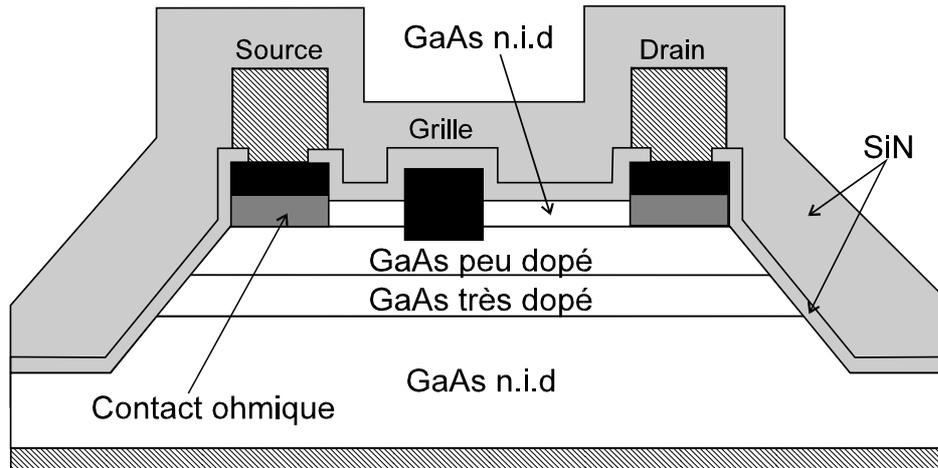


Figure I-3 : structure d'un LHMESFET classique. Il est composé d'un buffer de $1\mu\text{m}$ de GaAs non dopé, une fine couche de GaAs dopé à 10^{17} cm^{-3} , une couche de GaAs plus épaisse dopée à 10^{16} cm^{-3} et une couche de GaAs n.i.d. pour la passivation de surface. Cette dernière couche protège le canal des effets de surface.

Les MESFET occupent une bonne place en amplification de puissance et on peut citer la réalisation d'un MESFET fonctionnant à 900 MHz avec une grille de $0.8\mu\text{m}$ sur 21.2 mm [6]. A basse tension de drain (2.3 V), il offre un courant de saturation de 5.9 A, une puissance de sortie de 31.3 dBm et une efficacité de puissance ajoutée de 68%. Dans les applications faible bruit, K. Onodera, de NTT, a rapporté les performances d'un MESFET GaAs implanté qui descend à 0.81 dB de facteur de bruit à 18 GHz avec une grille de $0.35\mu\text{m}$ [7]. Cependant, ce type de transistors est généralement pénalisé par les effets de canal court qui leur imposent actuellement des grilles supérieures à $0.2\sim 0.3\mu\text{m}$. Ils présentent un bruit en $1/f$ élevé et leurs performances sont très modestes en ondes millimétriques. Des recherches sont menées pour l'utilisation d'autres matériaux comme l'InP [8], le GaInP [9], le SiC [10], le GaN [11] et même HgCdTe [12]... Quant aux nouvelles structures de MESFET, on peut citer la fabrication des 2DMESFET (**2** Dimensional MESFET) pour les applications en faible puissance [13].

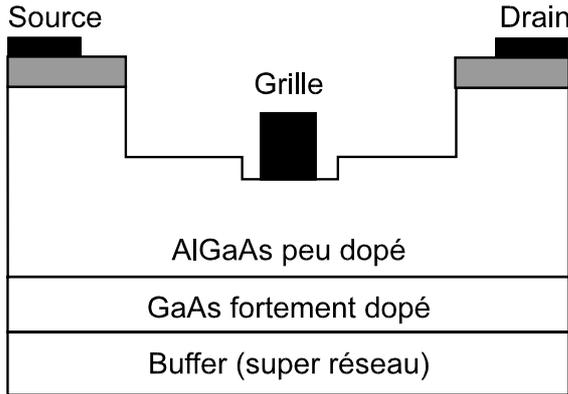


Figure I-4 : structure originale d'un HFET AlGaAs/GaAs. Elle permet d'atteindre des tensions de claquage élevées grâce à l'introduction d'un matériau doté d'un gap plus important, l'AlGaAs.

C. Les HEMT

Pour améliorer les performances des MESFET, le dopage des couches actives peut être accru, mais dans ce cas la mobilité des porteurs se dégrade rapidement sous l'effet des interactions avec les impuretés ionisées. Il s'avère plus judicieux de séparer celles-ci des électrons libres par l'utilisation d'une hétérojonction entre un matériau grand gap fortement dopé et un matériau petit gap, non intentionnellement dopé, unique siège du transport. Dans ce cas (Figure I-5), à l'interface entre les 2 matériaux, apparaît une discontinuité de la bande de conduction, ΔE_c , qui est à l'origine du piégeage d'électrons libres dans le matériau petit gap. A l'équilibre, la densité de charge dans le canal est fonction de la discontinuité de bande ΔE_c et de la hauteur de la barrière de Schottky Φ_b .

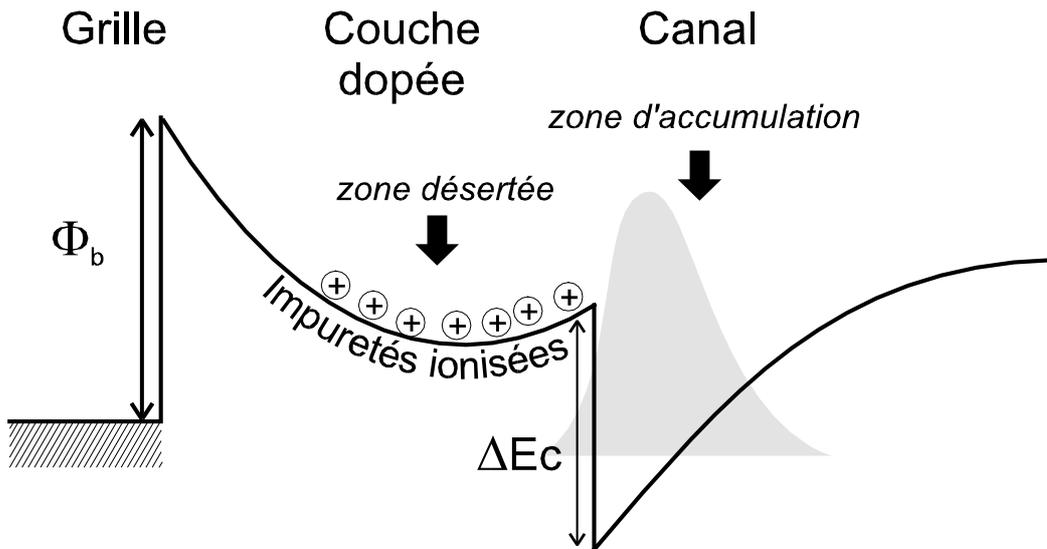


Figure I-5 : l'hétérojonction d'un HEMT à l'équilibre. Il y a apparition d'une zone d'accumulation où le mouvement transverse des porteurs est quantifié.

Construit autour d'une hétérojonction, la structure de base d'un HEMT est schématisée sur la Figure I-6 par une succession de couches semi-conductrices aux caractéristiques bien spécifiques :

- La couche superficielle généralement très fortement dopée (appelée "Cap Layer") permet de réduire les résistances d'accès et d'améliorer les résistances de contacts.
- La couche de matériau à grand gap fortement dopée que nous appelons couche donneuse car elle fournit les électrons libres à la structure.
- Avant d'en arriver au matériau petit gap, il est utile d'accroître la séparation spatiale entre électrons et impuretés pour réduire les interactions à distance électrons-impuretés. C'est le rôle d'une couche mince de matériau grand gap appelée spacer.
- Vient ensuite le canal non intentionnellement dopé (N.I.D.), siège de l'accumulation de porteurs et de la conduction de la majeure partie du courant. Sa largeur varie de 10 à 25 nm dans les structures actuelles.
- Afin d'assurer un bon confinement des porteurs dans le puits, on peut utiliser une hétérojonction arrière à l'aide d'une couche tampon grand gap.
- Enfin, nous trouvons le substrat semi-isolant qui sert de support à la structure et qui détermine la filière du composant : GaAs ou InP.

Le HEMT a connu un développement rapide dont certaines dates marquantes ont été rassemblées dans le tableau 2 ci-dessous :

Années	Evénements	Constructeurs
1978	Découverte du Gaz2D dans le système AlGaAs/GaAs [14]	Dingle & al. (BTL)
1980	HEMT AlGaAs/GaAs [15,16,17]	Fujitsu, Thomson
1983-85	HEMT GaAs/GaInAs (Zipperian [18], Rosenberg[19])	U. of Illinois, IBM
1984	HEMT sur GaAs à plan de dopage (Eastman [20], Moll [21])	Cornell U., HP
1986	PHEMT AlGaAs/GaInAs (Ketterson) [22]	U. of Illinois
1987	LMHEMT AlInAs/GaInAs sur InP (Morkoç [23], Eastman [24] Mishra [25])	U. of Illinois, Cornell, HUGUES
1987-88	PHEMT AlInAs/GaInAs (Pavlidis [26])	TRW
1987	PHEMT à plan de dopage (Moll)	HP
1989	Amplificateur faible bruit monolithique en band V	COMSAT
1991	Amplificateur de Puissance monolithique en bande Ka (0.2W)	GE
	Amplificateur de Puissance monolithique en bande Q (0.04W)	TRW

Tableau 2 : Quelques dates dans l'histoire des HEMT

Ses performances se révèlent bien supérieures à celles du MESFET [27], notamment dans le cas des HEMT sur InP. Sur la Figure I-7, on a représenté les facteurs de bruit obtenus

pour des MESFET et des HEMT selon la fréquence de fonctionnement. Il apparaît clairement que, pour les applications faible bruit, les PHEMT InP sont les transistors les mieux indiqués.

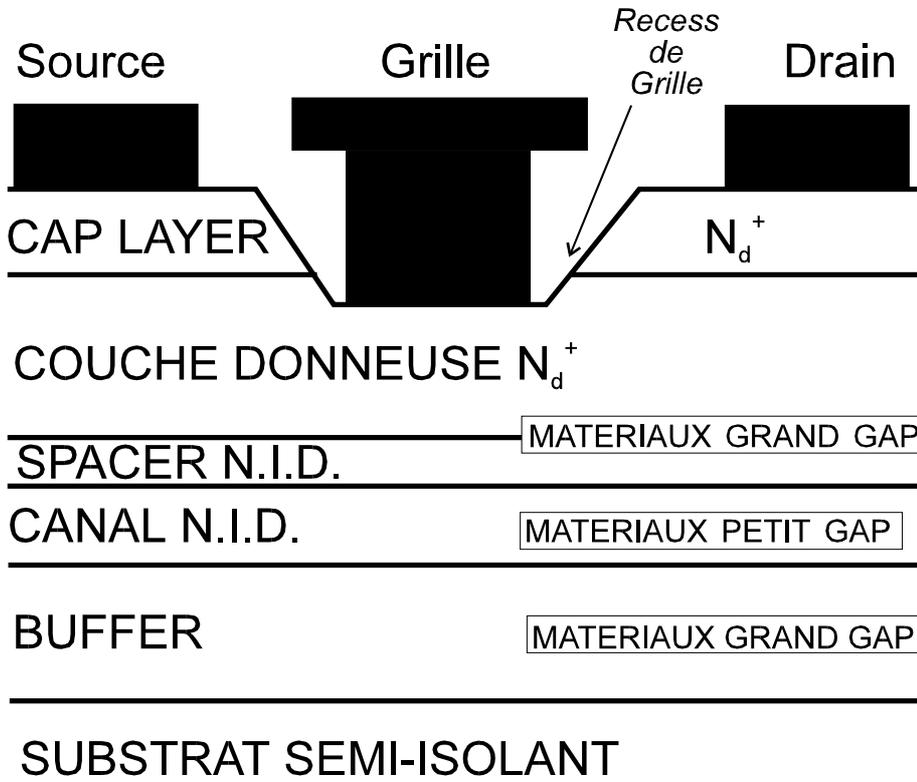


Figure I-6 : structure de base du HEMT. Une succession de couches de matériaux grand et petit gap crée un canal, siège d'une accumulation de porteurs.

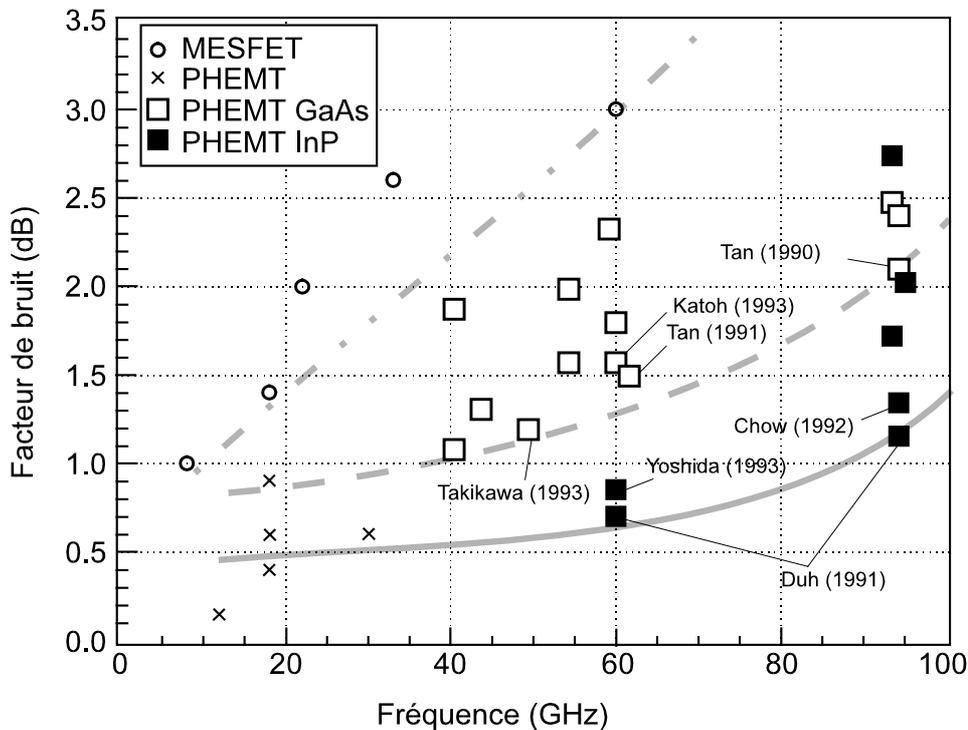


Figure I-7 : comparaison des performances en bruit et en fréquence des MESFET et des HEMT (Di Lorenzo [28] et Takamiya [46]).

II. EVOLUTION DU HEMT

A. Caractéristiques électriques des transistors à effet de champ

1. Caractéristiques $I_G(V_G)$

La caractéristique de courant de grille fonction de la tension de grille à tension source-drain nulle est celle d'un contact Schottky. Le courant créé par effet thermoionique s'écrit :

$$(I-1) \quad I_G = A^* T^2 S e^{\frac{\Phi_b}{kT}} (e^{\frac{qV_G}{\eta kT}} - 1)$$

où A^* est la constante de Richardson, S la surface de la jonction de grille, η le coefficient d'idéalité et Φ_b la hauteur de barrière. Nous représentons, Figure I-8, les caractéristiques d'une grille Schottky Pt/Ti/Pt/Au sur AlInAs de longueur $0.3 \mu\text{m}$ avec un développement de $2 \times 50 \mu\text{m}$. Un bon contact de grille sera caractérisé par un coefficient d'idéalité proche de 1 et une tension de built-in $V_{bi} = \Phi_b/q$ assez élevée pour pouvoir appliquer des tensions de grille positives sans entraîner un courant de grille direct trop important.

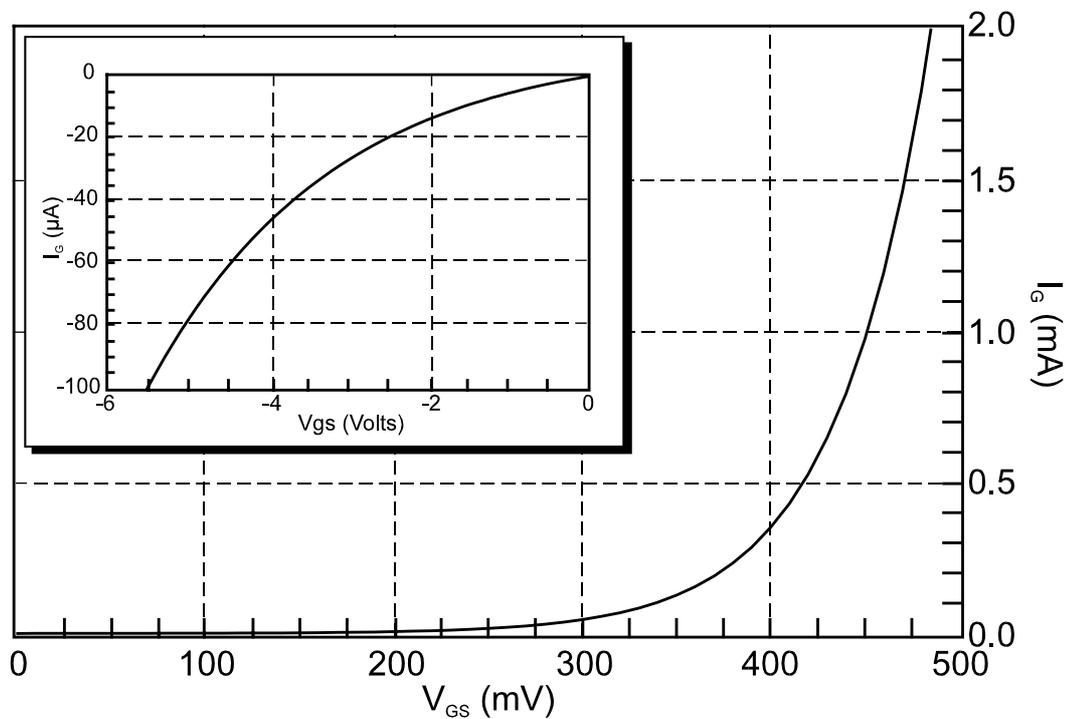


Figure I-8 : caractéristiques d'une jonction Schottky d'une grille Ti/Pt/Ti/Au ($2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$). En médaillon, la caractéristique en inverse permet de déterminer les tensions négatives supportables par le transistor.

2. Caractéristiques $I_D(V_{DS})$ et de transfert $I_D(V_{GS})$

Lorsqu'un transistor est polarisé par rapport au potentiel de la source avec une tension de grille V_{GS} et avec une tension de drain V_{DS} , ses principales propriétés électriques sont alors déduites du réseau de caractéristiques en courant source-drain $I_{DS}=f(V_{DS},V_{GS})$ (Figure I-9). On peut extraire la tension de pincement V_P , qui correspond à la tension de grille pour laquelle le courant de drain est nul sur toute la gamme des tensions de drain, puis la tension coude V_K , tension de drain séparant le régime linéaire du régime saturé. Dans le cas d'un transistor normally-off où la tension de built-in V_{bi} suffit à déserrer le canal à $V_G=0V$, on peut faire intervenir la tension de seuil V_T à laquelle débute l'enrichissement du canal. Celle-ci s'exprime approximativement par $V_T=V_{bi}-V_P$. Moins directement, on détermine la transconductance g_m , qui traduit le contrôle du courant par la grille, et, pour mettre en évidence les effets des résistances qui influent sur la conduction du courant, on utilise la conductance de sortie g_D :

$$(I-2) \quad g_m = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}}, \quad g_D = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}}$$

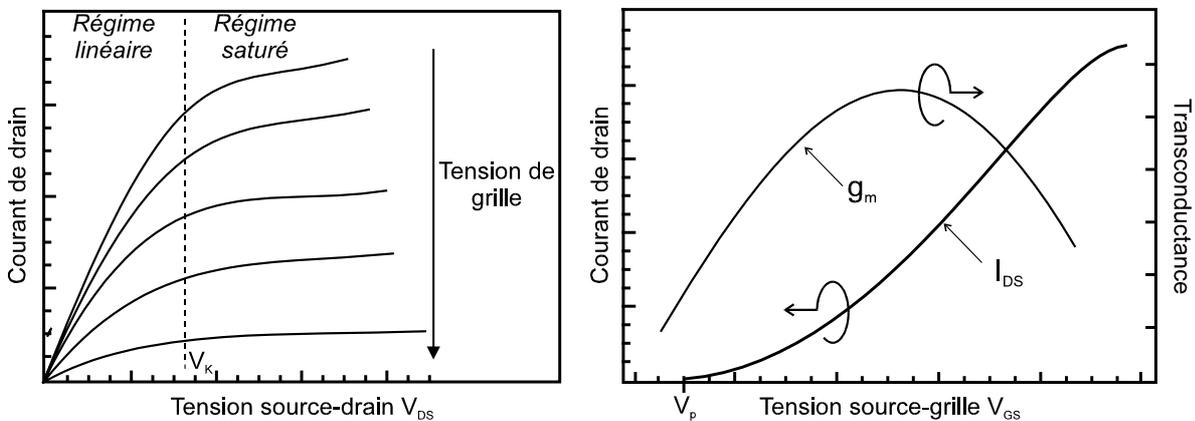


Figure I-9 : performances électriques classiques d'un transistor à effet de champ de type MESFET ou HEMT. Les caractéristiques I-V sont représentées à gauche et le courant de drain et la transconductance fonction de V_{GS} à droite.

Le rapport g_m/g_D donne, en première approximation, une idée du gain intrinsèque en tension. On s'efforcera en général d'avoir ce rapport le plus élevé possible. Par l'obtention de paramètres à caractère extrinsèque tels que les résistances de source R_S et de drain R_D (Figure I-10), il est possible d'évaluer la transconductance intrinsèque g_{mi} qui rend compte des performances internes du dispositif :

$$(I-3) \quad g_{mi} = \frac{g_m}{1 - g_m(R_S + R_D)}$$

3. Gain et comportement fréquentiel

Si les conductances permettent d'apprécier les performances en gain d'un transistor, il convient d'en connaître les limites en fréquence et l'influence des éléments parasites. Les fréquences possibles autorisées par le dispositif sont largement affectées par des paramètres liés au fonctionnement interne du transistor comme la capacité grille-source C_{GS} et la capacité grille-drain C_{GD} (Figure I-10). Ces deux quantités, qui expriment respectivement l'influence de la grille et l'effet du drain sur la charge Q_G contrôlée par la grille, sont définies par :

$$(I-4) \quad C_{GS} = \frac{\partial Q_G}{\partial V_{GS}}, \quad C_{GD} = \frac{\partial Q_G}{\partial V_{DS}}$$

On essaiera d'optimiser les structures afin d'en réduire l'impact. Le gain intrinsèque en courant h_{21} avec la sortie court-circuitée, dont l'expression est :

$$(I-5) \quad |h_{21}| = \frac{g_{mi}}{2\pi f C_{GS}}$$

présente une fréquence de coupure f_c donnée par

$$(I-6) \quad f_c = \frac{g_{mi}}{2\pi C_{GS}}$$

Si l'on tient compte de la capacité des plots d'accès C_p , la fréquence de coupure f_{ct} est:

$$(I-7) \quad f_{ct} = \frac{g_{mi}}{2\pi(C_{GS} + C_p)}$$

Les paramètres définis précédemment sont intéressants pour juger des performances internes du transistor mais ils ne prennent pas en compte tous les éléments extrinsèques indispensables pour une caractérisation plus réaliste. Le gain h_{21} extrinsèque obtenu par la mesure permet de déterminer la fréquence de transition f_T par extrapolation à 0 dB (Figure I-11). Pour analyser les dégradations des performances intrinsèques, il est utile de mesurer le gain MAG (Maximum Available Gain). Il correspond au maximum de transfert de puissance entre l'entrée et la sortie dans les conditions optimales d'adaptation. On peut

avoir accès également au gain U , gain unilatéral du transistor adapté en puissance à l'entrée et à la sortie avec une contre réaction qui annule le paramètre hybride S_{21} . C'est par extrapolation à 0 dB de ce dernier gain que l'on obtient la fréquence maximale d'oscillation f_{max} .

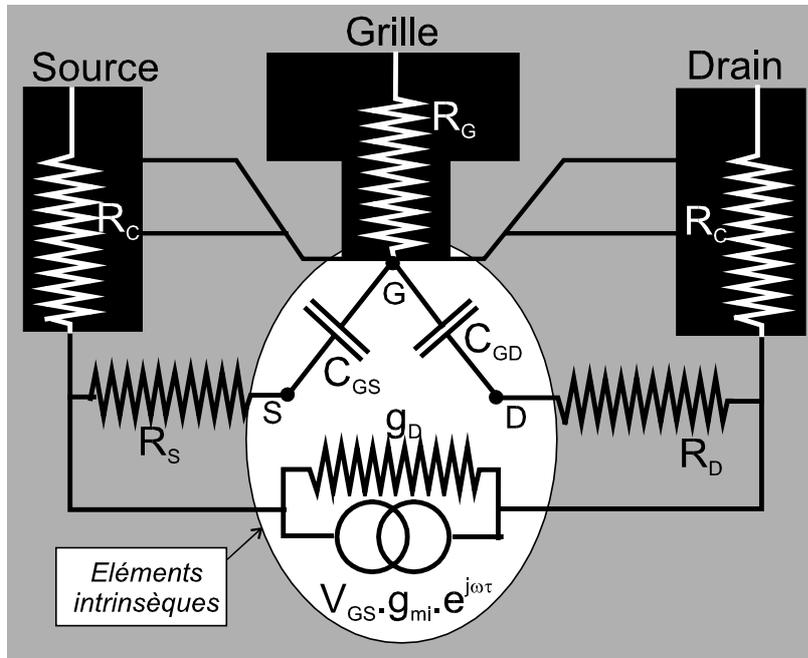


Figure I-10 : éléments intrinsèques et résistances d'accès dans un FET. La fréquence maximale d'oscillation f_{max} et la transconductance extrinsèque g_m en dépendent fortement.

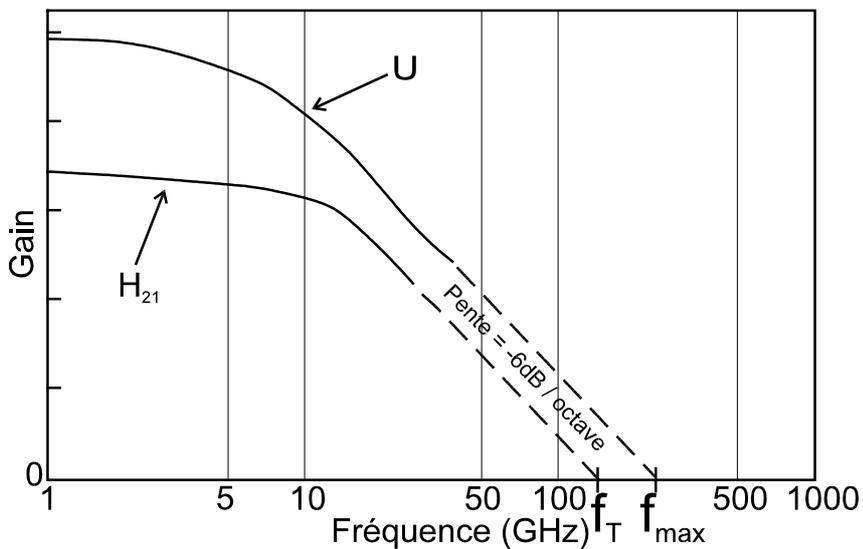


Figure I-11 : évolution classique des gains les plus représentatifs des performances réelles des transistors HEMT. Une extrapolation à 0dB permet d'obtenir la fréquence de coupure extrinsèque du gain en courant f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} .

B. Evolutions et état de l'art

Dès leur apparition, les HEMT ont bénéficié de la technique de dépôt des couches semi-conductrices par épitaxie par jet moléculaire, M.B.E. (**M**olecular **B**eam **E**pitaxy), bien supérieure aux autres techniques que sont la L.P.E. (**L**iquid **P**hase **E**pitaxy), la V.P.E. (**V**apor **P**hase **E**pitaxy), voire la M.O.C.V.D. (**M**etal-**O**rganic **C**hemical **V**apor **D**eposition). La M.B.E., inventée par Cho en 1969, a l'avantage d'être plus facilement contrôlable, de produire des couches de grande pureté à l'échelle de la maille atomique et d'offrir des transitions abruptes dans la nature des matériaux et dans leur dopage. Il est donc possible, d'une part, d'obtenir des hétérojonctions de grande qualité et, d'autre part, d'accroître la complexité des structures. De leur côté, les techniques de lithographie et d'implantation subissent de constantes évolutions qui les rendent de plus en plus fines. Grâce à ces progrès techniques, l'amélioration des HEMT a principalement suivi trois voies : la conception de structures optimales, la réduction géométrique des zones actives du transistor et la recherche de nouveaux matériaux. Pour ce dernier point, le choix peut être très important comme nous le montre la Figure I-12 où sont données la largeur de bande interdite et la taille des mailles cristallines de divers matériaux III-V utilisables dans les transistors à effet de champ.

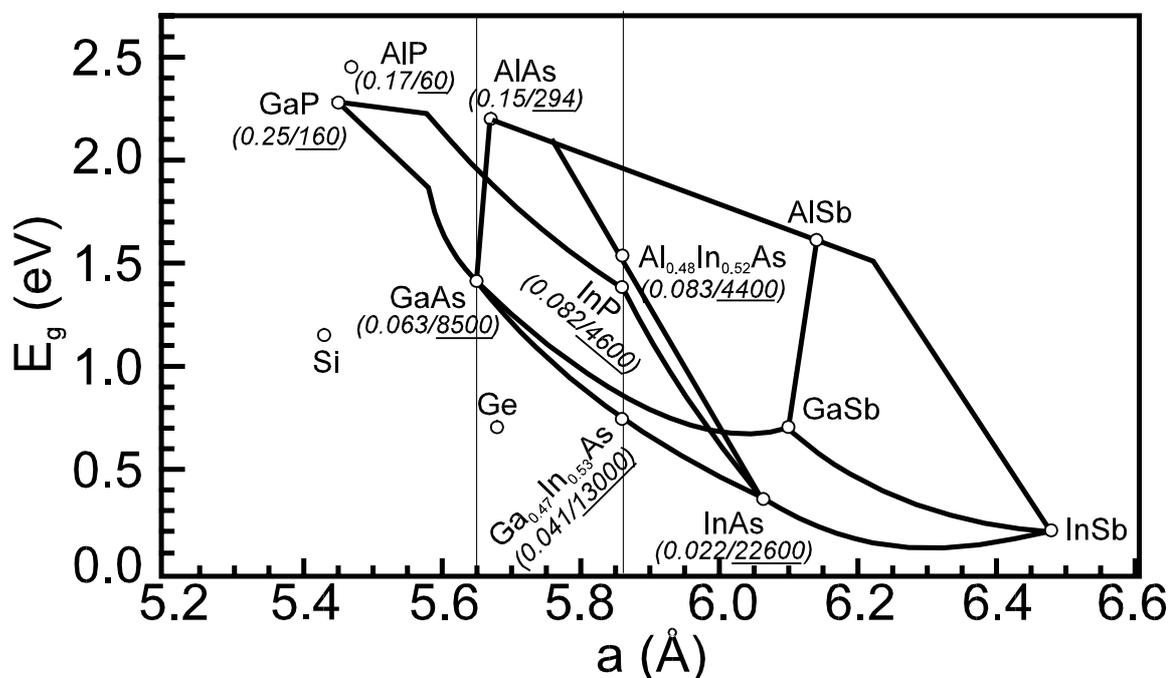


Figure I-12 : maille cristalline et bande interdite de différents composés binaires et ternaires des III-V accessibles pour la réalisation de HEMT. Entre parenthèses sont données la masse effective relative des électrons en bas de bande de conduction et la mobilité des électrons à 300 K (nombres soulignés).

1. Choix des matériaux

Malgré son avantage d'être en accord de maille, le couple AlGaAs/GaAs [29], (Figure I-13-1) présente non seulement des inconvénients au niveau de l'hétérojonction mais également au niveau des propriétés de transport du matériau grand gap. En effet, la faible hauteur de barrière ($\Delta E_c \approx 0.2$ eV) ne confère pas à cette hétérostructure de réelles possibilités ni pour l'obtention de fortes densités d'électrons dans le canal ni pour le confinement par l'interface arrière nécessaire à un bon pincement. De plus, si l'on désire augmenter le taux d'aluminium de la couche dopée pour accroître la discontinuité de bande, l'apparition de pièges profonds (centres DX) et d'un gap indirect dégrade les performances du transistor.

Dès 1986 [20], le choix s'est porté sur le HEMT pseudomorphique AlGaAs/GaInAs sur substrat GaAs [22] avec un taux d'indium de l'ordre de 20% (Figure I-13-2 et Figure I-13-3). Ses avantages apparurent immédiatement : discontinuité de bande plus importante ($\Delta E_c \approx 0.35$ eV) et des vitesses électroniques supérieures. Néanmoins, la nécessité de fournir un courant commandé plus important et un temps de transit dans la zone active le plus faible possible a amené les chercheurs à se tourner vers une technologie sur InP [30,31]. Sur ce type de substrat, il est alors possible de faire croître des couches de GaInAs avec 53% d'indium ou plus et des couches d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Dans un premier temps le LMHEMT (**L**attice **M**atched HEMT) accordé en maille avec le phosphure d'indium surpassa ses prédécesseurs essentiellement grâce à son hétérojonction qui présente une hauteur de barrière de 0.52 eV (Figure I-14-1). Cette propriété confère un confinement idéal pour obtenir une conductance de sortie g_D faible et une densité élevée de porteurs dans le puits pour les applications de puissance. Deuxièmement les vitesses électroniques dans le canal en GaInAs sur substrat InP sont supérieures à celles observées sur substrat GaAs. Toutefois il est encore possible d'améliorer ces propriétés intéressantes pour les performances du HEMT, en utilisant un canal dont le taux d'indium est supérieur à 53%. On obtient alors un PHEMT (**P**seudomorphic HEMT) sur InP (Figure I-14-2). Pour accentuer davantage le confinement, quelques réalisations de transistors présentent des couches d'InAs de quelques mailles d'épaisseur dans le puits de GaInAs [32,33] ou des canaux avec un taux d'indium graduel [34].

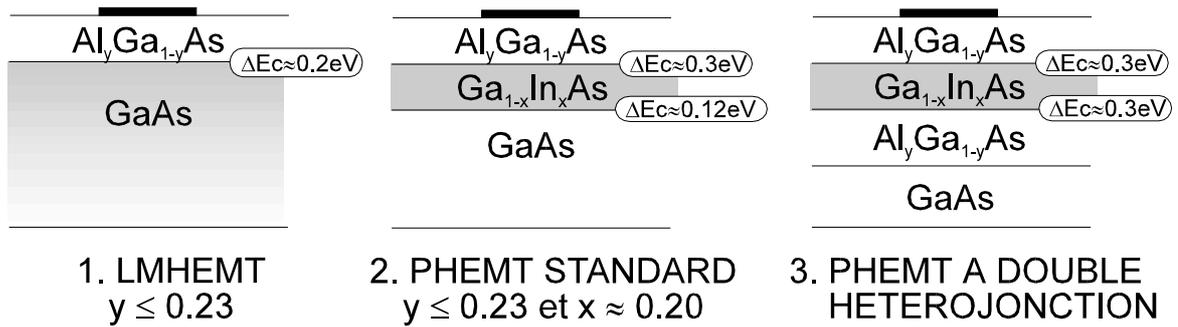


Figure I-13 : HEMT de la filière GaAs. Le LMHEMT (Lattice Matched HEMT) a un canal accordé en maille avec le substrat et le PHEMT (Pseudomorphic HEMT) présente une couche en GaInAs en désaccord de maille avec le substrat.

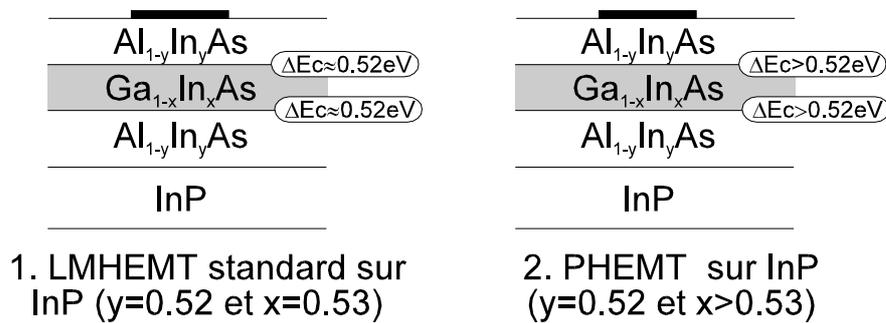


Figure I-14 : HEMT sur substrat InP. L'accord de maille et la hauteur de barrière entre le canal et le buffer dépendent de la composition d'indium dans le canal.

Pour achever ce tour d'horizon des matériaux utilisés sur substrat InP, il faut mentionner l'essor des structures incluant des couches phosphorées. Celles-ci ont l'avantage de pallier certains inconvénients rencontrés dans les structures classiques de type AlInAs/GaInAs/InP. Une couche en $\text{Al}_{1-z}\text{In}_z\text{As}_w\text{P}_{1-w}$ ou $\text{Ga}_{1-z}\text{In}_z\text{P}$ pour déposer la grille (Figure I-15-1) présente dans la plupart des cas une meilleure barrière de Schottky que l'AlInAs [35]. De plus, un matériau sans aluminium, tel le GaInP, résiste bien mieux à l'oxydation. On utilise aussi ce composé comme spacer (Figure I-15-2) car il confine mieux les trous dans le canal sous la grille évitant ainsi les courants de fuite [36]. Actuellement beaucoup de travaux sont menés afin de réduire les effets d'ionisation dans les transistors. L'utilisation d'un canal composite GaInAs/InP (Figure I-15-3) semble être une bonne solution [37]. On exploite ainsi les vitesses importantes des électrons dans le GaInAs et le coefficient d'ionisation peu élevé dans l'InP.

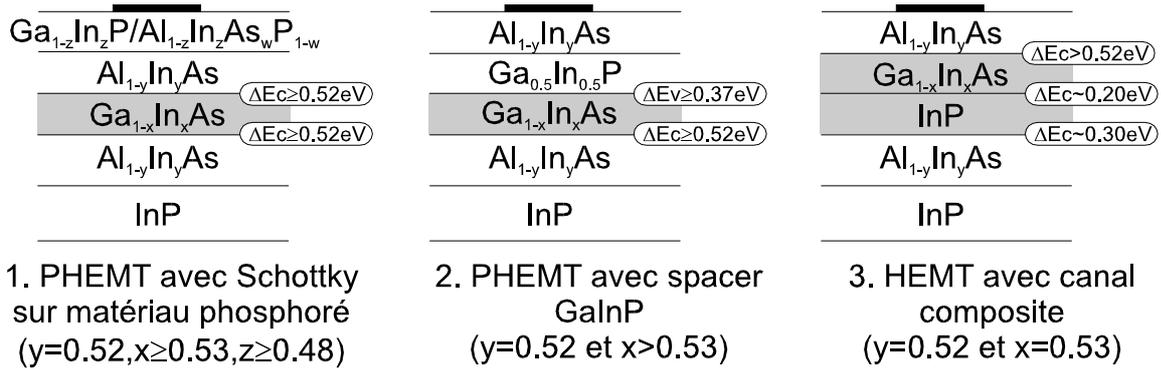


Figure I-15 : Exemples d'amélioration des HEMT sur InP. L'introduction de couches de matériaux phosphorés améliore la barrière de Schottky de la grille (1), confine mieux les trous (2) et réduit l'ionisation par impact (3) dans le canal.

2. Amélioration des structures

En première approximation, on peut montrer que la transconductance d'un HEMT est proportionnelle au rapport V_{SAT}/d où V_{SAT} est la vitesse de saturation des porteurs dans le canal sous la grille et d la distance grille-gaz2D. La vitesse de saturation étant essentiellement liée au choix du type des matériaux, diverses configurations sont possibles pour réduire d . On peut citer le passage des structures de type planar vers les structures à recess de grille, les structures inversées [38] avec la couche dopée sous le canal. De plus, dans la plupart des cas, on utilise un puits à double hétérojonction, qui réduit le courant parasite dans le buffer. De la même manière, si l'on désire améliorer la fréquence f_c qui dépend du rapport V_{SAT}/L_G , on peut réduire la longueur de grille L_G . A cause de son incidence directe sur la capacité C_{GS} , il sera également important d'optimiser le rapport L_G/d . Pour les applications de puissance, de forts dopages sont indispensables pour obtenir des densités élevées de porteurs dans le puits. La couche grand gap ne pouvant pas se désertier totalement au profit de la couche petit gap, dès 1984 [21], on remplace la couche dopée par un plan de dopage très élevé, proche du canal [39,40]. Ce nouveau profil de dopage en forme de fonction de Dirac, d'où le nom de δ -Doped Field Effect Transistor, permet de réduire efficacement les courants de fuite à la grille. On observe également des courants de drain plus élevés dus à des densités surfaciques de porteurs plus importantes dans le canal. De plus, la tension de claquage de telles structures est plus élevée que dans les transistors classiques. Pour accroître la puissance, des structures sont d'ailleurs développées avec un, voire deux plans de dopage [41] de part et d'autre du canal et/ou en insérant un deuxième canal [42,43]. Pour augmenter les courants, certains laboratoires expérimentent des structures avec un dopage plan ou uniforme du puits lui-même. Quant aux éléments parasites, on peut réduire la résistance de

grille en donnant une forme en T à l'électrode de grille ainsi que les résistances de source et de drain par l'utilisation de couches de contact épaisses. Cette liste d'améliorations est loin d'être exhaustive et ne prend pas en compte toute les progrès dans les domaines de l'attaque chimique, de dépôt, de gravure ou de masquage [44].

3. Performances et état de l'art

L'évolution des performances et des applications des LMHEMT et PHEMT a fait l'objet de nombreuses publications durant ces dernières années [45,46]. Nous présentons, Figure I-16, l'évolution de la fréquence de coupure extrinsèque du gain en courant f_T des transistors de type HEMT pour les filières GaAs et InP en fonction de la longueur de grille L_G . La supériorité des transistors PHEMT sur InP y est évidente, comme de nombreux travaux l'ont démontrée [47]. Les meilleurs résultats, de l'ordre de 300 à 340 GHz, sont en grande partie à mettre à l'actif des équipes des laboratoires de recherche de Hugues (U.S.A.) dirigées par Umesh K. Mishra, dès 1988 [48,49]. On peut évoquer les réalisations de PHEMT en 1992, par Loi D. Nguyen, du même laboratoire, présentant une fréquence f_T de 343 GHz, une transconductance de 1740 mS/mm et des courants de drain de l'ordre de 600mA/mm, (Figure I-17) pour une longueur de grille de 50nm et un puits composé à 80% d'indium [50].

En 1991 [51], mais surtout en 1993, M. Matloubian, toujours chez Hugues, réalise un LMHEMT à canal dopé destiné au domaine de la puissance avec, à 57 GHz, une puissance de sortie de 444mW/mm, un gain associé de 3.6 dB et une puissance ajoutée de 17% [52, 53]. Plus récemment, P.M. Smith du laboratoire Lockheed Martin Electronics de Syracuse (U.S.A.) publie des résultats concernant des PHEMT (puits à 68% d'indium) destinés aux mêmes applications. Ces transistors, réalisés avec deux plans de dopage, sont caractérisés par une fréquence f_T de 160 GHz et surtout une fréquence maximale d'oscillation f_{max} , qui inclut les effets parasites, de 600 GHz [54]. De plus ces structures montrent d'excellentes performances en bruit avec un facteur NF de 1.4dB pour une puissance de sortie de 300 mW, un gain associé de 7.5 dB et une puissance ajoutée de 30% à 94 GHz. Des laboratoires de NTT LSI (Japon), Takatomo Enoki annonce en 1994 la réalisation de LMHEMT également à 50 nm de longueur de grille caractérisés par $f_T=300$ GHz, $f_{max}=285$ GHz et $g_{m_{MAX}}=1280$ mS/mm [55]. La même année, M. Wojtowicz et D.C. Streit communiquent les performances d'un PHEMT avec un puits à composition d'indium graduelle de 60% à 80% et une longueur de grille de 0.1 μ m réalisé à TRW Incorporation. Cette

structure présente des performances records : $f_T=305$ GHz, $f_{max}=340$ GHz et $g_m=1550$ mS/mm [56]. Les applications faible bruit ne sont pas en reste avec des réalisations de P.C. Chao et de K. H. G. Duh du laboratoire d'électronique de la General Electric Company à Syracuse ; ils ont élaboré des LMHEMT avec des longueurs de grille de 0.15 μm et 0.10 μm respectivement. La première réalisation [57] présente une transconductance de 1300 mS/mm, un f_{max} de 405 GHz, des facteurs de bruit de 0.3 dB avec un gain associé de 17.2 dB à 18 GHz et de 1.4 dB avec un gain de 12.6 dB à 93 GHz. Pour la deuxième [58], les facteurs de bruit sont 0.8 et 1.2 dB avec des gains associés de 8.9 et 7.2 dB à 60 et 94 GHz respectivement. Plus récemment, N. Yoshida a fourni un HEMT très faible bruit ($NF = 0.9$ dB) avec un gain de 7.0 dB à 60 GHz pour une grille de 0.15 μm [59].

Pour être complet, on peut signaler les travaux de Jurgen Dickmann de Daimler-Benz sur les transistors PHEMT à grille ultracourte (0.05 μm) avec des tensions de claquage de drain élevées. Définies pour un courant de grille de 1 mA/mm, elles atteignent 12 V pour un puits en accord de maille et 4 Volts pour une composition d'indium de 80% . Dans les deux cas g_m est de l'ordre de 900 mS/mm et I_{DS} de 600 mA/mm [60]. Enfin, dans le domaine des réalisations de circuits, on citera la fabrication d'un amplificateur dans la bande $56-60$ GHz, avec un gain associé de 15.25 dB et un facteur de bruit de 4.2 dB à base de LMHEMT à grille de 0.15 μm . La transconductance a été mesurée à 730 mS/mm, la fréquence de transition à 145 GHz, et la fréquence maximale d'oscillation à 213 GHz [61].

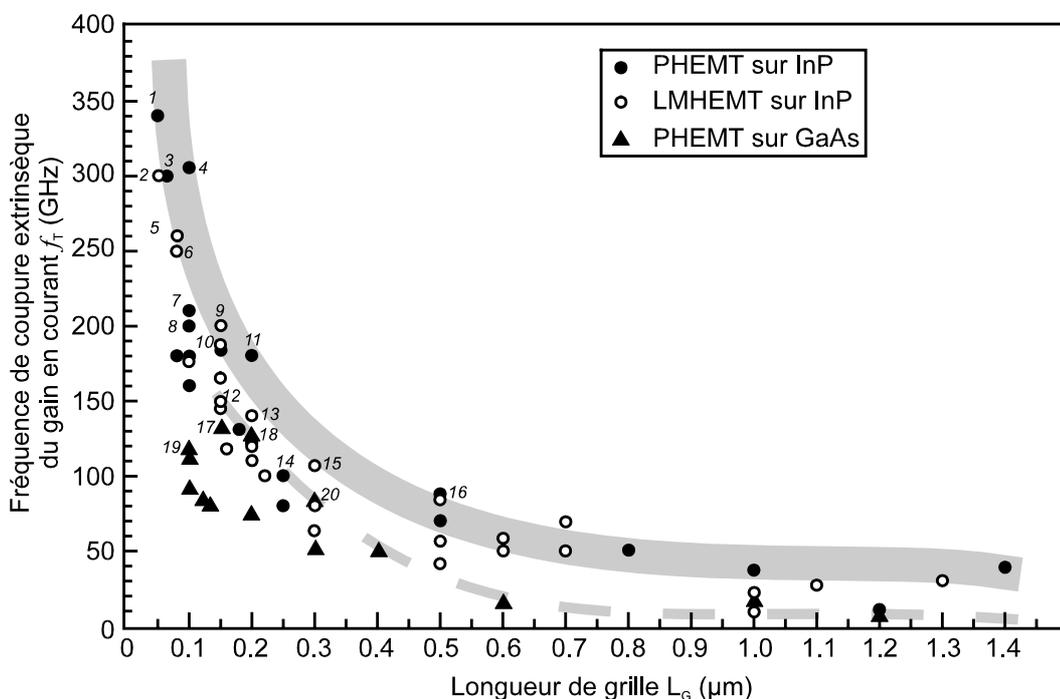


Figure I-16 : performance en fréquence des HEMT sur GaAs et InP fonction de la longueur de grille à température ambiante. Transconductances extrinsèques (mS/mm) et références associées : substrat InP 1: 1740 [50,60], 2: 1460 [50], 1280 [55], 3: 1700 [62], 4: 1550 [63,56], 5: 700 [64], 6: 1150 [65], 7: 1160 [66], 8: 1200 [67], 9: 1200 [68], 10: 1300 [57], 11: 700 [69], 12: 1020 [70], 13: 600 [53], 14: 500 [71], 15: 650 [72], 16: 700 [73] ; substrat GaAs 17: 730 [74], 18: 570 [75], 19: 585 [76], 20: 420 [77]

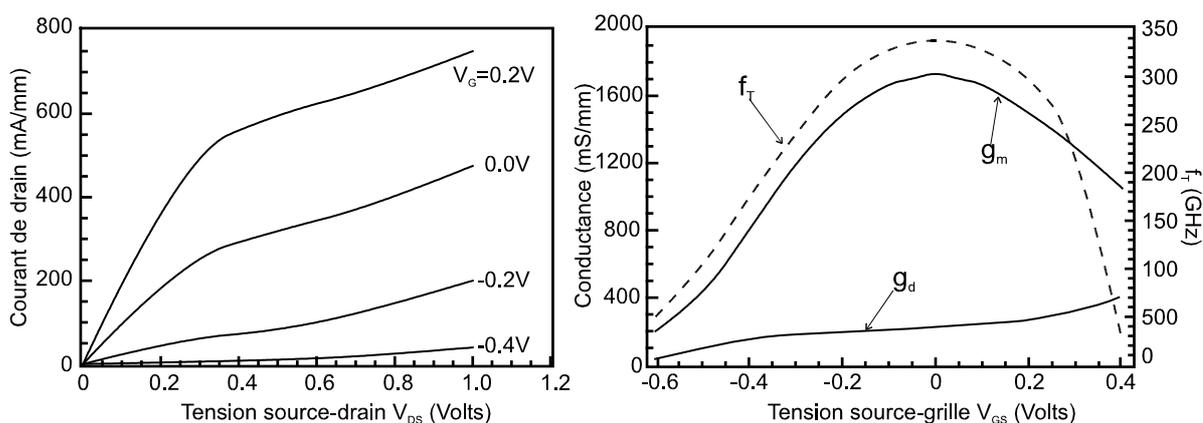


Figure I-17 : caractéristiques I-V, conductances et fréquence f_T pour un PHEMT typique de longueur de grille 50 nm avec une composition d'indium de 80%. Le rapport g_m/g_d est approximativement de 6.5 (d'après L. Nguyen [51]).

III. LIMITATIONS DES STRUCTURES ACTUELLES

A. Limitations liées aux matériaux

Certaines limitations sont intrinsèquement liées aux propriétés des matériaux. Le couple AlGaAs/GaAs s'est révélé insuffisant pour les besoins actuels de par la faible hauteur de barrière vis à vis des porteurs chauds et le transport dans GaAs inférieur au GaInAs. De même, le couple $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ va se montrer prochainement insuffisant dans certains secteurs. L'utilisation de matériaux composés d'aluminium est souvent accompagnée de problème d'oxydation rapide, d'apparition de centres DX [78] et de photoconductivité persistante. L'utilisation de GaInAs pseudomorphique est restreinte par une épaisseur critique à respecter sous peine de voir apparaître des défauts. Le matériau GaInAs est également pénalisé par les phénomènes d'ionisation. Ceux-ci sont la cause de l'apparition de forte conductance de sortie, de courant de trous à la grille, de l'abaissement de la tension de claquage et aussi probablement de certains comportements encore mal connus comme l'effet kink [79].

B. Limitations liées à la technologie

En micro-électronique, la limitation actuelle des performances des transistors à effet de champ est, dans une large mesure, la conséquence des restrictions technologiques car on ne peut indéfiniment réduire la taille des structures et l'influence des éléments parasites. Les zones d'accès et les électrodes sont des éléments restrictifs par leur manque de fiabilité pour la reproductibilité. Par exemple, le recess de grille n'est pas entièrement maîtrisé, ce qui entraîne une mauvaise uniformité pour les tensions de pincement. La présence de pièges en surface entraîne généralement des courants de fuite, une réduction du courant de drain et constitue une source de bruit. Le choix de la couche de diélectrique pour la passivation est primordial car la capacité grille-drain C_{GD} [70] et l'état de la surface en dépendront.

Quant aux grilles elles-mêmes, la lithogravure n'offre pas mieux que 10 nm de résolution et, lors des dépôts, des problèmes d'adhérence apparaissent pour L_g inférieure à 100 nm. Les travaux pour l'élévation des barrières de Schottky ont connu des avancées récemment avec l'utilisation de couches phosphorées [80]. Le choix des métaux pour ces contacts reste délicat car leur stabilité n'est pas du tout assurée avec l'élévation de la température. Des progrès doivent encore être réalisés pour le domaine des transistors de

puissance où les courants de grille sont très importants. La résistance de grille R_G y joue un rôle important et les formes en T ou Γ semblent les plus appropriées pour réduire R_G . Les problèmes sont un peu similaires avec les contacts ohmiques dont on ne maîtrise pas toujours les caractéristiques lors de certains process sur le transistor. Enfin, pour la croissance des couches, la MBE permet d'obtenir une qualité d'épitaxie sans équivalent mais à prix élevé. Si l'on désire produire en masse, le passage au dépôt en phase vapeur (MOCVD) est délicat pour la plupart des dispositifs surtout en optoélectronique. A part le coût, la MBE ne présente que des défauts mineurs comme les effets d'interdiffusion entre couches. Etalés sur quelques couches, ils consistent en la permutation des éléments III entre AlInAs et GaInAs [81] ou des éléments V lors de l'épitaxie de GaInP sur GaAs [82]. Il faut ajouter que la croissance de certains matériaux "nouveaux", comme le GaN, est assez épineuse car il n'existe pas encore de substrat efficace à bas prix.

C. Limitations liées aux structures

Un effet immédiat sur les performances des HEMT est obtenu par la réduction de la longueur de grille. A part la limite technologique, il existe une limite due aux effets de canal court. Ils sont liés à la difficulté de bloquer le transistor et de saturer le courant de drain. Il s'en suit une augmentation de la conductance de sortie et un décalage de la tension de pincement. Afin de conserver le rapport longueur de grille sur distance grille-gaz2D, il faut réduire également l'épaisseur de la barrière ce qui peut conduire à l'accroissement du courant de grille par effet tunnel. La Figure I-19 présente l'influence de l'épaisseur de la barrière de HEMT AlGaAs/GaAs et AlInAs/GaInAs sur la fréquence de coupure extrinsèque f_T . Grâce à une étude théorique, N'guyen [50] montre qu'en deçà de 100 Å, l'apparition d'un courant de grille par effet tunnel dégrade les performances des transistors. De même, Enoki [55] a calculé les courants tunnel à la grille fonction de l'épaisseur de la barrière. Nous les avons représentés sur la Figure I-19 pour différentes tensions de seuil V_T et il apparaît qu'aux faibles V_T l'augmentation du courant tunnel avec la réduction de la barrière peut être très rapide.

En outre, pour conserver les niveaux de courant tout en réduisant la longueur de grille, il faut augmenter les dopages et réduire les dimensions de la structure. Aux mêmes polarisations, les champs électriques sont plus élevés entraînant une réduction de la tension de claquage. Les tensions de pincement et de seuil changent aussi avec le "scaling" ce qui peut constituer un obstacle supplémentaire. Beaucoup d'études sont faites pour supprimer les courants parasites dans le buffer et dans la barrière. L'utilisation de dopage plan est un progrès indéniable dans ce sens, mais les applications de puissance nécessitent un double plan de dopage de part et d'autre du puits. La position et le dopage de ces plans sont des paramètres qui demandent encore maints progrès dans le domaine de la recherche physique car les résultats ne sont pas toujours ceux escomptés.

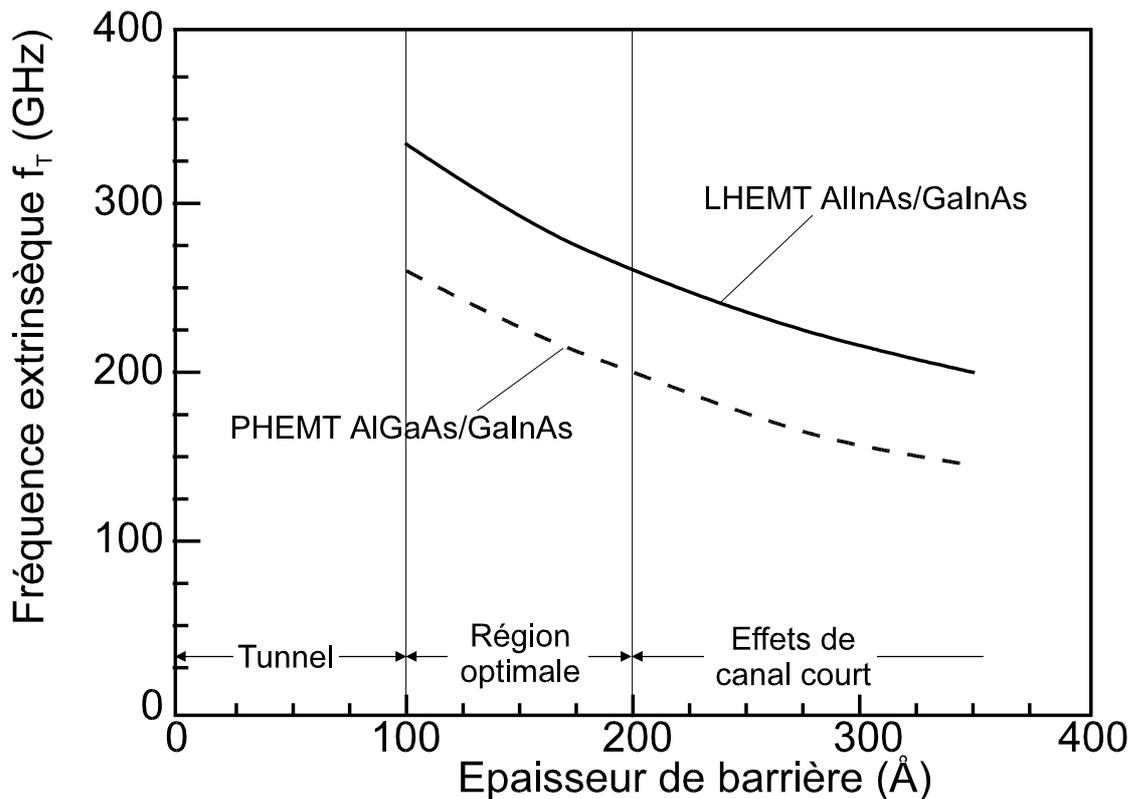


Figure I-18 : influence de l'épaisseur de la barrière de HEMT sur leurs performances. Des calculs réalisés par Nguyen [50] sur les fréquences extrinsèques f_T déterminent l'épaisseur minimale en fonction de L_G .

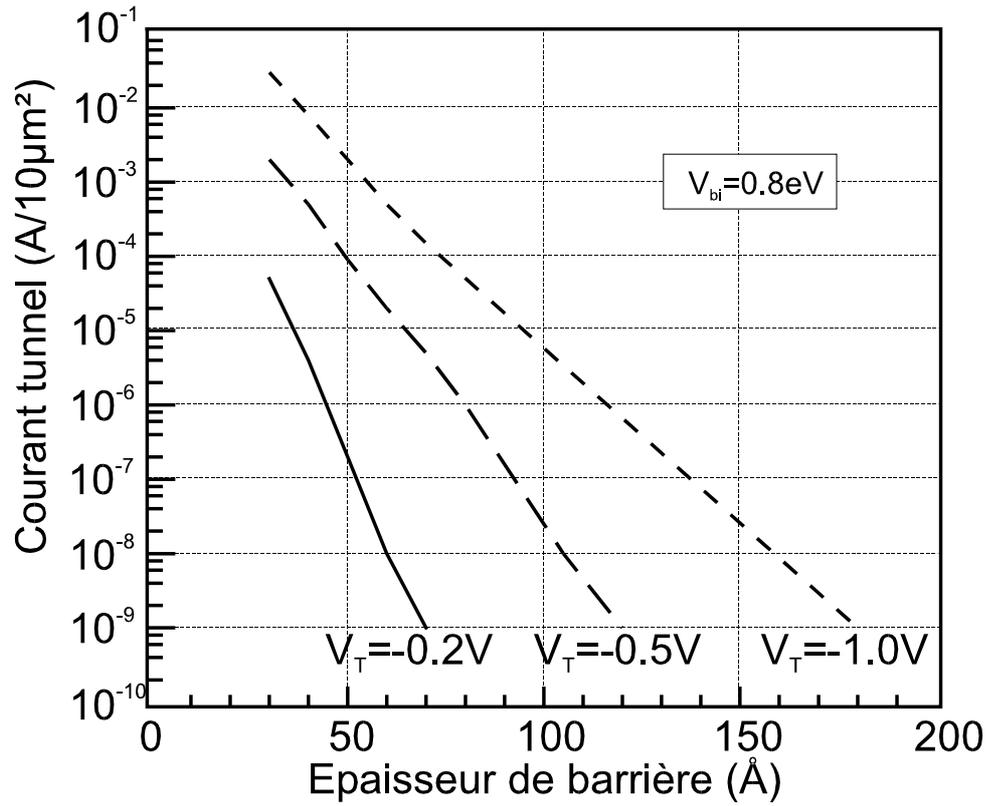


Figure I-19 : influence de l'épaisseur de la barrière d'un HEMT sur le courant tunnel à la grille. Des calculs réalisés par Enoki [55] montrent les limites pour l'espace grille-canal en fonction de la tension de grille.

IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE I

Dans ce premier chapitre, nous avons essayé de faire apparaître l'abondance des solutions possibles pour la conception des transistors à effet de champ de type MESFET ou HEMT. Cette richesse est due à la variété des besoins en micro-électronique, à la technologie qui a atteint un haut niveau de maîtrise et à l'utilisation d'une grande diversité de matériaux semi-conducteurs. Pour ne pas manquer certains rendez-vous technologiques en cette fin de siècle, deux voies peuvent être empruntées. La première consiste à proposer des structures innovantes qui permettraient d'atteindre des performances supérieures sous condition d'une meilleure reproductibilité. Dans une deuxième approche, on peut chercher à optimiser les réalisations actuelles pour les rendre, par exemple, opérationnelles dans un plus grand nombre d'applications.

Afin d'améliorer les performances et de repousser la plupart des limites que nous avons abordées, on peut procéder à de multiples essais technologiques. La démarche est cependant coûteuse, longue et plutôt hasardeuse sans un soutien théorique. Il est préférable de procéder à la place à des tests en simulation sur ordinateur, avec l'avantage d'une plus grande souplesse. Les outils de modélisation de transistors donne la possibilité de faire une étude paramétrique en faisant varier une caractéristique isolée de la structure. Le niveau de complexité est au moins aussi important et la simulation a l'avantage de ne pas connaître de barrière technologique. Il est alors possible d'obtenir une compréhension physique du fonctionnement du transistor et de prédire des comportements singuliers. Il existe toute une panoplie de logiciels différents pour comprendre, prédire et optimiser le fonctionnement des FET. Les chapitres suivants leur sont consacrés avec une attention toute particulière pour la méthode dite de "Monte Carlo" que nous avons employée pour nos travaux.

V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- 1 "Microwave components for cellular portable radiotelephone"
M. Muraguchi and M. Aikawa
Solid-State Electronics, Vol. 78, n° 9, 1st Sept. 1995, pp. 1551-1557
- 2 "Overview of competing technologies"
S J. Temple
NATO Advanced Studies Institute PHEMT Technologies and Application, Erice 19th July 1994
- 3 "Pseudomorphic AlGaAs/InGaAs/GaAs HEMT in low-cost plastic packaging for DBS application"
T. Hwang, T. M. Kao, D. Glajchen and P. Chye
Electronics Letters, Vol. 32, n°2, 18th January 1996, pp. 141-142
- 4 "Applications of HBTs"
K. Honjo
Solid-state Electronics, Vol. 38, n°9, 1st Sept. 1995, pp. 1569-1573
- 5 "Ultrahigh frequency operation of ion-implanted GaAs metal-semiconductor field effect transistor"
M. Feng, H. Kanber, V. K. Eu, E. Watkins and C.R. Hackett
Applied Physics Letters, Vol. 44, n° 2, 15th January 1984, pp. 231-233
- 6 "A 68% PAE, GaAs power MESFET operating at 2.3 V drain bias for low distortion power applications"
J.-L. Lee, J. K. Mun, H. Kim, J.-J. Lee and H. -M. Park
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n°4, April 1996, pp. 519-526
- 7 "High microwave and ultra-low noise performance of fully ion-implanted GaAs MESFET's with Au/WSiN-shaped gate"
K. Onodera, K. Nishimura, S. Sugitani and K. Asai
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 40, n°1, 1st January 1993, pp. 18-24
- 8 "A pseudomorphic GaInP/InP MESFET with improved device performance"
K. C. Lin, Y. M. Hsin, C. Y. Chang and E. Y. Chang
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 40, n° 12, 1st December 1993, pp. 2361-2362
- 9 "Ga_{0.51}In_{0.49}P channel MESFET"
M. M. Hashemi, K. Kiziloglu and J. B. Shealy
Electronics Letters, Vol. 29, n° 24, 25th November 1993, pp. 2154-2155
- 10 "4H-SiC MESFET with 65.7 % power added efficiency at 850 MHz"
K. E. Moore, C. E. Weitzel and C. H. Carter
IEEE Electron Device Letters, Vol. 18, n° 2, 1st February 1997, pp. 69-70
- 11 "Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN"
M. Asif Khan, J. N. Kuznia, A. R. Bhattarai and D. T. Olson
Applied Physics Letters, Vol. 62, n° 15, 12th April 1993, pp. 1786-1787
- 12 "MESFET fabrication on MOCVD grown Hg_{1-x}Cd_xTe"
P. W. Leech, P. J. Gwynn and G. N. Pain
Electronics Letters, Vol. 26, n° 4, 15th July 1990, pp. 221-222
- 13 "Two-dimensional Metal-Semiconductor Field Effect Transistor for ultra low power circuit applications"
W. C. B. Peatman, H. Park and M. Shur
IEEE Electron Device Letters, Vol. 15, n° 7, July 1994, pp. 245-247
- 14 "Electron mobilities in modulation doped semi-conductor heterojunction superlattice"
R. Dingle, H. L. Stromer, A. G. Gossard and W. Wiegmann
Applied Physics Letters, Vol. 33, n° 7, 1st October 1978, pp. 665-666
- 15 "A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunction."
T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii and K. Nambu
Japanese Journal of Applied Physics. Vol 19, n° 5, May 1980, pp. L225-L227
- 16 "Two-dimensional electron gas MESFET structure"
D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviro, J. Chaplart and N. T. Linh
Electronics Letters, Vol 16, n°17, 15th August 1980, pp. 667-668
- 17 "Modulation-doped MBE GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As MESFETs"
S. Judraprawira, W. Wang, P. C. Chao, C. E. C Word, D. W. Woodard and L. F. Eastman
IEEE Electron Device Letters, Vol. 2, n°1, January 1981, pp. 14-15
- 18 "An In_{0.20}Ga_{0.80}As/GaAs modulation-doped, strained-layer superlattice field effect transistor"
T. E. Zipperian, L. R. Dawson, G. C. Osbourn and I. J. Fritz
Proceedings of the International Electron Devices Meeting Technical Digest 1983, pp. 696-699
- 19 "Pseudomorphic InGaAs/GaAs single quantum well high electron mobility transistor"
J. J. Rosenberg, M. Benlamri, P. D. Kirchner, J. M. Woodal and G. D. Pettit
IEEE Electron Device Letters, Vol. 6, n° 10, October 1985, pp. 491-493
- 20 "Novel multilayer modulation-doped (Al,Ga)As/GaAs structures for self-aligned gate FET's"
N. C. Cirillo, A. Fraasch, H. Lee, L. F. Eastman, M. S. Shur and S. Baier
Electronics Letters, Vol. 20, n° 21, 11th October 1984, pp. 854-855

- 21 "Pulse Doped MODFETS"
M. Hueschen, N. Moll, E. Gowen and J. Miller
Proceedings of the International Electron Device Meeting, 1984, pp. 348-351
- 22 "High transconductance InGaAs/AlGaAs pseudomorphic modulation-doped field-effect transistor"
A. Ketterson, M. Moloney, W. T. Masselink, C. K. Peng and J. Klem
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-6, n° 12, December 1985, pp. 628-630
- 23 "Microwave performance of AlInAs/GaInAs/InP MODFETS"
C. K. Peng, M. I. Aksum, A. A. Vetterson, H. Morkoç and K. R. Gleason
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-8, n° 1, January 1987, pp. 24-26
- 24 "Microwave characterization of 1µm-gate Al_{0.48}In_{0.52}As-Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP MODFETS"
L. F. Palmateer, P. J. Tasker, T. Itoh, A. S. Brown, G. W. Wicks and L. F. Eastman
Electronics Letters, Vol. 23, n° 1, 1st January 1987, pp. 53-54
- 25 "High performance submicrometer AlInAs-GaInAs HEMT's"
U. K. Mishra, A. S. Brown, L. M. Jelloian, L. H. Hacket and J. M. Delaney
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 1, January 1988, pp. 41-43
- 26 "Characteristics of strained In_{0.65}Ga_{0.35}As/In_{0.52}Al_{0.48}As HEMT with optimized transport parameters"
G. I. Ng, W. P. Hong, D. Pavlidis, M. Tutt and P. K. Bhattacharya
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 9, September 1988, pp. 439-441
- 27 "Noise and gain comparison of 0.25µm gate MESFET's and PHEMT for low power wireless communication circuit"
D. Scherrer, P. Apostolakis, J. Middleton, P. J. Mares, J. Kruse and M. Feng
Solid-State Electronics, Vol. 39, n°4, 1st April 1996, pp. 431-437
- 28 "Introduction to PHEMT"
J. V. Di Lorenzo (Raytheon Company)
NATO Advanced Studies Institute PHEMT Technologies and Application, Erice 19th July 1994
- 29 "Transport in modulation-doped structures (Al_xGa_{1-x}As/GaAs) and correlations with Monte Carlo calculations (GaAs)"
T. J. Drummond, W. Kopp, H. Morkoç, and M. Keever
Applied Physic Letters, Vol. 41, n° 3, 1st August 1982, pp. 277-279
- 30 "Selectively doped Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As heterostructure field effect transistor"
T. P. Pearshall, R. Hendel, P. O'Connors, K. Alavi and A Cho
IEEE Electron Device Letters, Vol. 3, n° 1, January 1982, pp. 5-8
- 31 "Two-dimensional electron gas at a molecular beam epitaxial-grown, selectively doped, In_{0.53}Ga_{0.47}As-In_{0.48}Al_{0.52}As interface"
A. Kastalsky, R. Dingle, K. Y. Cheng and A. Y. Cho
Applied Physic Letters, Vol. 41, n° 3, 1st August 1982 pp. 274-277
- 32 "A new High Electron Mobility Transistor (HEMT) structure with a narrow quantum well formed by inserting a few monolayers in the channel"
K. Matsumura, D. Inoue, H. Nakano, M. Sawada, Y. Harada and T. Nakakado
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 30, n° 2A, February 1991, pp. L166-L169
- 33 "Enhancement of mobility in pseudomorphic FETs with up an down monolayer"
H. Goronkin, J. Shen, S. Tehrani, R. Droopad, G. Maracas, R. N. Legge and X. T. Zhu
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 31, n° 7, 1st July 1992, pp. 2071-2074
- 34 "Al_{0.25}In_{0.75}P/Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.35}In_{0.65}As graded channel pseudomorphic HEMT's with high channel-breakdown voltage."
K. B. Chough, C. Caneau, W. -P. Hong and J. I. Song
IEEE Electron Device Letters, Vol. 15, n° 1, January 1994, pp. 33-35
- 35 "Novel HEMT structures using a strained InGaP Schottky layer"
S. Fujita, T. Noda, A. Wagai, C. Nozaki and Y. Ashizawa
Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Paris, 19-22 April 1993, pp. 497-500
- 36 "In_{0.5}Ga_{0.5}P spacer layer for high drain breakdown voltage InGaAs/InAlAs HFET on InP grown by MOVPE"
F. Scheffer, A. Lindner, C. Heedt, R. Reuster, Q. Liu, W. Prost and F. J. Tegude
Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Santa Babara, USA, 27-31 April 1994, pp. 439-442
- 37 "Design and characteristics of InGaAs/InP composite-channel HFET's"
T. Enoki, K. Arai and Y. Ishii
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 42, n°8, August 1995, pp. 1413-1418
- 38 "Fabrication of 0.2 µm gate pseudomorphic inverted HEMT by phase-shifting technology"
H. T. Yamada, R. Shigemasa, H. I. Fujishiro, S. Nishi and T. Saito
Solid-State Electronics, Vol. 38, n°9, 1st September 1995, pp. 1631-1634
- 39 "The δ-doped field-effect transistor"
E. F. Schubert and K. Ploog
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 27, n°8, August 1985, pp. L608-L610
- 40 "The delta-doped field-effect transistor (δFET)"
E. F. Schubert, A. Fischer and K. Ploog

- IEEE Transactions on Electron Device, Vol. 33, n° 5, May 1986, pp. 625-632
- 41 "Improved GaAs/In_{0.25}Ga_{0.75}As/GaAs pseudomorphic heterostructure by growing double δ -doping GaAs layers on both sides of the channel"
H. M. Shieh, W. C. Hsu and C. L. Wu
Solid-State Electronics, Vol. 36, n° 9, September 1993, pp. 1235-1237
- 42 "A proposal of single quantum well transistor (SQWT) self consistent calculations of 2D electrons in a quantum well with external voltage"
C. Hamaguchi, K. Miyatuji and H. Hihara
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 23, n° 3, March 1984, pp. L132-134
- 43 "A model for dual-channel high electron mobility transistors"
R. Gupta and M. El Nokali
Solid-State Electronics, Vol. 38, n° 1, 1st Jan. 1995, pp. 51-57
- 44 "Etude prospective des potentialités de transistors à effet de champ à base de GaInAs sur InP : Etudes technologiques et réalisations de transistors HEMT"
R. Fauquembergue, O. Schuler, J. L. Thobel, A. Leroy, A. Cappy, M. Gendry, V. Drouot, T. Venet, G. Hollinger, J. Tardy, X. Letartre and P. Viktorovitch
Rapport de contrat DRET 91/113 (2), 1996, pp. III1-III69
- 45 "Millimeter wave InP HEMT technology : performance and applications"
L. D. Nguyen, M. V. Le, T. Liu, M. Lui, K. Kanedo, E. Holzman and M. J. Delaney
Solid-State Electronics, Vol. 38, n° 9, September 1995, pp. 1575-1579
- 46 "Overview of recent development of HEMT in the mm-wave range"
S. Takamiya, N. Yoshida, N. Hayafuji, T. Sonoda and S. Mitsui
Solid-State Electronics, Vol. 38, n°9, September 1995, pp. 1581-1588
- 47 "Current-gain cutoff frequency comparison of InGaAs HEMT's"
K. Hikosaka, S. Sasa, N. Harada and S. Kuroda
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 5, May 1988, pp. 241-243
- 48 "Ultra-high-speed digital circuit performance in 0.2- μ m gate length AlInAs/GaInAs HEMT technology"
U. K. Mishra, J. F. Jensen, A. S. Brown, M. A. Thompson, L. M. Jelloian and R. S. Beaubien
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 9, September 1988, pp. 482-4874
- 49 "Microwave performance of AlInAs-GaInAs HEMT's with 0.2- and 0.1- μ m gate length"
U. K. Mishra, A. S. Brown, S. E. Rosenbaum, C. E. Hooper, M. W. Pierce, M. J. Delaney, S. Vaughn and K. White
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 12, December 1988, pp. 647-649
- 50 "50-nm self-aligned-gate pseudomorphic AlInAs/GaInAs high mobility transistors"
L. D. Nguyen, A. S. Brown, M. A. Thompson and L. M. Jelloian
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 39, n° 9, September 1992, pp. 2007-2014
- 51 "High power and high efficiency AlInAs/GaInAs on InP HEMT's"
M. Matloubian, A. S. Brown, L. M. Jelloian, L. E. Larson, M. A. Melendes and M. A. Thompson
IEEE Microwave Theory and Techniques Digest 1991
- 52 "High power V-Band AlInAs/GaInAs on InP HEMT's"
M. Matloubian, A. S. Brown, L. D. Nguyen, M. A. Melendes, L. E. Larson, M. J. Delaney, J. E. Pence, R. A. Rhodes and M. A. Thompson
IEEE Electron Device Letters, Vol 14, n°4, April 1993, pp. 188-189
- 53 "V-band high efficiency high-power AlInAs/GaInAs/InP HEMT's"
M. Matloubian, M. Jelloian, A. S. Brown, L. D. Nguyen, L. E. Larson, M. J. Delaney, M. A. Thompson, R. A. Rhodes and J. E. Pence
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, n° 12, 12 December 1993, pp. 2206-2210
- 54 "W-band high efficiency InP-based power HEMT with 600 GHz f_{max} "
P. M. Smith, S. M. J. Liu, M. -Y. Kao, P. Ho, S. C. Wang, K. H. G. Duh, S. T. Fu and P. C. Chao
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 5, n° 7, July 1995, pp. 230-232
- 55 "0.05- μ m-gate InAlAs/GaInAs high electron mobility transistor and reduction of its short-channel effects"
T. Enoki, M. Tomizawa, Y. Umeda and Y. Ishii
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 33, Part1, n° 1B, January 1994, pp. 798-803
- 56 "0.1 μ m graded InGaAs channel InP HEMT with 305 GHz f_T and 340 GHz f_{max} "
M. Wojtowicz, R. Lai, D. C. Streit, G. I. Ng, T. R. Block, K. L. Tan, P. H. Liu, A. K. Freudenthal and R. M. Dia
IEEE Electron Device Letters, Vol. 15, n° 11, November 1994, pp. 477-479
- 57 "W-band low-noise InAlAs/InGaAs lattice-matched HEMT's"
P. C. Chao, A. J. Tessmer, K. H. G. Duh, P. Ho, M. -Y. Kao, P. M. Smith, J. M. Ballingall, S. -M. J. Liu and A. A. Jabra
IEEE Electron Device Letters, Vol. 11, n° 1, January 1990, pp. 59-62
- 58 "A super low-noise 0.1 μ m T-Gate InAlAs-InGaAs-InP HEMT"
K. H. G. Duh, P. C. Chao, S. M. J. Liu, P. Ho, M. Y. Kao and J. M. Ballingall
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 1, n°5, May 1991, pp. 114-116
- 59 "A super low noise AlInAs/GaInAs HEMT processed by selective wet gate recess etching"
N. Yoshida, T. Kitano, Y. Yamamoto, T. Katoh, H. Minami, T. Kashiwa, T. Sonoda and al.

- IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n°1, January 1996, pp. 178-180
- 60 "In_{0.52}Al_{0.48}As/In_xGa_{1-x}As (0.53 < x < 1.0) pseudomorphic high electron mobility transistors with high breakdown voltages : design and performances. "
J. Dickmann, K. Riepe, A. Geyer, B. E. Maile, A. Schurr, M. Berg and H. Daembkes
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 35, Part 1, n°1A, January 1996, pp. 10-15
- 61 "Monolithic InP HEMT V-Band low-noise Amplifier"
R. T. Webster, A. J. Slobodnik and G. A. Roberts
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 2, n°6, June 1992 pp. 236-238
- 62 "650 A Self-aligned gate pseudomorphic Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.2}In_{0.8}As High Electron Mobility Transistor"
L. D. Nguyen, A. S. Brown, M. A. Thompson, L. M. Jelloian, L. E. Larson and M. Matloubian
IEEE-Electron Device Letters, Vol 13, n°3, March 1992, pp. 143-145
- 63 "Graded channel InGaAs-InAlAs-InP high electron mobility transistors"
D. C. Streit, T. R. Block, M. Wojtowicz, D. Pascuray, R. Lai, G. I. Ng and P. H. Liu
Journal of Vacuum Science Technology B 13 (2) Mar/Apr 1995, pp. 774-776
- 64 "Highest current gain cutoff frequency with 0.08 μm gate HEMT on InP"
M. Riazat, C. Nishimoto, S. Silverman, Y. C. Pao, S. L. Weng, M. Glenn, S. Bandy, R. Majidi-Ahy and G. Zdziusiak
Proceedings 2nd Conference on Indium Phosphide and Materials, Denver, 23-25 April 1990 pp. 50-51
- 65 "Fabrication of a 80 nm self-aligned T-gate AlInAs/GaInAs HEMT"
L. D. Nguyen, L. M. Jelloian, M. Thompson, and M. Lui
Proceedings of the International Electron Devices Meeting, 1990, pp. 499-502
- 66 "The AlInAs-GaInAs HEMT for microwave and millimeter-wave applications"
U. K. Mishra, A. S. Brown, M. J. Delaney, P. T. Greiling and C. F. Krumm
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 37, n° 9, September 1989, pp. 1279-1285
- 67 "140 GHz 0.1 μm gate-length pseudomorphic In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.60}Ga_{0.40}As/InP HEMT"
K. L. Tan, D. C. Streit, P. D. Chow, R. M. Dia, A. C. Han, P. H. Liu, D. Garske and R. Lai
Conference International Electron Devices Meeting, December 1991, pp. 239-242
- 68 "High performance W-band InAlAs-InGaAs-InP HEMT"
D. C. Streit, K. L. Tan, R. M. Dia, A. C. Han, P. H. Liu, H. C. Yen and P. D. Chow
Electronic Letters, Vol. 27, n° 13, 20th June 1991, pp. 1149-1150
- 69 "Characteristics of 0.8- and 0.2-μm gate length In_xGa_{1-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As/InP (0.53 ≤ x ≤ 0.70) modulation-doped field effect transistors at cryogenic temperature"
R. Lai, P. K. Bhattacharya, D. Yang, T. L Brock, S. A. Alterovitch and A. N. Dovney
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 39, n° 10, October 1992, pp. 2206-2213
- 70 "Influence of parasitic capacitances on the performance of passivated InAlAs/InGaAs HEMT in the millimeter wave range"
O. Schuler, H. Fourre, R. Fauquembergue and A. Cappy
Proceedings of 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Schwabich-Gmund, Germany, 21-25 April 1996, pp. 646-649
- 71 "Sub-half micrometer pseudomorphic InP/In_xGa_{1-x}As/InP HEMT (0.74 ≤ x ≤ 0.81) with very high f_T value"
A. M. Kuster, R. Wuller, H. J. Geelen, A. Kohl and K. Heime
IEEE Electron Device Letters, Vol. 16, n°9, September 1995, pp. 396-398
- 72 "High performance submicron AlInAs-GaInAs HEMT"
U. K. Mishra, A. S. Brown, L. M. Jelloian, L. H. Hackett and M. J. Delaney
Proceedings of IEEE 45th Device Research Conference Santa Barbara, CA, June 1987
- 73 "Graded pseudomorphic channel AlInP/AlInAs/GaInAs HEMT with high channel breakdown voltage"
K. B. Chough, B. W. P. Hong, C. Caneau, J. I. Song, K. I. Jeon, S. C. Hong and K. Lee
Electronic Letters, Vol. 30, n° 5, 3rd March 1994, pp. 453-454
- 74 "Very high power-added efficiency and low noise 0.15μm gate-length pseudomorphic HEMT's"
M. -Y. Kao, P. M. Smith, P. Ho, P. -C. Chao, K. H. G. Duh, A. A. Jabra and J. M. Ballingal
IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, n° 12, December 1989, pp. 580-582
- 75 "0.2-μm gate length atomic-planar doped pseudomorphic Al_{0.3}Ga_{0.7}As/In_{0.25}Ga_{0.75}As MODFET's with f_T over 120GHz"
L. D. Nguyen, D. C. Radulescu, P. J. Tasker, W. J. Schaff and L. F. Eastman
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 8, August 1988, pp. 374-375
- 76 "A 0.1μm gate Al_{0.5}In_{0.5}As/Ga_{0.5}In_{0.5}As MODFET fabricated on GaAs substrates"
G. W. Wang, Y. K. Chen, W. J. Schaff and L. F. Eastman
IEEE Transactions on Electron Device, Vol. 35, n° 7, July 1988, pp. 818-822
- 77 "High efficiency microwave power AlGaAs/InGaAs PHEMT's fabricated by dry etch single gate recess"
C. S. Wu, F. Pen, S. J. Peartor, M. Hu, C. K. Pao and R. F. Wang
IEEE Transactions on Electron Device, Vol. 42, n° 8, August 1995, pp. 1419-1424
- 78 "Deep levels and a possible DX-like center in molecular beam epitaxial In_xAl_{1-x}As"
W. P. Hong, S. Dhar, P. K. Battacharya and A. Chin
Journal of Electronics Materials, Vol. 16, n°4, May 1987, p. 271-273
- 79 "Direct correlation between impact ionization and the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMT's"
M. H. Somerville, J. A. del Alamo and W. Hoke

- IEEE Electron Device Letters, Vol. 17, n°10, 10th October 1996, pp. 473-475
- 80 "Recent advances in InP-based HEMT/HBT device technology"
K. Inoue
Proceedings of the 4th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, New Port,
21-24 April 1992, pp. 10-13
- 81 "Electron microscope studies of interdiffusion in molecular beam epitaxy GaInAs/AlInAs multilayers"
R. E. Mallard, N. J. Long and G. R. Booker
Journal of Applied Physics, Vol. 70, n°1, 1st July 1991, pp. 182-192
- 82 "Interface quality and electron transfert at the GaInP on GaAs heterojunction"
O. Schuler, O. Dehaese, X. Wallart and F. Mollot
European Workshop on MBE 1997

CHAPITRE II

CHAPITRE II

TRANSPORT DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

METHODE DE MONTE CARLO

I. METHODE DE MONTE CARLO	II-48
A. Principe	II-48
1. Vol libre	II-48
2. Interactions	II-49
a) Cas général	II-49
b) Ionisation par impact	II-50
B. Approximations usuelles	II-52
C. Mise en oeuvre	II-54
II. TRANSPORT DANS DIVERS MATERIAUX	II-56
A. Filière InP	II-56
1. InP	II-56
a) Transport en régime stationnaire	II-56
b) Transport en régime non-stationnaire	II-58
2. GaInAs	II-59
a) Matériau adapté en maille	II-59
(1) Transport en régime stationnaire	II-59
(2) Transport en régime non-stationnaire	II-62
b) Matériau pseudomorphique	II-63
B. Filière GaN	II-66
1. Introduction	II-66
2. Présentation des deux formes cristallines	II-67
a) Forme Zinc Blende	II-67
b) Forme Wurtzite	II-68
3. Transport électronique dans GaN	II-69
a) Transport en régime stationnaire	II-70
(1) Mobilité électronique à 300K	II-70
(2) Vitesse de dérive dans GaN	II-70
(a) Introduction	II-70
(b) Comparaison avec d'autres résultats théoriques	II-71
(3) Influence du dopage	II-75
b) Transport en régime non stationnaire	II-77
4. Transport électronique dans AlGaIn	II-78
5. Conclusion sur la filière GaN	II-80
III. TRANSPORT DANS LES HETEROJONCTIONS	II-81
IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE II	II-84
V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	II-85

Il existe un grand nombre de méthodes de simulation pour les dispositifs électroniques [1,2,3,4,5] parmi lesquelles figurent en bonne place les modèles physiques particuliers. Ceux-ci traitent en général le transport de manière "exacte" et offrent la possibilité d'une analyse fine du fonctionnement des composants. La modélisation par la méthode de Monte Carlo en fait partie et c'est elle que nous avons employée dans notre étude. Avant d'aborder son utilisation au niveau des transistors à effet de champ, il nous faut la décrire dans le cadre du transport électronique dans les couches qui constituent ces composants. Dès que la simulation du transport dans les semi-conducteurs massifs, que nous décrivons dans la première partie de ce chapitre, est maîtrisée, il est possible de passer aux calculs pour les transistors. Certains des matériaux qui entrent dans leur fabrication sont étudiés dans une deuxième partie. Il s'agit des matériaux de la filière InP, plus précisément le GaInAs et l'InP lui-même, et ceux de la filière GaN, introduite récemment en micro-électronique. La troisième partie de ce chapitre porte sur le transport d'électrons dans les hétérojonctions. Il y est brièvement montré qu'à cause des très faibles épaisseurs des couches, le déplacement des charges ne pourrait plus être traité classiquement comme dans les matériaux massifs.

I. METHODE DE MONTE CARLO

La méthode de Monte Carlo, initialement élaborée par Nicholas Metropolis et Stanislaw Ulam, a été utilisée en 1940 pour le projet Manhattan au laboratoires de Los Alamos. Elle fut pour la première fois appliquée à l'étude du transport électronique par Kurosawa en 1966 [6] et très utilisée depuis [7,8,9,10,11].

A. Principe

Le principe de la méthode consiste à suivre au cours du temps un ou plusieurs électrons dans l'espace réel et dans l'espace des phases. Chaque électron, caractérisé par son énergie ε et son vecteur d'onde \vec{k} , subit l'effet du champ électrique existant dans le matériau et interagit avec le réseau cristallin. Il s'agit d'un processus itératif constitué de séries de vols libres entrecoupées d'interactions (Figure II-1).

1. Vol libre

Lors d'un vol libre, l'électron n'est soumis qu'au champ électrique \vec{E} dont l'effet est de modifier le vecteur d'onde \vec{k} par la relation :

$$(II-1) \quad \frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{q\vec{E}}{\hbar}$$

où q est la charge élémentaire et \hbar la constante de Planck réduite. L'intégration de cette équation fournit l'évolution temporelle du vecteur d'onde, et la connaissance de la structure de bande du cristal $\varepsilon(\vec{k})$ permet d'en déduire l'énergie du porteur. Il est alors possible de déterminer la vitesse et la position des particules grâce aux expressions (II-2) et (II-3) :

$$(II-2) \quad \vec{v}(\vec{k}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}}$$

$$(II-3) \quad \vec{r} = \int_0^t \vec{v}(t') dt' + \vec{r}_0$$

avec \vec{r}_0 la position initiale de la particule.

2. Interactions

a) Cas général

Les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par des lois de probabilité $S(\vec{k}, \vec{k}')$ qui lient l'état initial \vec{k} à un état final accessible \vec{k}' . Leur effet stochastique modifie l'orientation du vecteur d'onde \vec{k} (Figure II-1) et éventuellement l'énergie du porteur suivant que l'interaction est élastique ou inélastique. Dans le cas d'un choc inélastique, de l'énergie, généralement sous forme de phonon, est échangée avec le réseau cristallin. On peut discerner trois grandes catégories d'interactions : les interactions avec le réseau du cristal, les interactions avec les électrons et les interactions avec les défauts du matériau. Le Tableau 1 donne la liste des interactions prises en compte dans le programme [12] de simulation pour les matériaux massifs. Nous allons détailler l'ionisation par impact qui a été récemment introduite dans le modèle.

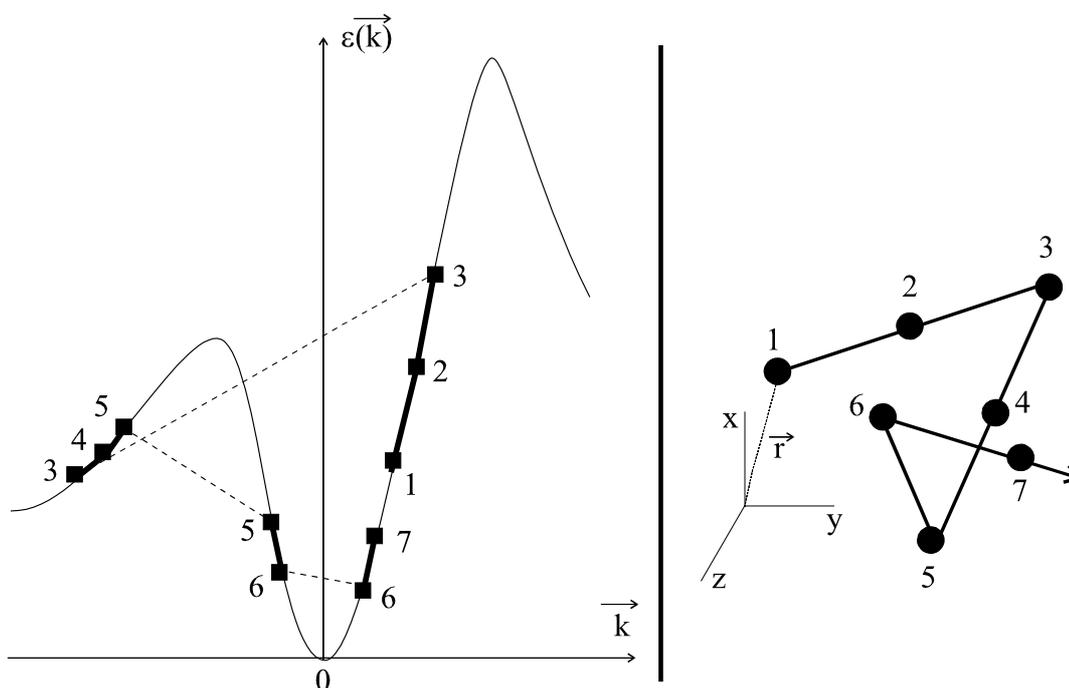


Figure II-1 : transport de charge dans les semi-conducteurs. A l'évolution de la position et de la vitesse d'un électron dans l'espace réel (à droite) correspond une évolution de l'énergie dans l'espace réciproque (à gauche). Les électrons effectuent un vol libre à chaque pas de temps et subissent parfois des interactions (étapes 3, 5 et 6).

Interactions	Type
• Optique polaire	inélastique
• Optique non polaire	inélastique
• Intervallée	inélastique
• Acoustique	considérée comme élastique
• Piézo-électrique	considérée comme élastique
• Sur impuretés	élastique
• Sur l'alliage	élastique
• Ionisation par impact	inélastique

Tableau 1 : liste des interactions utilisées dans le modèle. Les trois premières, inélastiques, s'accompagnent d'un échange de phonon avec le réseau cristallin alors que l'ionisation par impact crée des paires électron-trou.

b) Ionisation par impact

L'ionisation par choc résulte de l'interaction du gaz d'électrons de la bande de conduction avec les électrons de la bande de valence. Du point de vue microscopique, on peut modéliser ce phénomène par des collisions entre électrons avec création de paires électron-trou comme le présente la Figure II-2. Les lois de conservation d'énergie et de quantité de mouvement s'appliquent alors à l'ensemble formé de la particule incidente et des particules générées. L'énergie nécessaire à l'électron incident pour produire l'ionisation doit être au moins égale à une énergie ϵ_{th} supérieure à la bande interdite E_g du matériau semi-conducteur. Cette énergie est communément appelée énergie de seuil. Pour exprimer la probabilité d'ionisation par impact pour toute énergie supérieure à l'énergie de seuil, nous avons repris le formalisme de Keldysh [13] en utilisant l'expression suivante :

$$(II-4) \quad \lambda_{ii}(\epsilon) = P \left(\frac{\epsilon - \epsilon_{th}}{\epsilon_{th}} \right)^n$$

où P est un facteur dépendant du matériau et n un exposant de l'ordre de 2. Ces deux paramètres s'obtiennent par ajustement avec des données expérimentales. Le traitement de cette interaction est phénoménologique mais il est possible d'obtenir une estimation de ϵ_{th} à partir de données théoriques par une formule donnée par Ridley [14] :

$$(II-5) \quad \epsilon_{th} = E_g \frac{1+2\mu}{1+\mu} \left(1 + \mu \frac{1+2\mu}{(1+\mu)^2} \alpha E_g \right)$$

où μ est le rapport de la masse des électrons en bas de la bande de conduction par la masse des trous en haut de la bande de valence et α le coefficient de non-parabolicité du matériau

dans la vallée la plus basse. Dans la mesure où P et ϵ_{th} sont faibles, on parle d'un modèle "soft threshold" alors qu'à l'inverse, avec P et ϵ_{th} élevés, le modèle pour l'ionisation est de type "hard threshold". Lors de l'interaction, l'électron incident perd de l'énergie et son vecteur d'onde est aléatoirement réorienté.

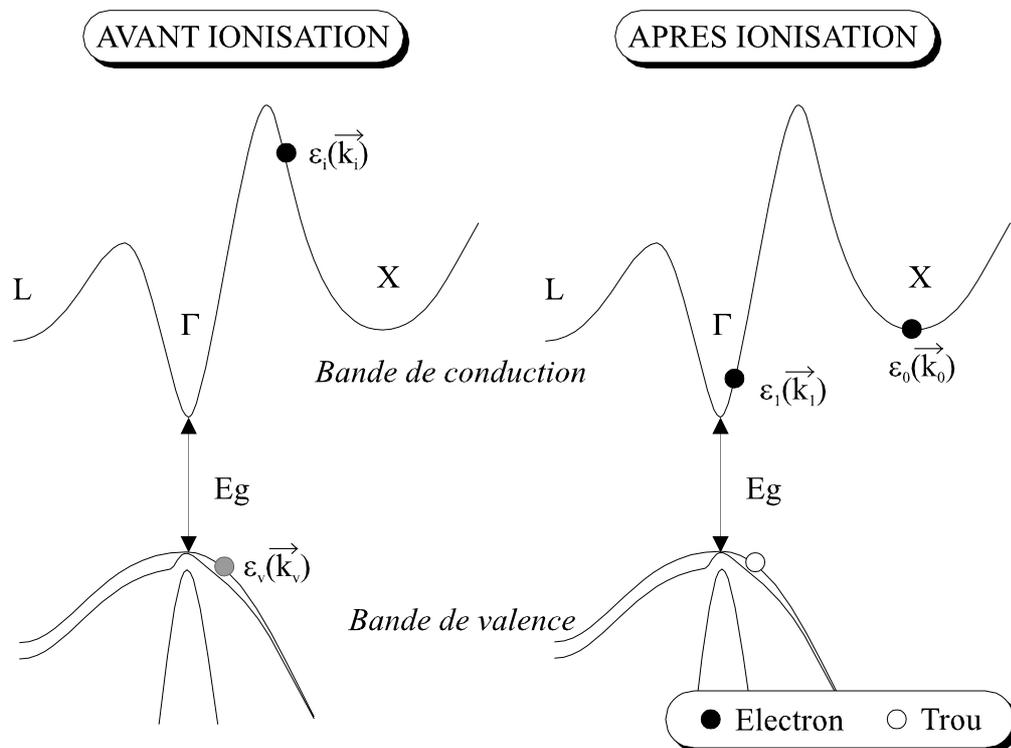


Figure II-2 : particules avant et après ionisation. Un électron libre de la bande de conduction entre en collision avec un électron de la bande de valence pour donner naissance à une paire électron-trou.

On peut définir les taux d'ionisation α_n ou α_p comme les nombres de paires électron-trou générées par un électron ou un trou sur une unité de distance parcourue. Ils s'obtiennent dans notre programme par :

$$(II-6) \quad \alpha_n = \frac{N_{ii}}{v_n \times T} \quad \text{et} \quad \alpha_p = \frac{N'_{ii}}{v_p \times T}$$

où N_{ii} et N'_{ii} sont les nombres d'événements ionisants pour les électrons et les trous durant le temps d'observation T , v_n et v_p les vitesses moyennes des électrons et des trous dans le matériau considéré.

B. Approximations usuelles

Afin de permettre une implémentation informatique simple et des temps de simulation raisonnables, quelques approximations ont été introduites dans notre programme. Pour la structure de bande, notre choix s'est porté sur le modèle simplifié de Littlejohn qui ne considère que trois vallées (Γ , L, X) isotropes et quasi paraboliques (Figure II-3). Il est alors possible d'exprimer facilement la relation de dispersion $\varepsilon(\vec{k})$ pour chaque vallée d'indice i :

$$(II-7) \quad \varepsilon(1 + \alpha_i \varepsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i^*}$$

où α_i est le coefficient de non-parabolicité et m_i^* la masse de l'électron au fond de la vallée. La densité d'état par unité de volume associée à ce type de modèle prend la forme suivante :

$$(II-8) \quad n(\varepsilon) = \frac{(2m_i^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\varepsilon(1 + \alpha_i \varepsilon)} (1 + 2\alpha_i \varepsilon)$$

Ces expressions simples de l'énergie et de la densité d'états permettent une formulation des probabilités d'interaction dépendant directement de l'énergie, $\lambda(\varepsilon)$ [12,15].

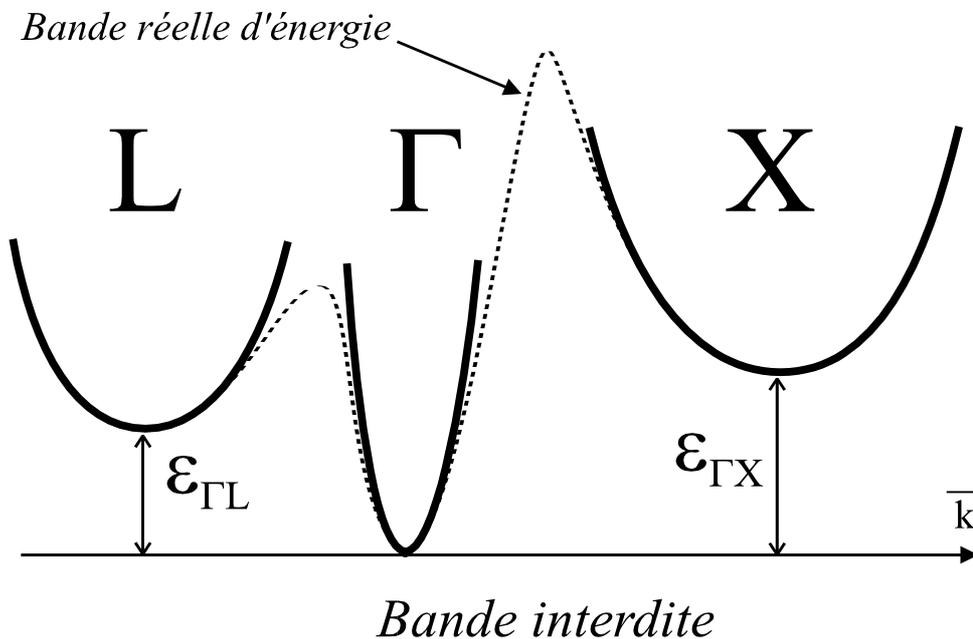


Figure II-3 : modèle de structure de bande de Littlejohn. Les vallées (Γ , L, X) sont considérées isotropes et quasi paraboliques.

Ce modèle s'avère toutefois insuffisant pour traiter le transport à fort champ car il ne présente pas de maximum pour les valeurs d'énergie permises. Comme on peut le voir sur la Figure II-4, entre 0 et 5 eV, une densité d'états proche de la réalité [16] présente des valeurs

maximales alors que la densité d'états associée au modèle croît continûment en ϵ^2 . Une bonne représentation du régime à énergie élevée peut être réalisée en utilisant les deux premières bandes de conduction du semi-conducteur [17] ou la structure de bande complète [16].

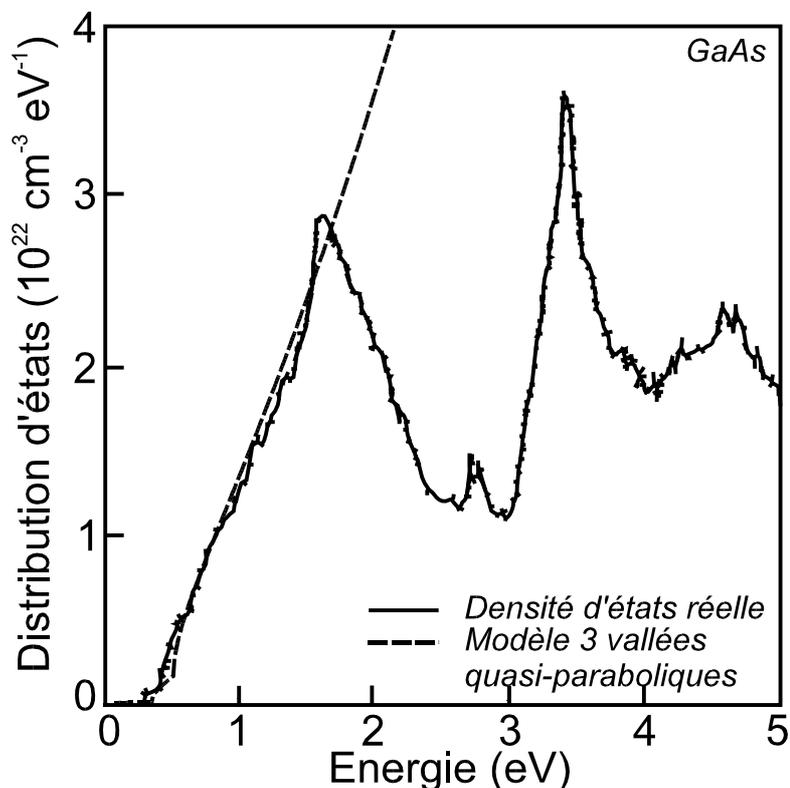


Figure II-4 : densité d'états associée au modèle de structure de bande comparée à la densité réelle. Les vallées (Γ , L , X) sont considérées isotropes et quasi paraboliques

Au niveau des interactions, nous avons négligé les collisions entre électrons qui sont des événements peu influents dans les matériaux massifs. Aux densités usuelles, les interactions piézo-électriques et acoustiques sont considérées comme élastiques à température ambiante car l'énergie des phonons échangés est faible. De plus le traitement de l'interaction sur impuretés ionisées (Brooks-Herring) reste relativement approximatif. Le principe de Pauli et l'effet de la dégénérescence sont également absents de nos calculs car ils nécessitent la connaissance des fonctions de distribution électronique et la position du niveau de Fermi. Malgré ces approximations dont certaines peuvent s'avérer gênantes pour des concentrations de dopants au-delà de 10^{18} cm^{-3} , le modèle donne des résultats en bon accord avec l'expérience. Il montre aussi ses limites quand il s'agit d'étudier le transport dans des structures dont les dimensions avoisinent quelques centaines d'Angströms (cf. Partie III).

C. Mise en oeuvre

Le détail de la mise en oeuvre du programme de modélisation du transport électronique dans les matériaux massifs, récapitulée par l'organigramme de la Figure II-6, peut être consulté dans des travaux antérieurs [15,18,19]. Le programme débute par la lecture des données et les diverses initialisations indispensables au déroulement de la simulation. Elles concernent les paramètres matériaux de la couche, le calcul ainsi que le stockage en mémoire des probabilités totales d'interaction et enfin la préparation des particules simulées. Le coeur du programme est constitué de deux boucles : l'itération sur le temps dans laquelle est imbriquée l'itération sur les électrons. Ceux-ci, tour à tour, subissent l'effet du champ électrique et des interactions. Si l'on désigne par λ_i la probabilité d'une interaction et λ_T la somme totale des probabilités d'interaction par unité de temps, une procédure de tirage aléatoire entre 0 et 1 permet de déterminer si il y a lieu de faire subir une interaction et dans l'affirmative, de désigner sa nature (Figure II-5). L'angle de déviation est alors déterminé puis le vecteur \vec{k} modifié et enfin l'énergie réactualisée en prenant en compte éventuellement un échange de phonon. Dans le cas d'une ionisation par impact, l'échange d'énergie s'effectue avec les particules générées lors du choc.

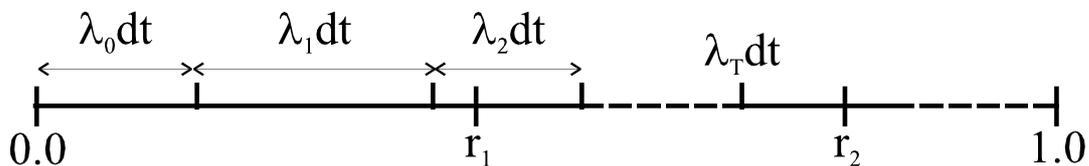


Figure II-5 : obtention du type d'interaction par tirage aléatoire entre 0 et 1. Le tirage r_1 indique l'interaction 2 dans le modèle et r_2 n'aboutit sur aucune interaction.

Le pas de temps dt est généralement choisi de manière à ce que la probabilité $\lambda_T(\epsilon).dt$ soit très inférieure à 1 pour une grande gamme d'énergies. Mais il peut arriver que cette condition ne soit pas vérifiée, en particulier à énergie élevée ; une procédure de réduction dichotomique permet de reprendre le vol libre précédent avec un pas de temps deux fois moindre. Les probabilités d'interaction deviennent environ deux fois plus faibles et le tirage aléatoire peut s'effectuer correctement. Il ne restera plus qu'à compléter le pas de temps avec à nouveau un vol libre sur un demi pas de temps puis l'effet des interactions. Une fois les boucles sur les particules et sur le temps exécutées, le programme calcule les moyennes des grandeurs physiques et les sauvegarde sur disque dur.

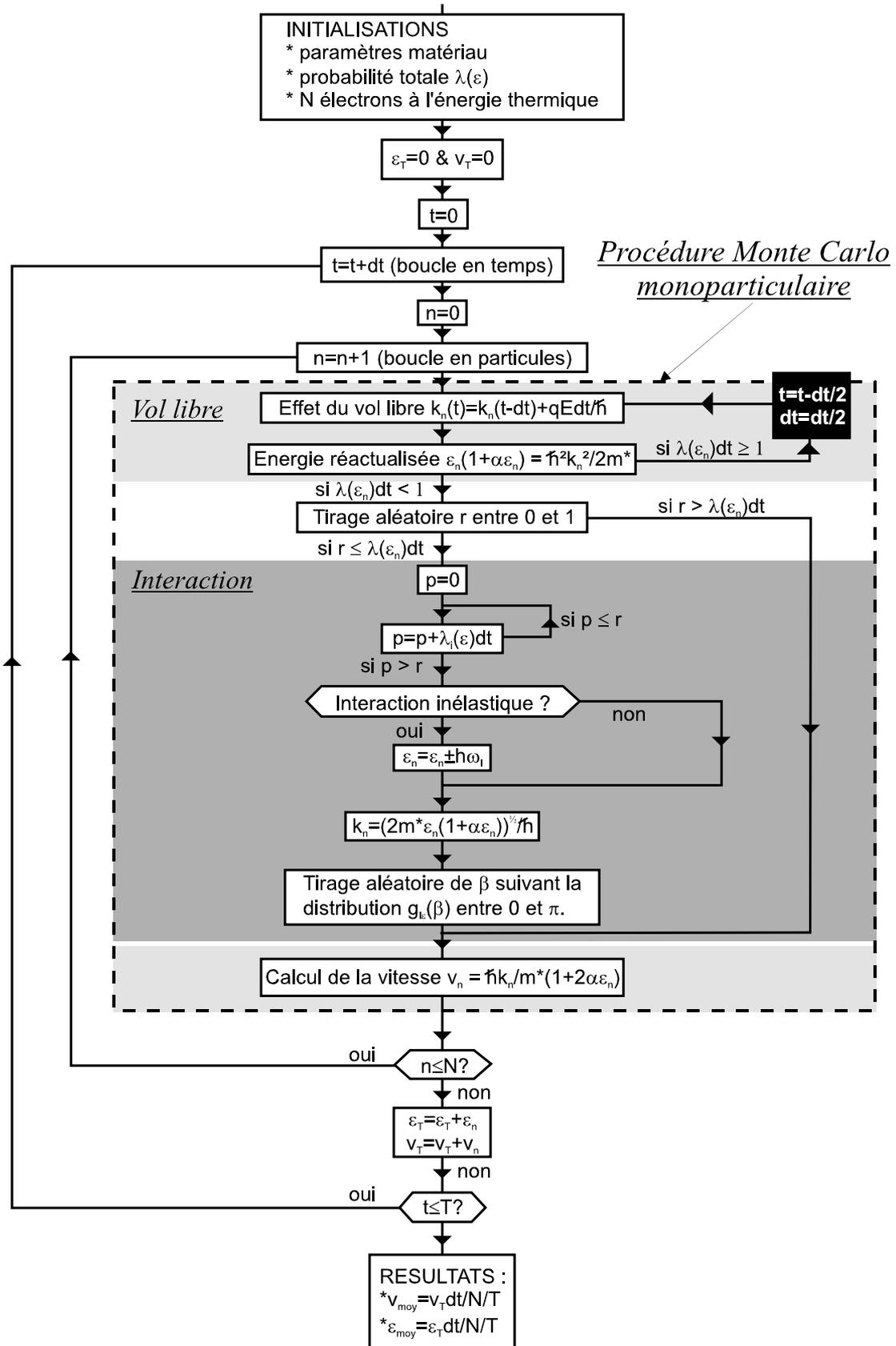


Figure II-6 : organigramme du programme Monte Carlo dans les matériaux massifs. La procédure de réduction du pas de temps en cas de probabilité d'interaction $\lambda_i dt$ supérieure à 1 (cadre à fond noir) a été schématisée pour plus de clarté.

II. TRANSPORT DANS DIVERS MATERIAUX

A. Filière InP

La filière de matériaux sur substrat InP permet la réalisation des HEMT détenant les meilleures performances en micro-électronique surtout dans les applications faible bruit. Nous examinerons le transport électronique en régime stationnaire et en régime non stationnaire des trois matériaux suivant : l'InP, le GaInAs adapté en maille sur InP et le GaInAs pseudomorphique.

1. InP

En micro-électronique, l'InP, déjà en usage dans les FET classiques [20] devient un matériau assez prisé dans la fabrication des HEMT car il présente deux qualités intéressantes. Utilisé comme barrière avec un canal en GaInAs, il permet la réalisation de structure sans aluminium [21,22,23]. Utilisé comme canal, il devient, vis à vis du GaInAs, une alternative intéressante pour les applications de puissance [24,25].

Les paramètres électroniques utilisés pour le transport de charge dans l'InP sont réunis dans le Tableau 2 de l'Annexe. Sur ce tableau nous donnons également les paramètres des matériaux $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ et $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{P}$. Ils ont été obtenus par une interpolation décrite par Adachi [26,27] entre l'InP et le GaP [28] pour GaInP et entre l'InP et AlP [28] pour l'AlInP. Pour GaInP, les paramètres ont été partiellement ajustés grâce une publication de K.F. Brennan sur $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ [29]

a) Transport en régime stationnaire

Sur la Figure II-7, la vitesse de dérive fonction du champ dans l'InP faiblement dopé est comparée avec des résultats expérimentaux et d'autres calculs théoriques. Dans l'ensemble l'accord est assez bon avec une vitesse pic à $2.55 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour un champ de 12 kV/cm et une vitesse de saturation de $8 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ à 200 kV/cm. L'étude des coefficients d'ionisation des électrons dans ce matériau montre une évolution différente de celle du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Sur la Figure II-8, où ont été reportés les coefficients expérimentaux et théoriques d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique, on observe un accord

assez correct entre les différentes courbes et une progression très rapide de α_n avec l'élévation du champ électrique.

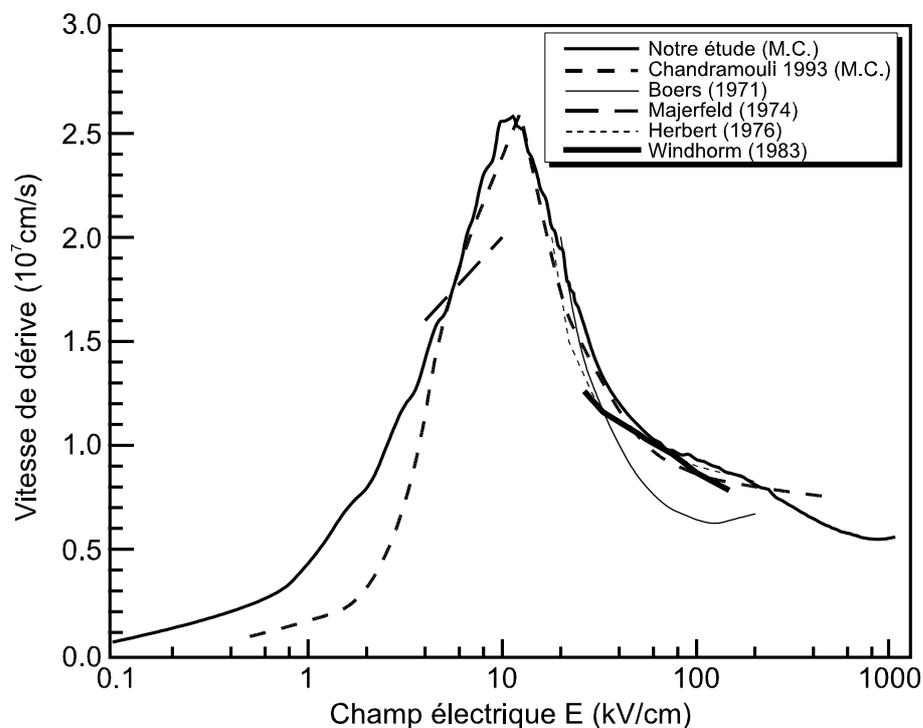


Figure II-7 : vitesse de dérive des électrons dans InP n.i.d. fonction du champ électrique à 300°K. Les résultats sont comparés avec des travaux expérimentaux (Boers, Windhorm [30], Majerfeld [31], Herbert [32]) et théoriques (Chandramouli [33]).

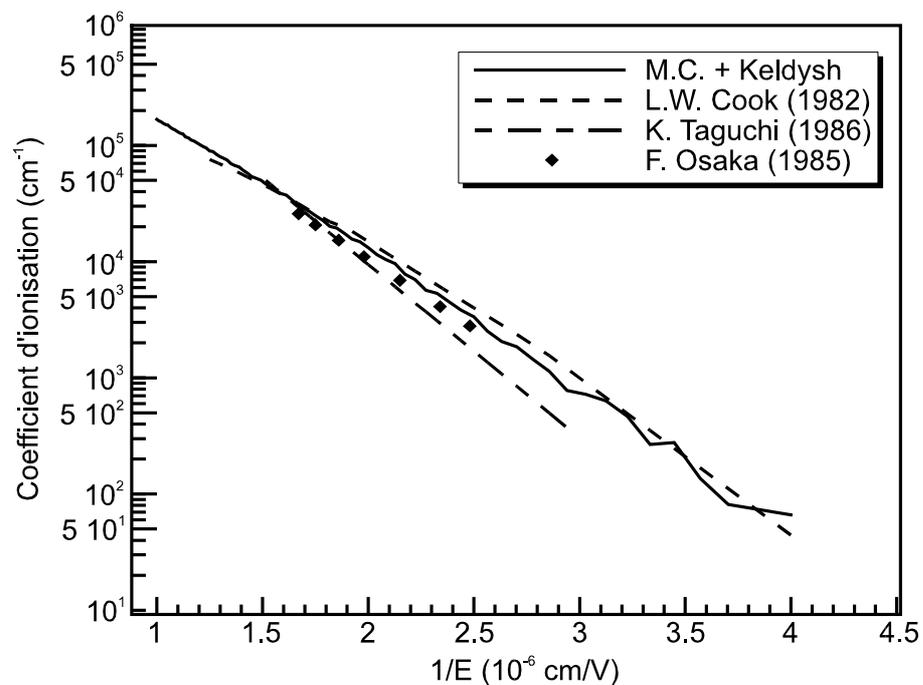


Figure II-8 : comparaison du coefficient d'ionisation des électrons dans l'InP avec quelques données expérimentales (L.W. Cook [34], F. Osaka [35,36], K. Taguchi [37]).

b) Transport en régime non-stationnaire

L'étude du transport en régime non-stationnaire permet d'évaluer les performances possibles d'un matériau pour des applications aux transistors à effet de champ. Les électrons, qui arrivent sous l'électrode de grille, sont sujets à une grande variation de champ électrique qui leur confère un régime de survitesse. Les temps de transit des porteurs sous la grille et par conséquent les fréquences de fonctionnement des transistor en dépendent largement. Pour étudier le comportement des électrons dans ces conditions, nous avons simulé 10000 porteurs entraînés pendant une picoseconde par un champ de 1 kV/cm, puis, soumis brutalement à un champ élevé (25-200 kV/cm). Nous avons représenté, sur la Figure II-9, l'évolution temporelle de la vitesse moyenne du paquet d'électrons dans l'InP non intentionnellement dopé. On peut y observer des survitesses jusqu'à $9 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour un échelon de 200 kV/cm.

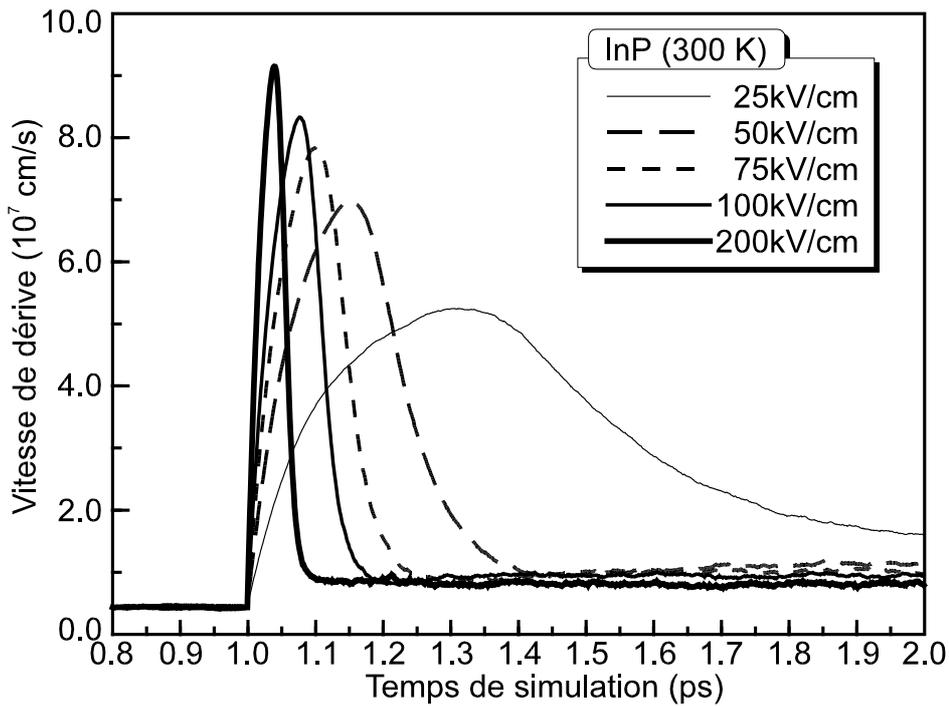


Figure II-9 : évolution de la vitesse d'un paquet d'électrons soumis à différents échelons de champ électrique. On peut mettre en évidence des pics de survitesse jusqu'à $9 \times 10^7 \text{ cm/s}$ dans ces conditions.

Doté d'une bonne vitesse pic, de coefficients d'ionisation faibles pour des champs relativement élevés ($\sim 250 \text{ kV/cm}$) et de survitesses élevées, l'InP est un matériau semi-conducteur tout à fait acceptable pour des applications en micro-électronique surtout dans le domaine de la puissance.

2. GaInAs

Le ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ se révèle être un excellent matériau pour la réalisation de dispositifs en microélectronique. Il peut croître en accord de maille sur InP pour une composition d'indium de 0.53, ou subir une contrainte due au désaccord de maille avec le substrat. Dans ce dernier cas, on parle de GaInAs pseudomorphique, matériau que l'on distinguera de la forme adaptée en maille.

a) Matériau adapté en maille

(1) Transport en régime stationnaire

Le jeu de paramètres [19] utilisé pour l'étude du transport dans ce matériau est rassemblé dans le Tableau 1 dans l'Annexe. Sur la Figure II-10, nous comparons les vitesses de dérive à température ambiante en fonction du champ électrique de quelques matériaux non contraints : $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$, InAs et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Avec une vitesse pic à $2.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ vers un champ de 3.5 kV/cm et une mobilité élevée, $12000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, à dopage faible, $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ se montre supérieur au GaAs ou à l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ à température ambiante. Le premier ne dispose que d'une vitesse pic de $2.0 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ et d'une mobilité à bas champ de $8000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Quant au deuxième, le pic de vitesse n'atteint que $2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ à 9 kV/cm et la mobilité ne dépasse pas $4000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [19]. Dans GaInAs, avec l'augmentation de la composition d'indium, la mobilité et la vitesse électroniques à bas champ s'améliorent puisqu'elles atteignent $15000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ et $2.8 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour une composition de 75% d'indium et $22000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ et $3.8 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour l'InAs.

Sur la Figure II-11, la représentation des variations de la vitesse de dérive avec le champ électrique sur une plus grande échelle (0-2 MV/cm) permet d'observer l'influence de l'ionisation par impact. Avec l'augmentation du champ électrique la vitesse de dérive diminue dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ jusqu'à 200 kV/cm. A partir de cette valeur de champ, les événements ionisants refroidissent les électrons qui deviennent plus rapides. A 1 MV/cm, la vitesse des électrons, en excluant l'ionisation, est descendue à $2 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ alors qu'en prenant cette interaction, la vitesse remonte à $4.5 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$. Ce phénomène, qui a déjà été constaté avec d'autres modèles [17], confirme l'influence de l'ionisation par impact sur les caractéristiques de vitesse. Nous avons représenté, Figure II-12, les coefficients d'ionisation des électrons en

fonction de l'inverse du champ électrique dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. En les comparant avec une série de données expérimentales [38,39,40,41,42,43], on observe que les coefficients obtenus pour les champs les plus importants sont en accord avec les mesures. Par contre, un désaccord apparaît pour les champs inférieurs à 200 kV/cm. Le type de modèle d'ionisation en est la raison majeure car il a été ajusté pour des champs élevés, plus habituels dans des structures submicroniques. De plus, le nombre d'événements ionisants est assez faible en dessous de 200 kV/cm, ce qui n'offre pas une bonne statistique pour une comparaison malgré de longs temps de simulation.

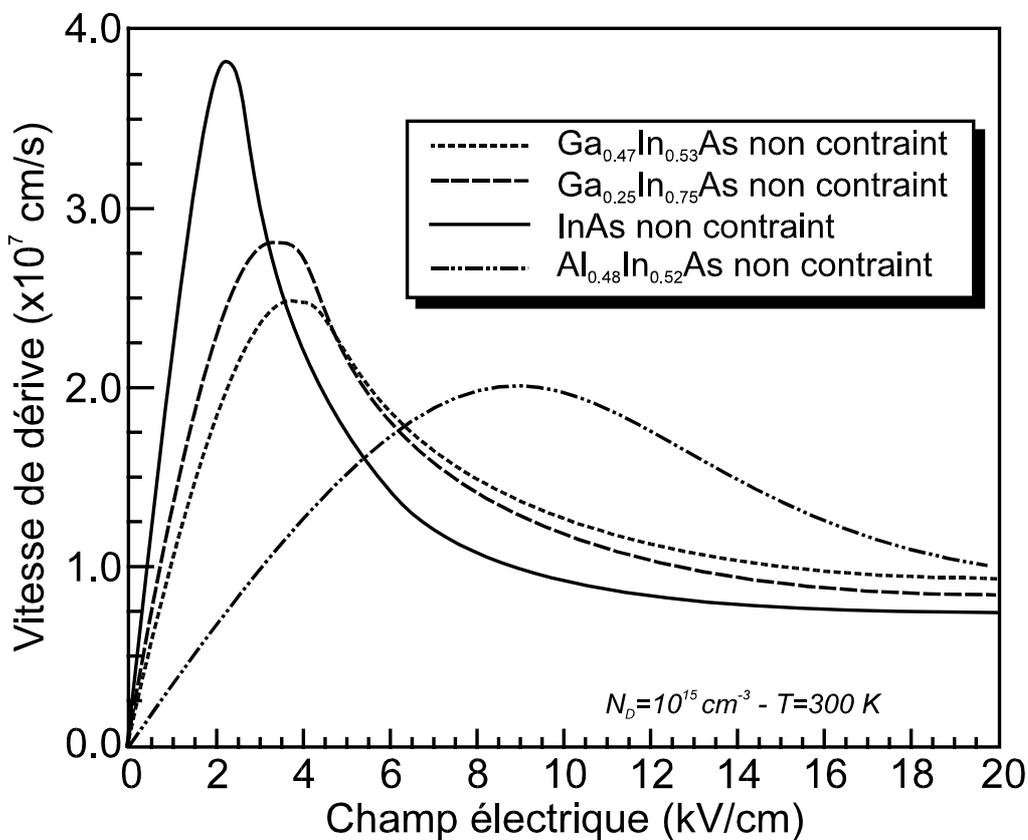


Figure II-10 : vitesse de dérive des électrons en régime stationnaire dans le ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$. Ce matériau est excellent pour la micro-électronique avec une vitesse pic de $2.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ et $2.8 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$. L'augmentation du taux d'indium pourrait faire tendre la vitesse pic à $3.8 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ (InAs).

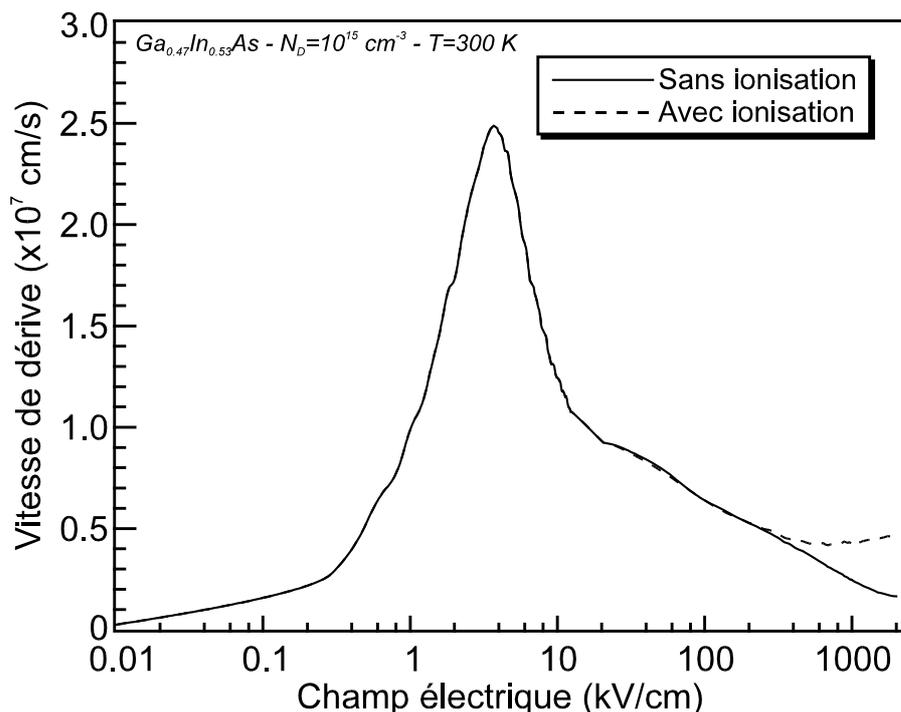


Figure II-11 : comparaison des vitesses des électrons avec ou sans ionisation dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$. A fort champ, la prise en compte de l'ionisation par impact fait remonter la vitesse dès 200 kV/cm.

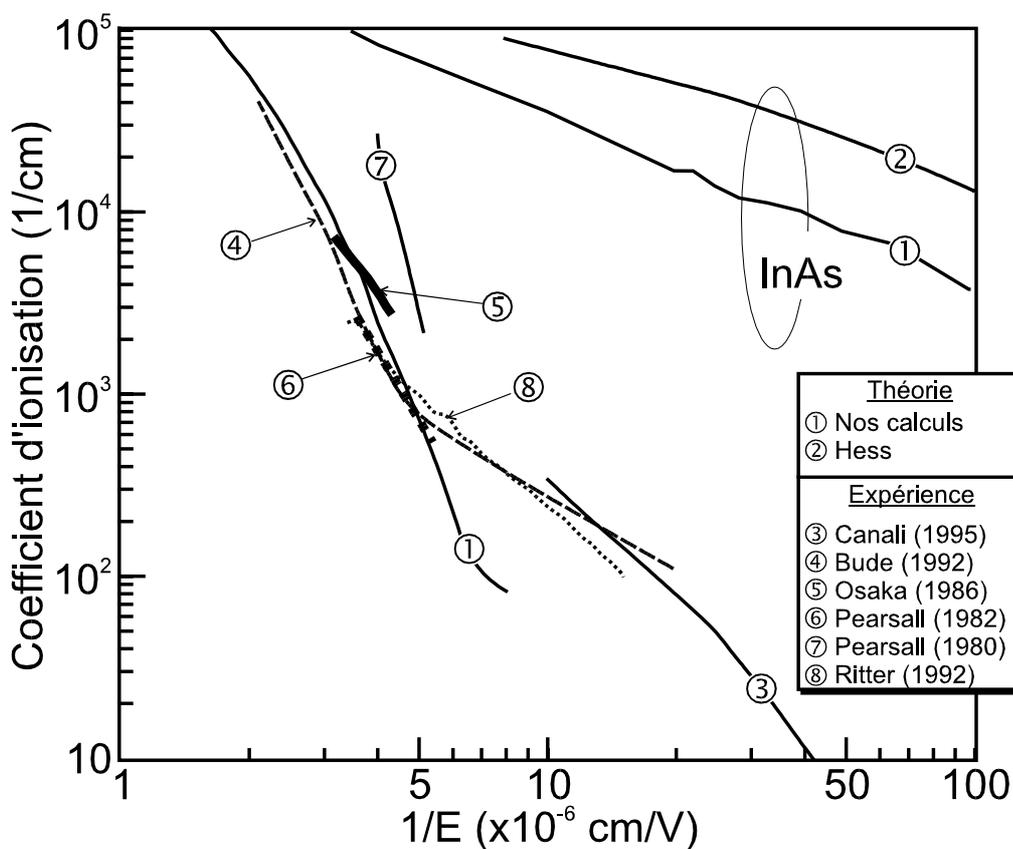


Figure II-12 : comparaison théorie-expérience pour les coefficients d'ionisation des électrons dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ non contraint.

(2) Transport en régime non-stationnaire

Nous avons étudié le transport non-stationnaire dans le $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ non contraint dans les mêmes conditions que l'InP (Figure II-9). Sur la Figure II-13, où sont reportées les évolutions temporelles des vitesses moyennes des électrons, on peut noter que, pour un échelon de champ électrique de 25 kV/cm, la vitesse atteint $8.2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ au bout de 0.22 ps, ce qui est assez cohérent avec des résultats publiés antérieurement [44]. Alors qu'il est difficile de dépasser $9 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ dans le GaAs et l'InP, les électrons dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ atteignent des pics de survitesse de 1.0 à $1.1 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ en réponse à des champs de 100 à 200 kV/cm. Due à une masse électronique plus faible dans GaInAs, cette différence de 20% explique partiellement la supériorité des HEMT AlInAs/GaInAs sur leurs homologues AlGaAs/GaAs car les temps de transit sous la grille sont directement en liaison avec le régime de survitesse.

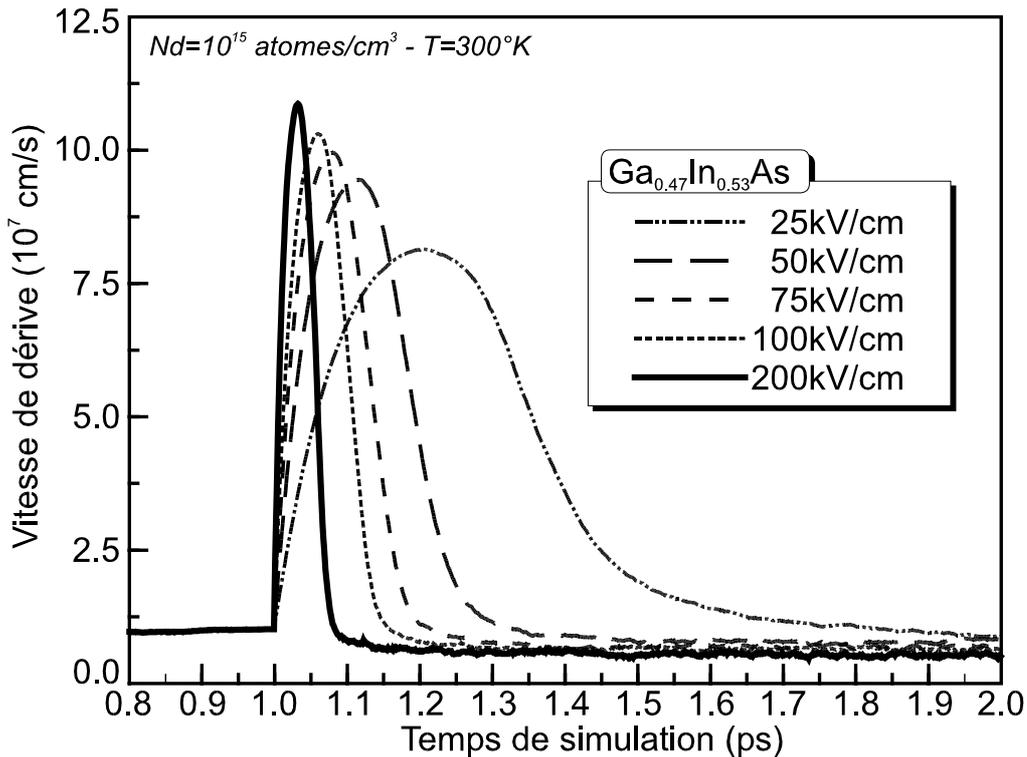


Figure II-13 : vitesse de dérive en régime transitoire. Les électrons, initialement entraînés par un champ de 1 kV/cm, sont soumis à une variation abrupte de champ électrique allant de 25 à 200 kV/cm. Le pic de survitesse maximal atteint $1.1 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$.

b) Matériau pseudomorphique

Pour assurer une croissance de bonne qualité, l'épitaxie des couches sur le substrat doit être cohérente. Lorsque les couches présentent un désaccord de maille vis à vis du substrat, leur réseau cristallin subit une déformation tétragonale pour assurer la continuité cristalline. Cette déformation est pratiquement nulle pour les ternaires $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ sur InP. Pour d'autres compositions d'indium, le semi-conducteur peut subir une contrainte en compression ou en extension ; il est alors pseudomorphique. Une étude synthétique des états de contraintes a été fournie antérieurement par L. Baudry [45]. Nous nous bornons à récapituler les effets causés en bande de conduction. Pour le seul matériau pseudomorphique abordé dans cette étude, le $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ en compression sur InP ($x > 0.53$), la contrainte, par rapport au matériau en accord de maille, se résume à cinq effets importants :

- l'anisotropie de la masse des électrons en vallée centrale ;
- l'augmentation des énergies de fond de vallée par rapport à la bande de valence ;
- la levée de la dégénérescence des vallées X ;
- l'augmentation de l'énergie du phonon optique polaire ;
- la modification des constantes diélectriques.

Un sixième phénomène, plutôt limitatif, survient lorsque la contrainte est trop forte pour être supportée par le matériau. Des dislocations, détériorant fortement l'épitaxie, apparaissent si l'on dépasse une certaine épaisseur de couche que l'on appelle l'épaisseur critique, h_c [46]. Par exemple, des calculs théoriques donnent $h_c=60 \text{ \AA}$ pour le $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$ déposé sur InP [47].

De manière générale, à composition d'indium équivalente, les performances du GaInAs contraint sont très légèrement inférieures à celles du matériau accordé en maille à cause de l'augmentation de la masse en vallée Γ et de la réduction de l'espacement intervallée ϵ_{Γ_L} , causées par la contrainte [48]. Comme le montre la Figure II-14, toutes les caractéristiques importantes pour la micro-électronique, c'est-à-dire les vitesses pic, la survitesse et la mobilité bas champ, augmentent avec la composition d'indium dans le matériau contraint sur InP. Mais l'élévation simultanée de l'ionisation par impact à fort champ peut constituer une limitation importante pour l'utilisation de ce matériau dans des dispositifs de puissance. Nous avons représenté, Figure II-15, les coefficients d'ionisation de GaInAs

avec un taux d'indium supérieur à 53% pour deux valeurs de champs électriques, 250 kV/cm et 500 kV/cm. Le Tableau 2 permet la comparaison de ces coefficients avec ceux obtenus expérimentalement pour GaAs et théoriquement pour InP et Ga_{0.47}In_{0.53}As. On observe tout d'abord que Ga_{0.47}In_{0.53}As et GaAs ont des caractéristiques relativement proches. Le matériau InP présente les coefficients les plus bas surtout à 250 kV/cm où $\alpha_n = 40 \text{ cm}^{-1}$. Avec une énergie de seuil de 1.69 eV [16], il est naturel que de forts mécanismes d'ionisation apparaissent plus tard par rapport à Ga_{0.47}In_{0.53}As où l'énergie de seuil n'est que de 0.92 eV. Mais de tous les matériaux étudiés, le Ga_{0.25}In_{0.75}As montre les coefficients d'ionisation les plus élevés avec $8 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ à 500 kV/cm.

Matériaux	$\alpha_n(250\text{kV/cm})$	$\alpha_n(500\text{kV/cm})$
GaAs (exp. [49])	$2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$	$5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$
InP	40 cm^{-1}	10^4 cm^{-1}
Ga _{0.47} In _{0.53} As	$3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$	$5.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$
Ga _{0.25} In _{0.75} As contraint	$1.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$	$8 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$

Tableau 2 : coefficients d'ionisation pour trois matériaux à petit gap à température ambiante.

Il faut ajouter qu'aucun résultat expérimental n'a été publié, à notre connaissance, sur les coefficients d'ionisation dans GaInAs contraint sur InP à ce jour. On peut toutefois émettre comme remarque sur la validité de nos résultats qu'ils ne tiennent pas compte de la quantification dans les couches minces. Celle-ci tend à remonter le niveau fondamental dans le puits avec la réduction de l'épaisseur de la couche rendant le gap apparent plus important que dans le matériau massif et amenant une diminution de l'ionisation par impact.

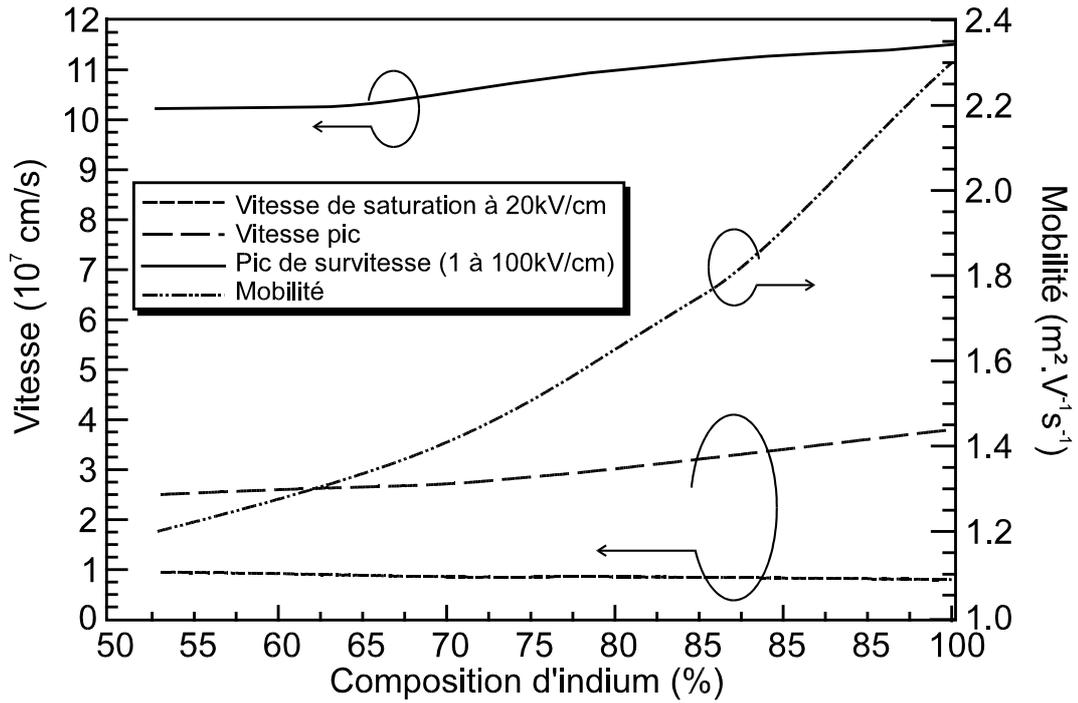


Figure II-14 : évolution des vitesses pic, survitesses et mobilités dans GaInAs contraint sur InP avec la composition d'indium.

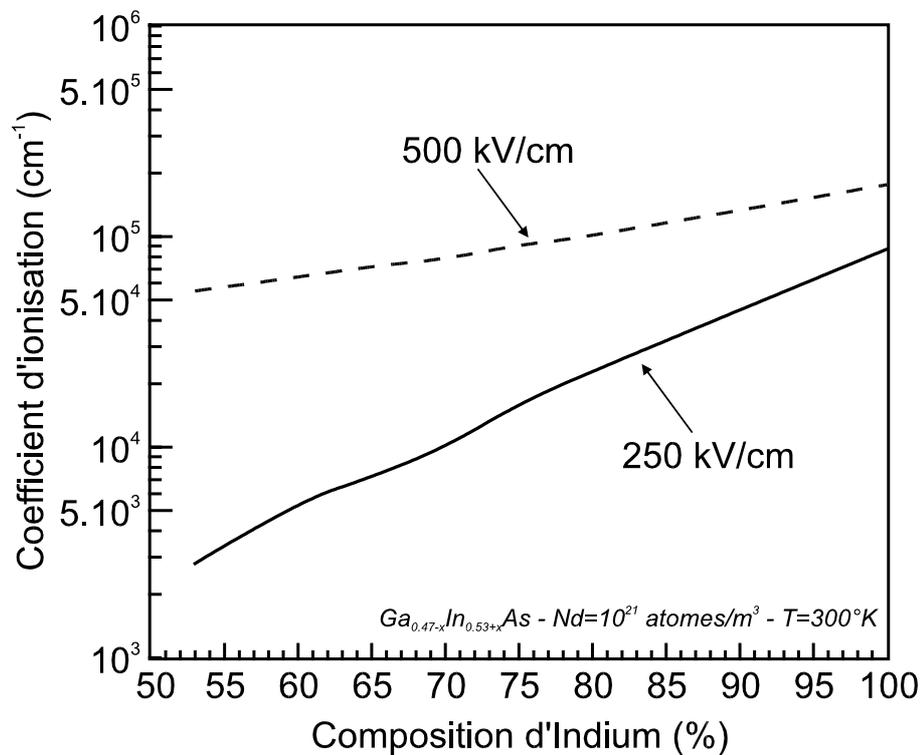


Figure II-15 : évolution des coefficients d'ionisation à fort champ dans GaInAs contraint sur InP avec la composition d'indium.

B. Filière GaN

1. Introduction

Bien que leur succès soit plutôt récent, les composés III-V nitrurés font partie des premiers semi-conducteurs mentionnés. Matériaux à grand gap (Figure II-16), ils peuvent se trouver sous deux formes différentes : la forme Wurzite (la plus répandue) caractérisée par une maille hexagonale et d'autre part, sous certaines conditions, la forme Zinc Blende qui cristallise avec une maille cubique à faces centrées. AlN a été mentionné pour la première fois en 1907 [50] mais synthétisé par E. Tiede en 1928 [51] sous la forme Wurzite déterminée par H. Ott [52]. Quant au GaN, sa synthèse a été réalisée pour la première fois en 1932 par W.C. Johnson [53], et J.V. Lirman en 1937 [54] ainsi que R. Juza en 1938 [55] ont révélé son caractère Wurzite. Il faudra néanmoins attendre le début des années 70 pour obtenir des croissances épitaxiales de GaN [56,57,58] et d'AlN [59] sur saphir. A cause de son caractère instable, la croissance de la forme cubique de ces composés n'a vraiment été maîtrisée qu'à partir de 1986 quand différentes équipes l'ont effectuée sur substrats β -SiC [60], GaAs [61,62,63] ou Silicium [64]. Pour désigner le GaN Wurzite nous utilisons l'écriture h-GaN et pour le GaN Zinc Blende, l'écriture c-GaN.

Dans le but de réaliser la modélisation de MODFET AlGa_n/Ga_n/AlGa_n, nous nous sommes penchés sur la simulation du transport dans le ternaire AlGa_n. Ce matériau, qui peut également croître sous les formes Wurzite et Zinc Blende, a été étudié à partir de 1976 [65,66]. Nous montrerons que les caractéristiques de transport peuvent évoluer différemment avec la composition d'aluminium dans les deux formes cristallines.

Le composé ternaire InGa_n, en remplacement du Ga_n, dans la réalisation de MODFET AlGa_n/InGa_n/Ga_n est promis à un avenir splendide d'après certains auteurs [67]. L'idée est de faire tendre les propriétés de transport électronique du canal vers InN qui présente une mobilité importante pour les III-V nitrurés avec $3000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour un dopage de $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [68]. Connu depuis 1910 [69] et utilisé en épitaxie dès 1970 [70], l'InN est le binaire nitruré le plus difficile à faire croître. C'est pourquoi on n'utilise pas InGa_n actuellement en microélectronique mais plutôt en optoélectronique [71] qui semble peu sensible aux nombreux défauts dans ces matériaux.

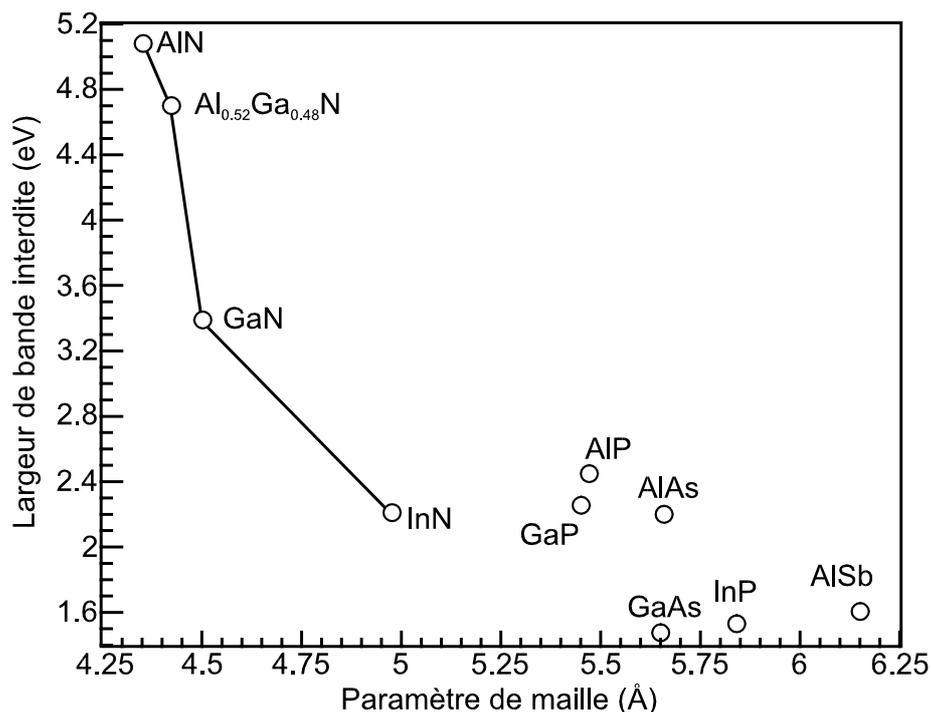


Figure II-16 : comparaison des largeurs de bande interdite fonction du paramètre de maille pour la famille des III-V nitrurés de type Zinc Blende avec d'autres semi-conducteurs plus usuels

2. Présentation des deux formes cristallines

Comme les deux formes cristallines présentent deux types de structures de bande assez éloignées, il est nécessaire de considérer deux modèles de vallées et deux jeux de paramètres différents.

a) Forme Zinc Blende

Pour la forme cubique, la structure de bande, représentée sur la Figure II-17, peut être classiquement décrite par le modèle de vallées Γ_{LX} quasi paraboliques de Littlejohn. Le Tableau 3 de l'Annexe rassemble les principaux paramètres physiques utilisés pour la simulation du transport électronique dans ce matériau. La plupart de ces paramètres ont des valeurs relativement dispersées ou sont difficilement accessibles dans la littérature. Il s'agit principalement des constantes de couplage intervallée et des potentiels de déformation. Dans ce cas, les valeurs utilisées pour l'AlGaAs ont été reprises puis affinées pour approcher les résultats d'autres travaux.

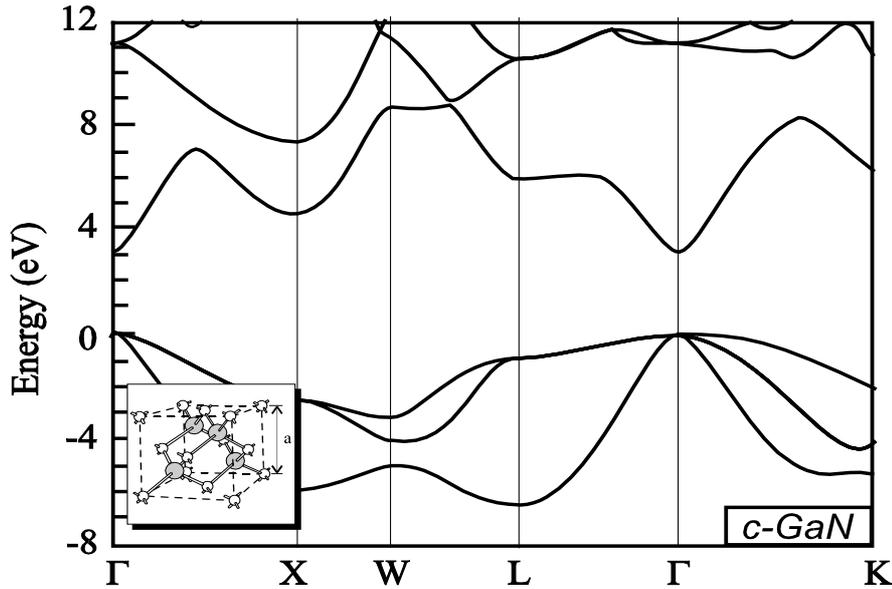


Figure II-17 : structure de bande calculée par J. Kolnik et K. Brennan [72] pour la forme Zinc Blende du GaN.

b) Forme Wurtzite

La modélisation du transport d'électrons dans GaN de type Wurtzite est assez délicate car l'obtention des paramètres relatifs aux vallées satellites est difficile. Beaucoup d'études ont été menées afin de mieux connaître la structure de bande (Figure II-18) [73,74,75,76], mais les résultats sont très dispersés voire contradictoires. Le choix d'un modèle avec quatre vallées Γ , A, M et K (Figure II-19), est motivé par le fait que les vallées A, M et K sont dans les trois directions principales et présentent pratiquement le même écart énergétique avec le bas de la bande de conduction. Le Tableau 4 de l'Annexe, donne les valeurs des paramètres utilisés dans le programme de simulation. Certains paramètres, liés aux modes de vibration dans le cristal, dépendent de la distance moyenne entre atomes différents, distance quasi identique entre les deux types de cristaux. Ils proviennent alors de la phase Zinc Blende comme ceux qui nous sont inconnus, faute de support dans la littérature.

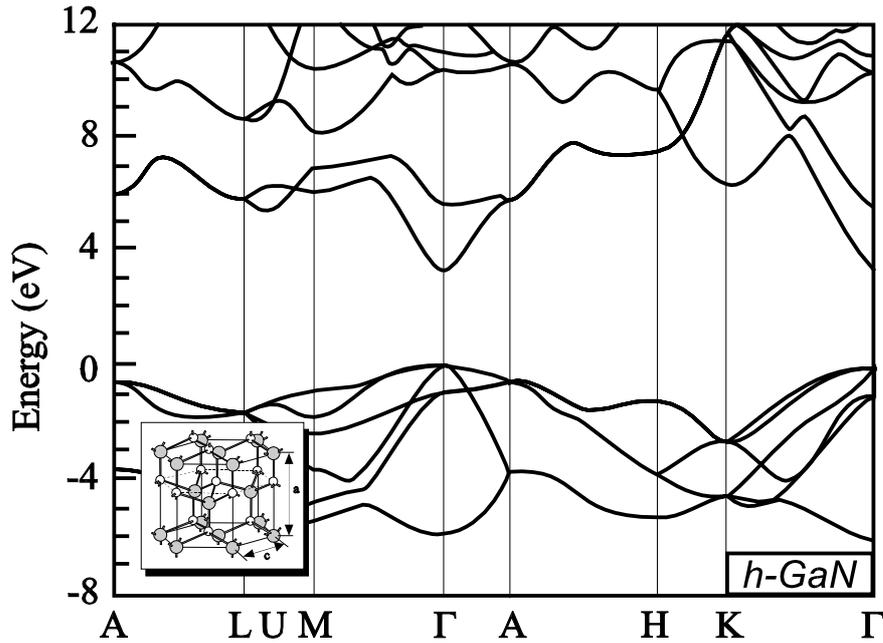


Figure II-18 : structure de bande calculée par J. Kolnik et K. Brennan [72] pour la forme Wurtzite du GaN.

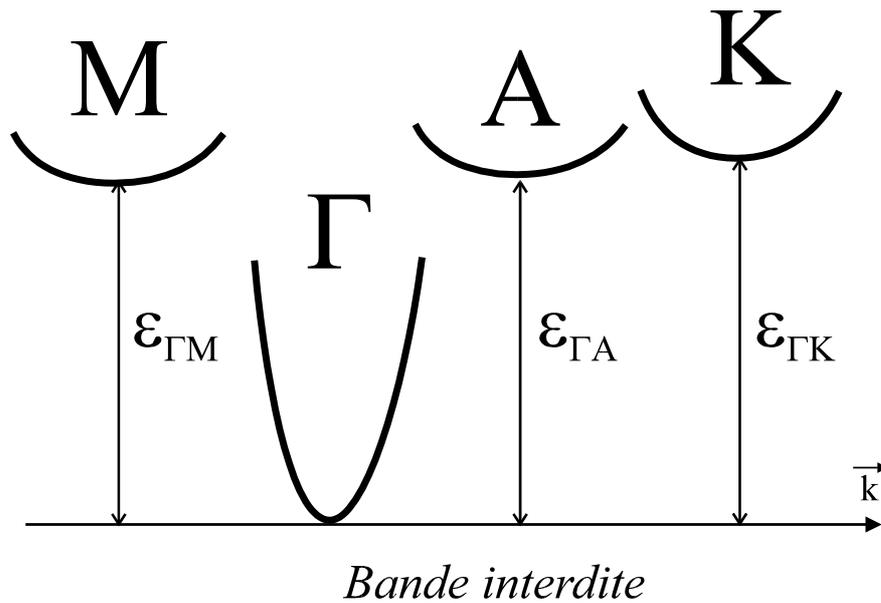


Figure II-19 : modèle de structure de bande employé pour la simulation du transport dans GaN Wurtzite.

3. Transport électronique dans GaN

Nous avons entrepris une étude comparative du transport électronique entre les matériaux de la filière GaN Zinc Blende et Wurtzite [77]. Nous abordons les mobilités, les caractéristiques de vitesse et de survitesse avec quelques confrontations à des résultats expérimentaux ou théoriques.

a) Transport en régime stationnaire

(1) Mobilité électronique à 300K

La Figure II-20 représente les mobilités électroniques dans GaN à champ faible en fonction du dopage. Avec la forme cubique, nous obtenons des valeurs de mobilité supérieures à celles déterminées pour la forme Wurtzite. A 10^{18} cm^{-3} , la mobilité dans c-GaN atteint $600 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ soit le double vis à vis du h-GaN. A dopage faible, i.e. $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, les électrons présentent une mobilité de $3100 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ dans c-GaN et de $1000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour le h-GaN. Ces écarts s'expliquent principalement par la différence des masses en vallée Γ entre les deux formes cristallines : $0.15 m_0$ pour c-GaN et $0.21 m_0$ pour h-GaN. La mobilité bas champ est une des rares caractéristiques du transport que nous pouvons comparer à l'expérience pour GaN. Toujours sur la Figure II-20, nous avons placé des valeurs expérimentales obtenues dans la littérature pour la forme hexagonale [78,79]. La comparaison avec nos valeurs théoriques montre une bonne concordance sur toute la gamme de dopages étudiés.

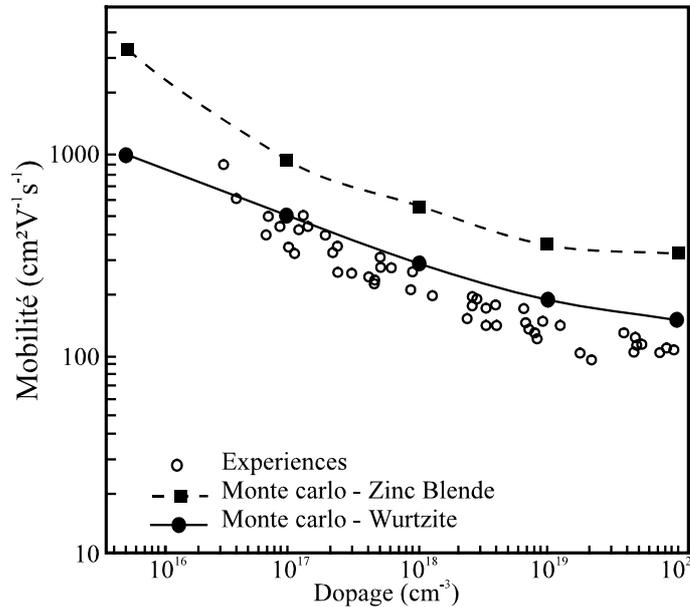


Figure II-20 : mobilités fonction du dopage dans GaN à 300 K.

(2) Vitesse de dérive dans GaN

(a) Introduction

Nous représentons sur la Figure II-21, les vitesses de dérive des électrons en fonction du champ électrique pour les deux formes cristallines du GaN et deux

matériaux largement utilisés en micro-électronique, l'arséniure de gallium et le silicium. Pour c-GaN, la vitesse pic atteint $2.9 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ et la vitesse de saturation $1.7 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ tandis que, pour le h-GaN, ces mêmes vitesses sont $2.75 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour le maximum et $2.0 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour la saturation. Ces deux matériaux III-V nitrurés offrent des vitesses électroniques très supérieures aux vitesses observables dans les matériaux semi-conducteurs plus classiques tels que le GaAs ou le silicium. Cet avantage dans le transport de charges fait du GaN un matériau très attractif dans le domaine de la micro-électronique.

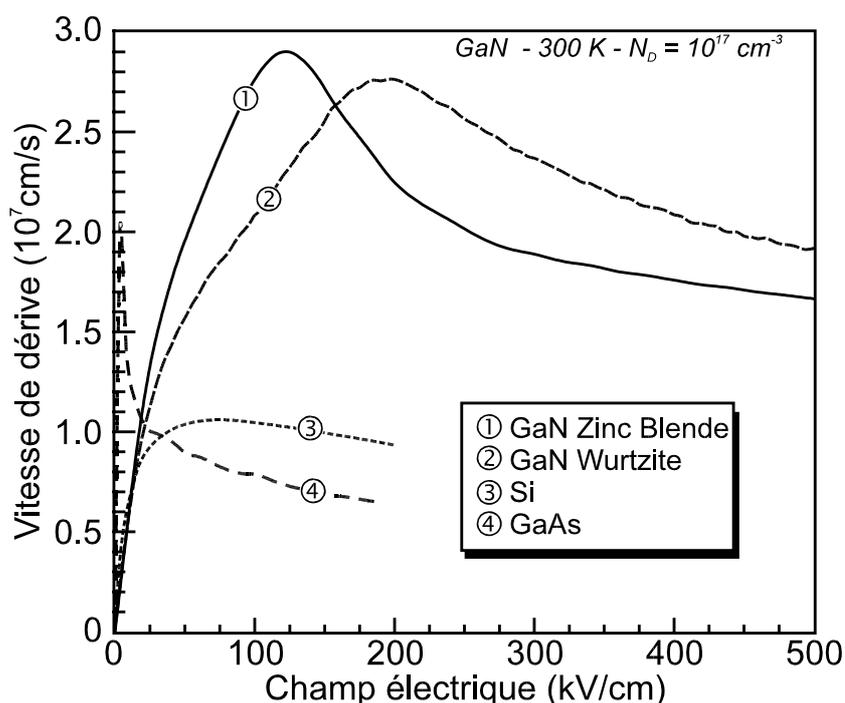


Figure II-21 : vitesses de dérive des électrons en fonction du champ électrique dans GaN comparées à celles d'autres matériaux.

(b) Comparaison avec d'autres résultats théoriques

La vitesse des électrons dans c-GaN dopé à 10^{17} cm^{-3} a été calculée par Brennan en 1995 [72] grâce à un modèle Monte Carlo basé sur une description complète de la structure de bande. Nous l'avons représentée en fonction du champ électrique sur la Figure II-22. Elle présente une région de mobilité différentielle négative à partir du champ de seuil, 110 kV/cm, pour lequel la vitesse atteint un pic vers $2.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. La vitesse de saturation à 500 kV/cm s'établit vers $1.7 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. Le modèle de type trois vallées employé pour notre étude donne des résultats assez similaires hormis un champ de seuil de 125 kV/cm et une vitesse pic qui s'élève à $2.9 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$.

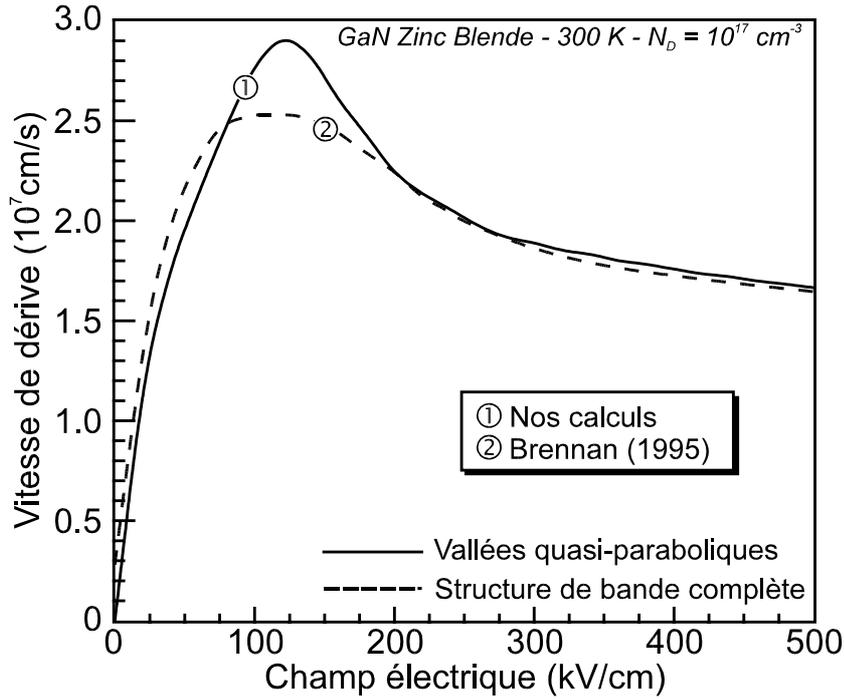


Figure II-22 : vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique dans GaN Zinc Blende comparée à d'autres travaux théoriques (Brennan 1995 [72]).

Pour la forme Wurtzite avec le même dopage (Figure II-23), la vitesse atteint $2.75 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour un champ de seuil de 185 kV/cm. Après une décroissance, elle se maintient vers $2.0 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ à 500 kV/cm. En régime d'électrons chauds, l'avantage du Wurtzite sur le Zinc Blende trouve son explication dans la différence de la masse des porteurs en vallées satellites avec environ $0.3 m_0$ pour la forme hexagonale et entre 0.4 et $0.7 m_0$ pour la forme cubique. En comparaison, d'autres études théoriques du Wurtzite s'accordent pour prédire aussi l'apparition d'une mobilité différentielle négative après 150 kV, tant que le modèle prend en compte des vallées supérieures. Ce n'est pas le cas des calculs de Littlejohn en 1975 [80], qui ne considèrent que la vallée Γ et se destinent plutôt à la détermination de la mobilité à bas champ. Les vitesses déterminées par Shur [81] et à nouveau Littlejohn [82] avec des modèles Monte Carlo plus complets ne montrent pas un accord valable avec nos résultats tant du point de vue du champ de seuil que des vitesses de saturation. Ces deux auteurs ont adopté un jeu de paramètres assez différent avec une masse d'électron en vallée Γ de $0.19 m_0$ et dans les vallées supérieures de $0.7 m_0$ à m_0 ainsi qu'une énergie de séparation entre les vallées satellites et le minimum de la vallée centrale de 1.5 eV. Une mobilité plus élevée, un champ de seuil plus faible vers 130-150 kV/cm et une vitesse de saturation à 300kV/cm bien en deçà avec $1.6 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ en sont les conséquences. Comme pour le Zinc Blende, seuls les travaux de Brennan [72], réalisés à partir d'une structure de

bande complète, présentent des points de concordance hormis dans la zone du champ seuil avec une vitesse pic à $2.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$.

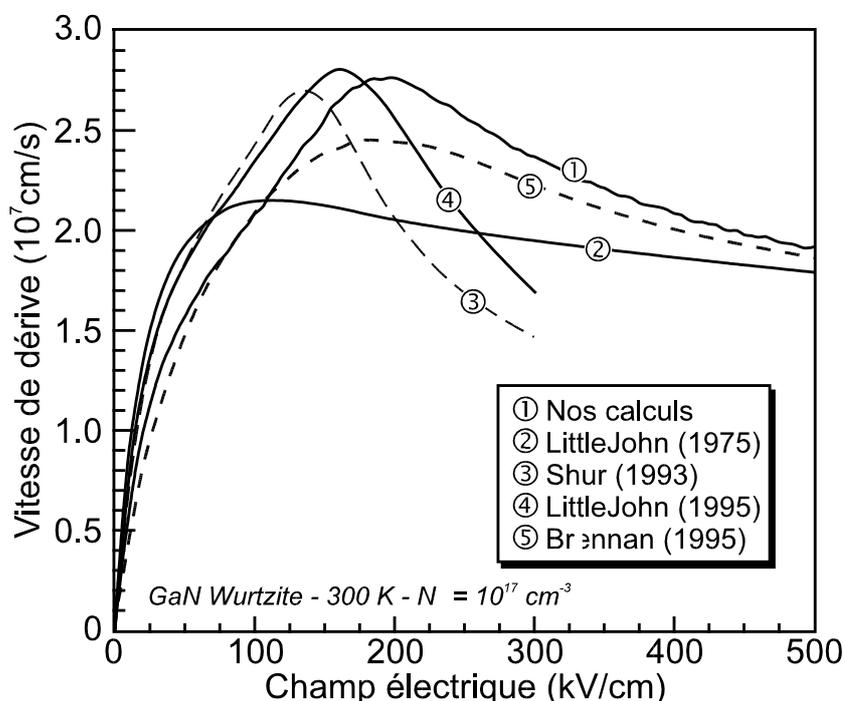


Figure II-23 : vitesses de dérive des électrons selon le champ électrique pour le GaN Wurtzite (Littlejohn 1975 [80], 1995 [82], Shur 1993 [81] et Brennan 1995 [72]).

Pour les deux formes cristallines, les calculs réalisés par Brennan grâce à un modèle Monte Carlo utilisant la structure de bande complète constituent notre référence majeure pour les vitesses de dérive dans GaN. L'écart de performances avec notre modèle est lié à la représentation de la structure de bande [83,84]. Tout d'abord, le modèle simplifié ne tient pas compte du caractère non isotrope de la zone de Brillouin. D'autre part, l'élévation de la masse avec l'énergie par le terme $m^*(1+\alpha\varepsilon)$ issu de l'expression (II-7) ne reflète pas celle décrite par le modèle complet dans le haut des vallées¹. Sur la Figure II-24 où est représentée l'énergie des porteurs selon le champ électrique pour la forme Zinc Blende, on repère trois phases distinctes. La première entre 0 et 100 kV/cm où les porteurs traités par le modèle complet se montrent légèrement plus énergétiques ce qui est cohérent avec les vitesses (Figure II-22). A partir de 100 kV/cm, les électrons commencent à transférer en vallée X mais

¹ Il serait possible de résoudre ce problème en introduisant un terme en $\beta\varepsilon^2$ dans (II-7) ce qui conduirait alors à des modifications lourdes dans le traitement du transport. Le passage au traitement complet de la structure de bande, aussi fastidieux, peut s'avérer plus avantageux.

restent majoritairement en vallée Γ (Figure II-25) avec une occupation à plus de 85%. Dans cette vallée, les porteurs peuvent monter plus haut en énergie avec le modèle 3 vallées pour les raisons invoquées en début de paragraphe, d'où un pic de vitesse plus élevé vers 125 kV/cm. Ensuite les transferts en vallées supérieures font chuter les vitesses. Avec le modèle complet, ils sont moins nombreux car l'intervalle d'énergie entre les vallées Γ et X est de 1.4 eV, valeur supérieure à 1.19 eV utilisé dans le modèle 3 vallées (Tableau 3 de l'Annexe). La dernière phase débute à 200 kV, où la tendance s'inverse pour l'énergie. En effet, avec le modèle simplifié, les porteurs assez haut en énergie en vallée Γ , finissent par transférer en vallée X où ils obtiennent une énergie plus faible par rapport au modèle complet. A 500 kV, les occupations en vallée Γ sont assez proches entre les deux modèles avec 20% et 30%. Donc 80 % des porteurs occupent les vallées supérieures et comme celles-ci sont plus hautes avec le modèle réaliste, les énergies obtenues par Brennan sont plus importantes.

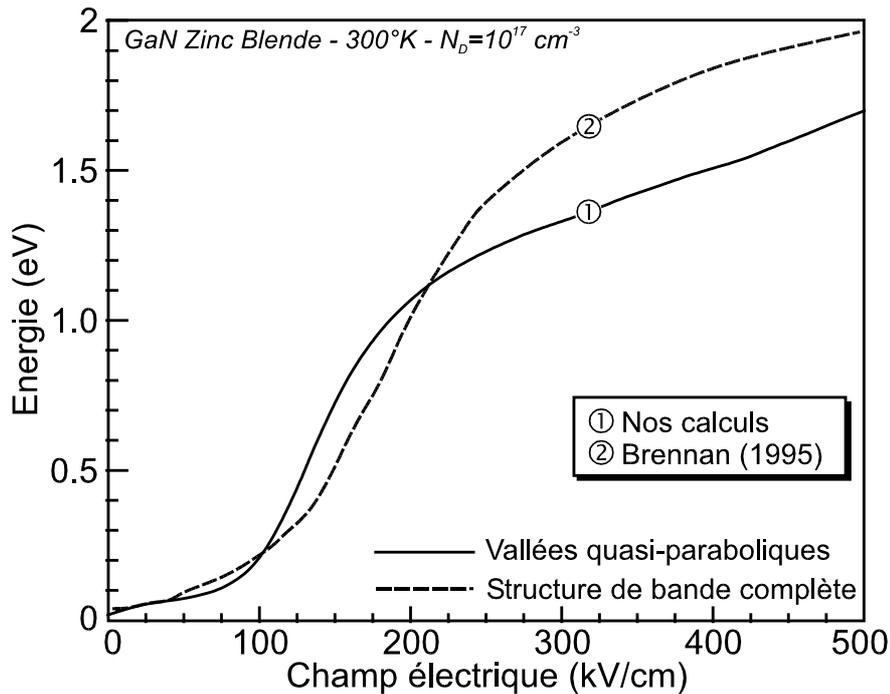


Figure II-24 : énergie moyenne des porteurs dans GaN Zinc Blende fonction du champ électrique d'après Brennan et nos calculs.

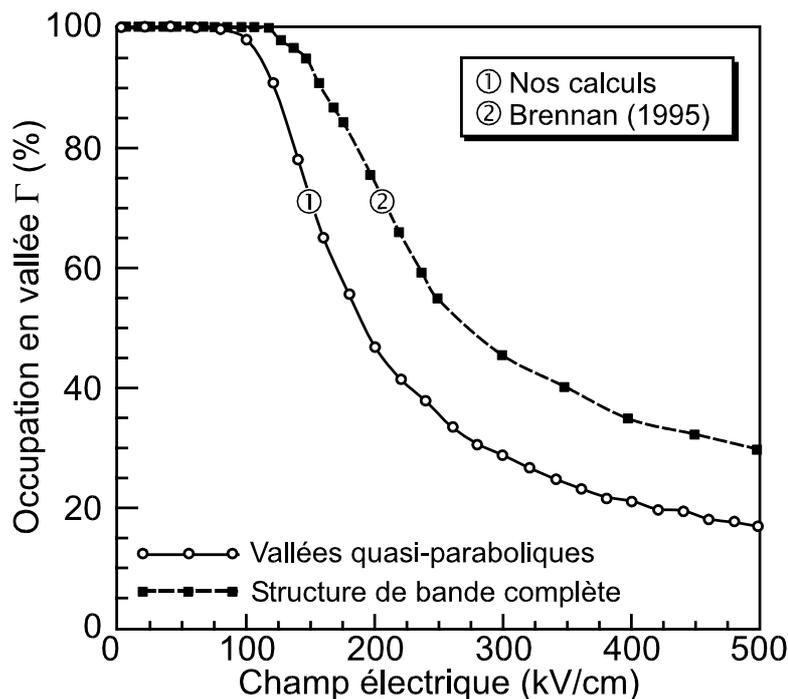


Figure II-25 : population électronique en vallée Γ dans GaN Zinc Blende fonction du champ électrique d'après Brennan et nos calculs.

(3) Influence du dopage

Les vitesses de dérive en fonction du champ électrique pour différents dopages ont été tracées sur la Figure II-26 pour c-GaN et la Figure II-27 pour h-GaN. L'élévation du dopage jusqu'à 10^{19} cm^{-3} abaisse le pic de vitesse de $2.9 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ à $2.55 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ dans le cas du GaN Zinc Blende et de $2.75 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ à $2.55 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ également dans le cas du GaN Wurzite. L'influence du dopage est beaucoup moins critique dans ces matériaux que dans GaAs [12] ou $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ [19] par exemple.

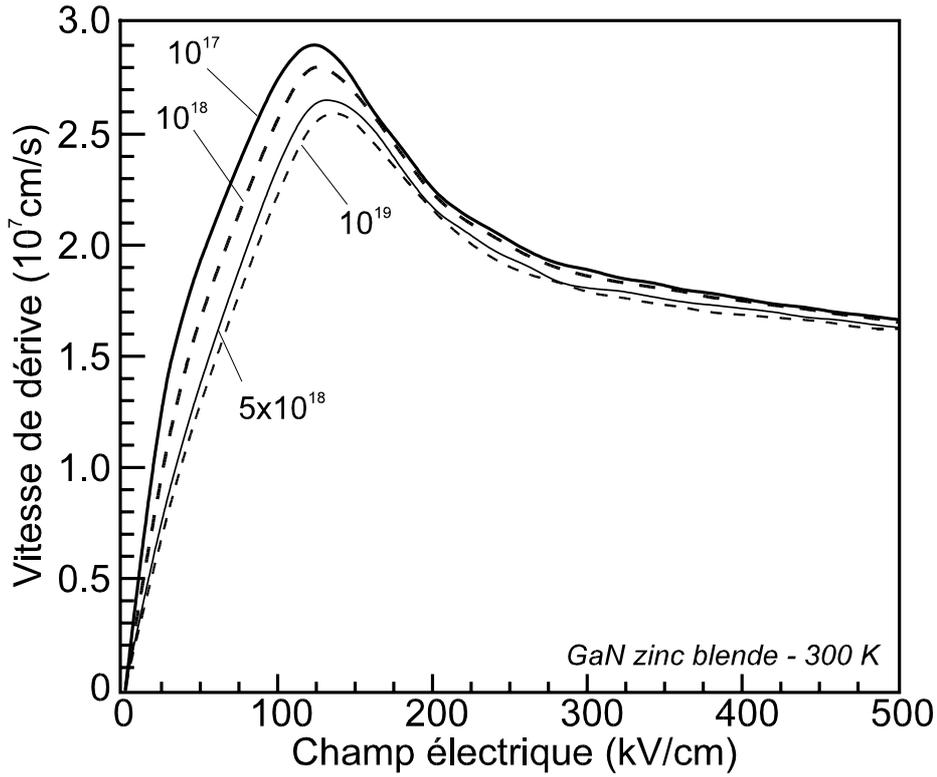


Figure II-26 : vitesses de dérive des électrons dans GaN Zinc Blende pour divers dopages.

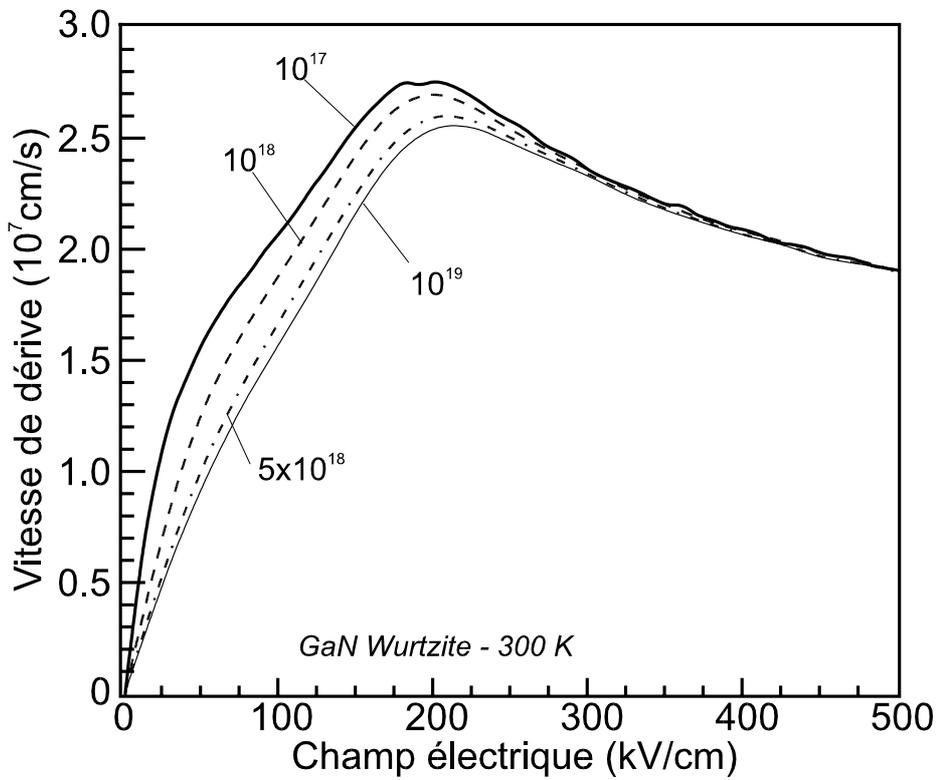


Figure II-27 : vitesses de dérive des électrons selon le champ électrique dans w-GaN pour divers dopages.

b) Transport en régime non stationnaire

Pour mettre en évidence les effets de transport non stationnaire [77] qui peuvent apparaître dans la zone de transit sous la grille d'un FET, nous avons suivi un paquet de 2000 électrons soumis à des variations de champ brutales. Après un temps de dérive de 1 ps dans un champ de 10 kV/cm afin d'assurer un comportement stabilisé au paquet, les électrons subissent un échelon de champ de nature variable. La Figure II-28 permet de comparer les variations temporelles des vitesses pour différents échelons de champ entre le c-GaN et le h-GaN. A 100 kV/cm, l'effet de survitesse n'est pas observable quelque soit la forme cristalline. A partir de 150 kV/cm jusqu'à 200 kV/cm, seules les vitesses dans la forme cubique présentent un pic franc. A 400 kV/cm, le c-GaN affiche sa suprématie avec une vitesse maximale de $9.0 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ surpassant les $5.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ du Wurtzite. Ces résultats sont validés par des travaux du même type dirigés par Shur et Eastman [85].

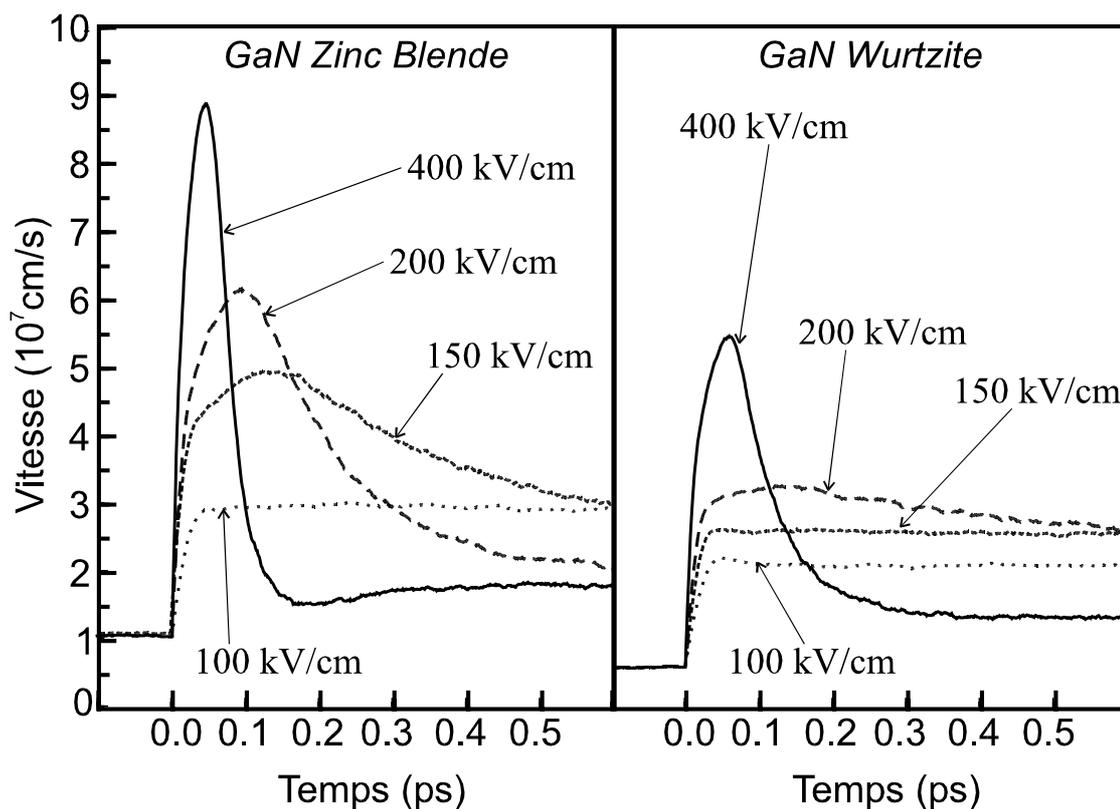


Figure II-28 : vitesses de dérive d'un paquet de 20000 électrons. Le phénomène de survitesse est obtenu par application d'échelons de champs électriques dans GaN dopé à 10^{17} cm^{-3} .

4. Transport électronique dans AlGaN

Les vitesses obtenues dans GaN sont très importantes par rapport aux matériaux étudiés précédemment dans ce chapitre, aussi bien pour la vitesse pic que pour la vitesse de saturation. Le dopage jusqu'à 10^{19} cm^{-3} influe peu et, même dans le pire des cas, autorise encore des performances élevées [81]. On peut entrevoir des réalisations intéressantes à base de transistors HEMT classique ou à canal dopé (DCFET) par exemple, aussi bien avec la forme Zinc Blende que Wurtzite. L'utilisation d'AlGaN pour obtenir des discontinuités de bande nous incite à étudier l'influence de la composition d'aluminium sur le transport électronique dans ce matériau. On s'intéressera à l' $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ et à l'AlN que l'on rencontre souvent dans les structures actuelles.

Avec l'augmentation de la composition d'aluminium, le transport de charges se dégrade rapidement dans c- $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ car il devient un matériau à gap indirect, comme l'AlGaAs, pour $x \sim 0.52$. Comme on peut le voir sur la Figure II-29, qui donnent les caractéristiques de vitesse pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour trois valeurs de x , à 120 kV/cm , la vitesse des électrons dans c- $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ culmine à $2.6 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ mais, plus spectaculairement, elle n'excède pas 10^7 cm.s^{-1} dans c-AlN et ne révèle plus de mobilité différentielle négative. L'analyse des masses effectives relatives, représentées sur la Figure II-30 en fonction du champ électrique, montre l'élévation très importante de la masse des électrons une fois le cross-over passé. Dans c-AlN, les électrons ont une masse à bas champ de $0.45 m_0$, trois fois plus que dans c-GaN. Cette évolution avec la composition peut être pénalisante lors de la réalisation de FET avec cette filière d'autant plus que le maximum de discontinuité de bande n'excède pas 0.81 eV .

Par contre, la forme Wurtzite ne présente pas les mêmes défauts. Le gap reste direct pour toute composition d'aluminium. La Figure II-31, qui donne les caractéristiques vitesses/champ électrique, va permettre la comparaison avec la forme Zinc Blende (Figure II-29). Pour AlN, il subsiste une légère mobilité différentielle négative et les vitesses de saturation et pic sont respectivement $1.55 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ et $1.9 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. En plus d'une discontinuité de bande au delà de 2.0 eV avec h-GaN, h-AlN, avec ces vitesses, se voit doté d'un avantage indéniable sur c-AlN.

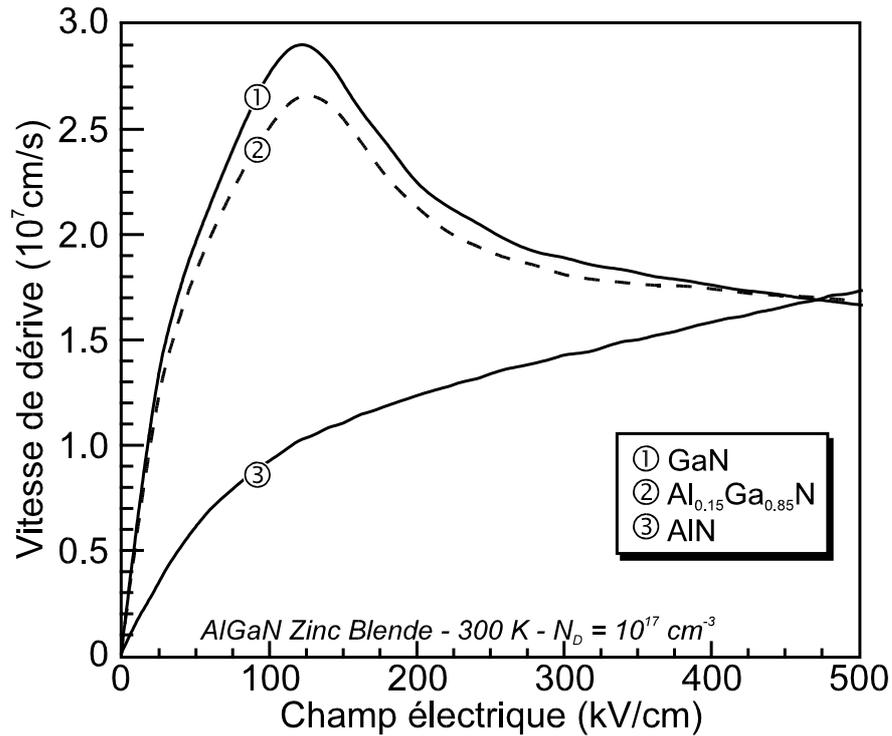


Figure II-29 : vitesse de dérive des électrons pour différents composés $Al_{1-x}Ga_xN$ cubiques en fonction du champ électrique. Les vitesses dans AlN sont largement inférieures car les porteurs sont initialement en vallées X.

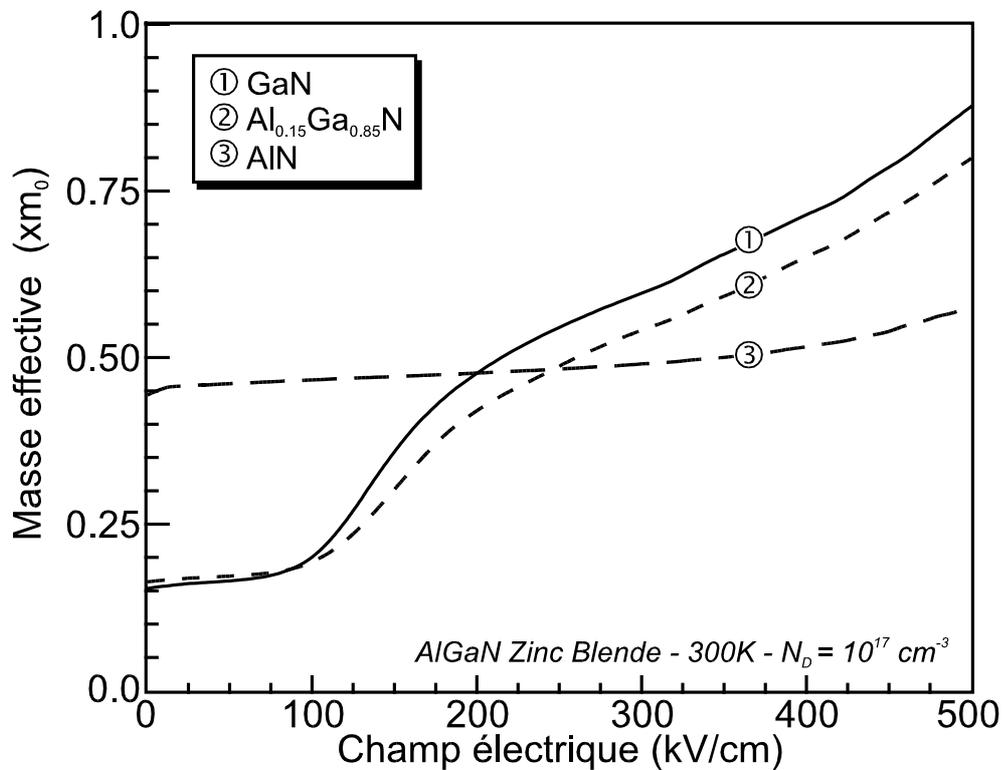


Figure II-30 : masses effectives des électrons pour différents composés $Al_{1-x}Ga_xN$ cubiques en fonction du champ électrique.

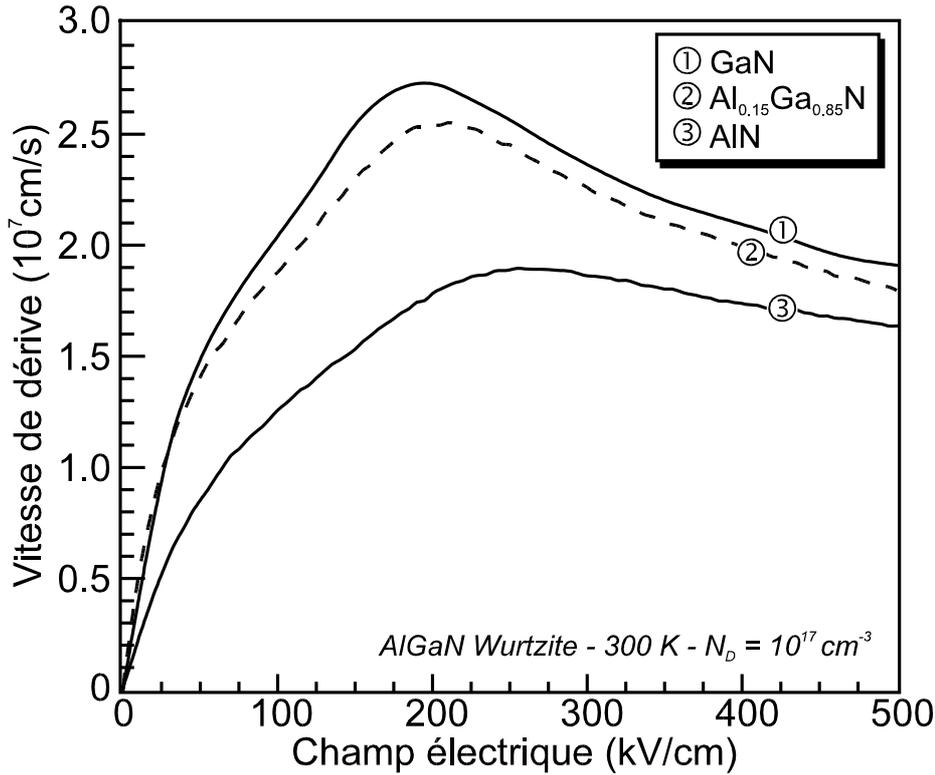


Figure II-31 : vitesse de dérive des électrons selon le champ électrique dans h-GaN pour diverses compositions d'aluminium.

5. Conclusion sur la filière GaN

Le semi-conducteur GaN est un candidat très prometteur pour la micro-électronique si l'on considère l'estimation de ses performances en terme de transport électronique par rapport aux matériaux classiques. Le GaN pourrait concurrencer rapidement le GaAs dans le domaine des MESFET en électronique de puissance. Entre les deux formes cristallines, notre préférence va au GaN de type Zinc Blende car ce matériau présente une meilleure mobilité électronique, une vitesse pic plus importante et des caractéristiques de transport non stationnaire plus attrayantes. Le GaN Wurtzite, par contre, a aussi ses avantages : une vitesse de saturation plus élevée que celle de la forme cubique et surtout une croissance cristallographique beaucoup plus facile à obtenir.

III. TRANSPORT DANS LES HETEROJONCTIONS

Le fonctionnement d'un HEMT n'est pas seulement tributaire des propriétés classiques de transport des matériaux mais il est aussi régi par des phénomènes quantiques causés par la présence d'hétérojonctions et de couches de petites dimensions. Le modèle couramment utilisé pour le calcul de la structure de bande d'une hétérojonction est celui d'Anderson [86]. Par alignement des niveaux de Fermi des deux matériaux épitaxiés (Figure II-32), il se forme un puits de potentiel près de l'interface.

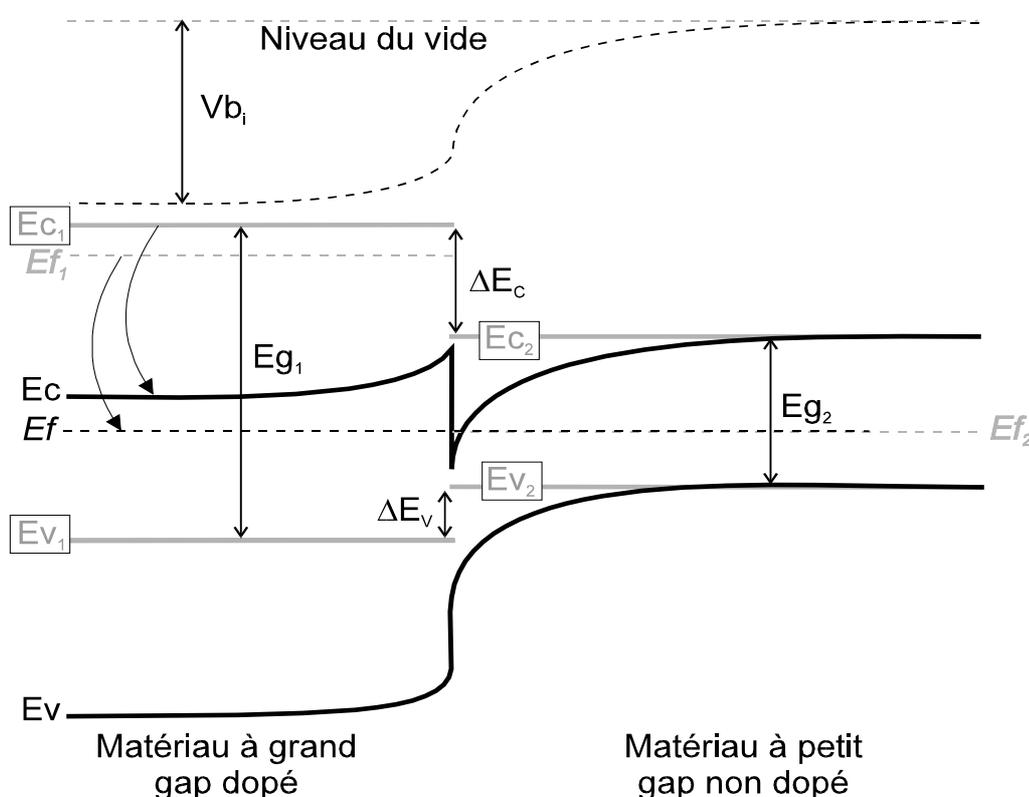


Figure II-32 : modèle d'Anderson d'une hétérojonction. L'alignement des niveaux de Fermi de chaque matériau et la présence d'une discontinuité de bande ΔE_c met en évidence l'apparition d'un puits quantique.

Ne pouvant franchir la barrière de hauteur ΔE_c , les électrons s'accumulent, dans une zone étroite où apparaissent des phénomènes quantiques. Ce comportement, connu théoriquement depuis les travaux de Shockley en 1951, a été mis en évidence expérimentalement [87,88] en 1979 pour l'hétérojonction n^+ -AlGaAs/GaAs. Les électrons constituant le gaz2D ont un comportement quasi-bidimensionnel consécutif à la quantification de la composante de leur vecteur d'onde perpendiculaire à l'interface. Leur énergie ε peut

alors s'exprimer sous la forme d'une somme d'un terme longitudinal $\epsilon_{//,i}$ et d'un terme transverse qui ne peut prendre que des valeurs discrètes ϵ_i , chacune correspondant à une sous bande (Figure II-33) :

$$(II-9) \quad \epsilon = \epsilon_i + \epsilon_{//,i} = \epsilon_i + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m^*}$$

avec $k_{//}$ la composante longitudinale du vecteur d'onde.

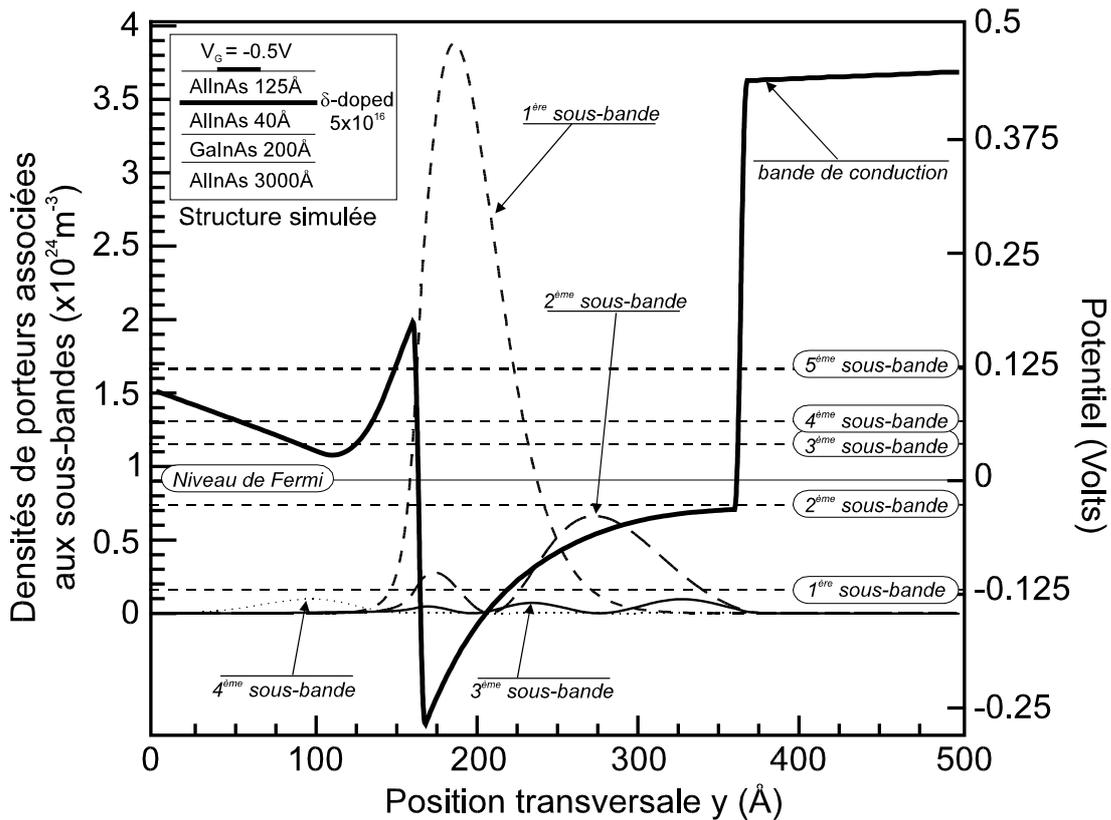


Figure II-33 : LHEMT à double hétérojonction (structure en médaillon). La bande de conduction est en trait épais et les niveaux d'énergie associés aux sous-bandes en trait fin.

La densité ainsi que le comportement des porteurs dans le canal dépendent de la hauteur de barrière, du type et de la forme du puits de potentiel. Celle-ci, par exemple, peut être en partie ajustée par un potentiel de grille comme il apparaît sur la Figure II-34. Sur cette dernière figure, nous représentons l'influence de la tension négative de grille qui, en augmentant, élève la bande de conduction dans la barrière et le canal. Cela a pour effet de modifier la forme du puits et de moduler les concentrations électroniques.

L'étude du transport quantique dans les gaz 2D fait intervenir les états électroniques et les fonctions d'ondes $\psi_i(z)$ qui vérifient une équation de Schrödinger :

$$(II-10) \quad -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_i(z)}{\partial^2 z} + E_c(z) \psi_i(z) = \epsilon_i \psi_i(z)$$

avec z la direction transversale et $E_c(z)$ la position de la bande de conduction au travers l'hétérojonction.

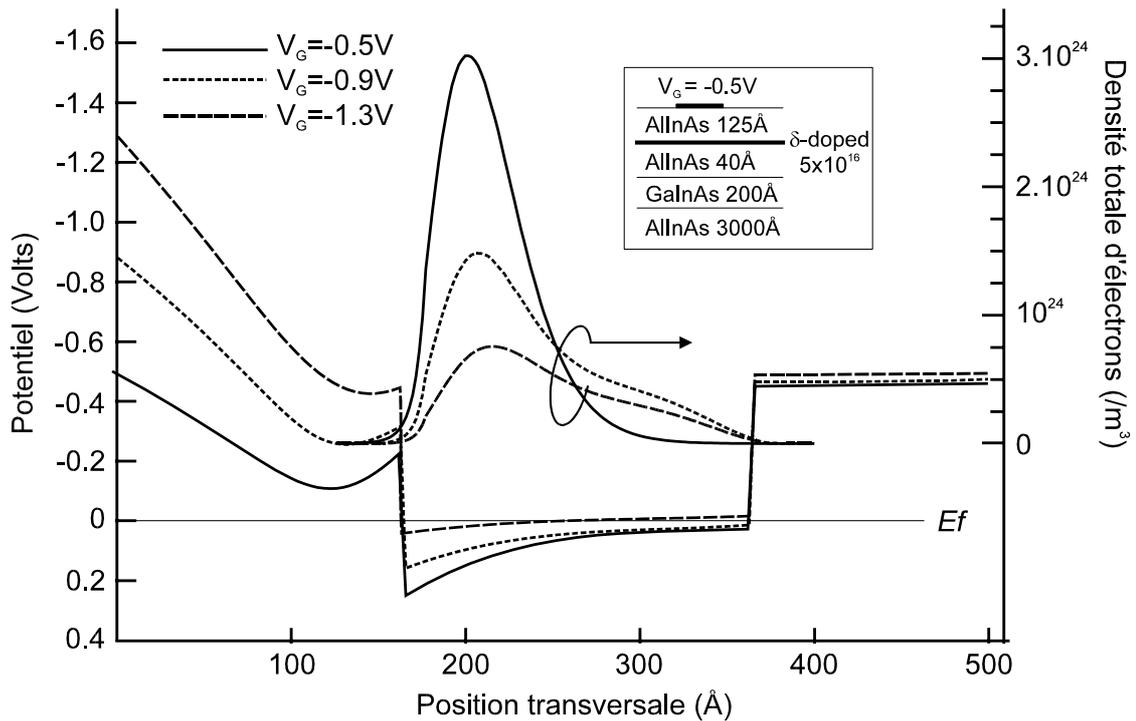


Figure II-34 : déformation de la bande de conduction et modulation de la densité de porteurs dans le canal par action de la tension de grille.

L'étude du transport que nous réalisons avec le modèle reste purement classique et ne fait pas intervenir la quantification pour deux raisons importantes. Les temps de simulation, raisonnables pour l'étude du transport longitudinal dans une section d'un composant [89], deviendraient totalement prohibitifs pour l'étude d'un transistor complet. De plus, beaucoup trop de questions liées à la physique ainsi qu'à la mise en oeuvre sont sans réponse. La non prise en compte des aspects quantiques ne constitue pas une approximation trop sévère dans la mesure où la température de fonctionnement n'est pas trop basse et le fonctionnement des transistors est dominé par une dynamique d'électrons chauds. Diverses études, tant sur le plan théorique [90] qu'expérimental [91], ont montré qu'à température ambiante le transport électronique dans un gaz bidimensionnel est sensiblement identique à celui du matériau en volume.

IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE II

Après avoir présenté le principe et la mise oeuvre de la méthode de Monte Carlo appliquée au transport électronique dans les semi-conducteurs, ce chapitre a retracé l'étude de deux filières de matériaux à la pointe en micro-électronique. La filière InP, qui est en phase de maturité, doit beaucoup aux qualités de transport électronique de GaInAs avec une composition d'indium égale ou supérieure à 53%. Ce matériau a cependant un défaut majeur avec l'apparition rapide de phénomènes ionisants. C'est pourquoi nous étudions des alternatives comme l'InP qui présente des caractéristiques comparables sans les inconvénients de l'ionisation par impact. La filière GaN est l'autre filière examinée dans ce chapitre. Elle en est à ses débuts mais les premiers travaux théoriques laissent penser que les applications en électronique de puissance ont beaucoup à espérer des matériaux III-V nitrurés notamment en phase cubique. Du transport électronique dans le matériau massif au transport de charges dans les composants à effet de champ, il n'y a qu'un pas. Ce pas, nous l'avons franchi dans le chapitre III, en vérifiant auparavant la relative validité de notre modèle dans un domaine où les effets quantiques peuvent être pris en considération.

V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- 1 "Traditionnal modelling of semiconductor devices"
Christopher M. Snowden
in "Quantum Transport in Ultrasmall Devices" Edited by D.K. Ferry, H.L. Grubin, C. Jacoboni, A.-P. Jauho.
Proceedings of ASI, Il Ciocco, Lucca (Italy 1994), 1995, pp. 41-73
- 2 "Techniques for small-signal analysis of semiconductor devices"
S.E. Laux
IEEE Transactions Computer-Aided Design, Vol. 4, October 1985, pp. 472-481
- 3 "Conception d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel de transistors à effet de champ à hétérostructure : application à l'analyse physique et à l'optimisation des composants submicroniques"
Tarek Ahmad-Shawki
Thèse de Doctorat Lille Octobre 1990
- 4 "Lattice-gas approach to semiconductor device simulation"
M.G. Ancara
Solid-State Electronics Vol. 33, n°12, 1990, pp. 1633-1642
- 5 "Lattice-gas cellular-automaton method for semiclassical transport in semiconductor"
K. Komter, G. Zandler and P. Vogl
Physical review B, Vol. 36, n° 3, 15th July 1992, pp. 1382-1394
- 6 "Monte Carlo calculation of hot electron problems"
K. Kurosawa
Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 21, 1966, pp. 424-426
- 7 "Computer simulation using particles"
R.W. Hockney and J.W. Eastwood
Advanced Book Program, McGraw-Hill International Book Company, 1981
- 8 "Monte Carlo calculation of electron transport in solids"
P.J. Price
Semiconductor and Semimetals, Vol. 14, 1979, pp. 249-334
- 9 "The Monte Carlo Method for the solution of charge transport in semi-conductors with applications to covalent materials"
C. Jacoboni and L. Reggiani
Reviews of Modern Physics, Vol. 55, n°3, July 1983, pp. 645-667
- 10 "Monte Carlo Simulation of Electron Transport in Si : the first 20 years"
M.V. Fischetti and S.E. Laux
IBM Report, RC 20474, 5th June 1996, Physical Sciences
- 11 "The Monte Carlo method for semiconductor device simulation"
Carlo Jacoboni and Paolo Lugli
Computational Microelectronics, edited by S. Selberherr, Springer-Verlag Wien New York, July 1989
- 12 "Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semi-conducteurs par la méthode de Monte Carlo : application à l'Arseniure de Gallium de type N"
Anne Kaszynski
Thèse de Doctorat, Lille, Juillet 1979
- 13 "Concerning the theory of impact ionization in semiconductors"
L.V. Keldysh
Soviet Physic JETP, Vol. 21, n° 6, December 1965, pp. 1135-1144
- 14 "Factors affecting impact ionization in avalanche photodiodes"
B.K. Ridley
IEEE Proceedings, Vol. 132, n° 3, June 1985
- 15 "Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions. Application au T.E.G.F.E.T. et à ses structures dérivées."
Jean Luc Thobel
Thèse de Doctorat, Lille, Avril 1988
- 16 "Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures - part I: homogeneous transport"
M. V. Fischetti
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 38, n° 3, Mars 1991, pp. 634-649
- 17 "Modèle de structure de bande et transport en champ fort dans les semi-conducteurs III-V. Application aux matériaux GaAs et InP"
Olivier Mouton
Thèse de Doctorat, Lille, 8 Juillet 1996
- 18 "Simulation bidimensionnelle de composants submicronique. Application à l'étude des potentialités de transistors à effet de champ conventionnels et à hétérojonctions"
Marc Pernisek

- Thèse d'Etat, Lille, 8 Février 1990.
- 19 "Simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adapté en maille sur InP"
Philippe Bourel
Thèse de Doctorat, 5 Décembre 1991, Lille
 - 20 "N-channel depletion-mode InP FET with enhanced barrier height gates"
A.A. Iliadis, W. Lee and O.A. Aina
IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, n° 8, August 1989, pp. 370-372
 - 21 "Effect on Interface properties on the characteristics of InP/GaInAs high electron mobility transistors"
A. Kohl, A. Mesquida Kuster, R. Muller, S. Brittner, K. Heime, J. Finder, M. Keuter and J. Geurts
Proceedings of the 3th Symposium on Indium Phosphide and Related materials, Cardiff, 8-11 April 1991, pp. 401-404
 - 22 "Sub-half-micrometer pseudomorphic InP/In_xGa_{1-x}As/InP HEMT's ($0.74 \leq x \leq 0.81$) with very high f_T values"
A. Mesquida Kusters, R. Wuller, H.J. Geelen, A. Kohl and K. Heime
IEEE Electron Device Letters, Vol. 16, n° 9, September 1995, pp. 396-398
 - 23 "0.1- μ m T-gate Al-free InP/InGaAs/InP pHEMT's for W-band applications using a nitrogen carrier for LP-MOCVD growth"
K. Schimpf, M. Summer, M. Horstmann, M. Hollfelder, A. Van der Hart, M. Marso, P. Kordos and H. Luth
IEEE Electron Device Letters, Vol. 18, n° 4, April 1997, pp. 144-146
 - 24 "Novel AlInAs/InP HEMT"
O. Aina, M. Serio, M. Mattinly and E. Hempfling
Electronics Letters, Vol. 26, n° 10, 10th May 1990, pp. 651-652
 - 25 "A 1.45-W/mm, 30-GHz InP-channel power HEMT"
O. Aina, M. Burgess, M. Mattingly, J.M. O'Connor, M. Tong, A. Ketterson and I. Adesida
IEEE Electron Device Letters, Vol. 13, n°5, 1st May 1992, pp. 300-302
 - 26 "Material parameters of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} and related binaries"
S. Adachi
Journal of Applied Physics, Vol. 53, n° 12, December 1982, pp. 8775-8792
 - 27 "GaAs, AlAs and Al_xGa_{1-x}As : material parameters for use in research and device applications"
S. Adachi
Journal of Applied Physics, Vol. 58, n° 3, 1st August 1985, pp. R1-R29
 - 28 "Handbook of semiconductor"
O. Madelung
Springer Verlag, Berlin 1991
 - 29 "Calculated electron and hole steady state drift velocities in lattice matched GaInP and AlGaInP"
K.F. Brennan
Journal of Applied Physics, Vol. 71, n° 2, January 1992, pp. 1055-1060
 - 30 "Electron transport in InP at high electric fields"
T.H. Windhorn, L.W. Cook, M.Q. Haase and G.E. Stillman
Applied Physics Letters, Vol. 42, n° 8, 15th April 1983, pp. 725-727
 - 31 "Subthreshold velocity field characteristics for bulk and epitaxial InP"
A. Majerfeld, K.E. Potter and P.N. Robson
Journal of Applied Physics, Vol. 45, n° 9, September 1974, pp. 3861-3862
 - 32 "High field transport in Indium phosphide"
D.C. Herbert, W.Fawcett and C. Hilsum
Journal of Physics C : Solid State Physics, Vol. 9, 1976, pp. 3969-3975
 - 33 "Monte Carlo analysis of band structure influence on impact ionization in InP"
V. Chandramouli and C.M. Maziar
Solid-State Electronics, Vol. 36, n° 2, pp. 285-290, February 1993, pp. 285-290
 - 34 "Electron and hole impact ionization coefficients in InP determined by photomultiplication measurements"
L.W. Cook, G.E. Bulman and G.E. Stillman
Applied Physics Letters, Vol. 40, n° 7, 1st April 1982, pp. 589-591
 - 35 "Low-temperature impact ionization rates in (111) oriented InP"
F. Osaka, Y. Kishi, M. Kobayashi and T. Mikawa
Applied Physics Letters, Vol. 47, n° 8, 15th October 1985, pp. 865-866
 - 36 "Impact ionization coefficients of electrons and holes in (100)-oriented Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}"
F. Osaka, T. Mikawa and T. Kaneda
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-21, n° 9, September 1985, pp. 1326-1338
 - 37 "Temperature dependence of impact ionization coefficients in InP"
K. Taguchi, T. Torikai, Y. Sigimoto, K. Makita and H. Ishihara
Journal of Applied Physics, Vol. 59, n° 2, 15th January 1986, pp. 476-481
 - 38 "Anomalous electric field and temperature dependence of collector multiplication in InP/Ga_{0.47}In_{0.53}As heterojunction bipolar transistor"
D. Ritter, R.A. Hamm, A. Feygenson and M.B. Panish
Applied Physics Letters, Vol. 65, n° 25, 22nd June 1992, pp. 3150-3152

- 39 "Impact ionization rates for electrons and holes in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ "
T.P. Pearsall
Applied Physics Letters, Vol. 36, n° 3, 1st February 1980, pp. 218-220
- 40 "Measurement of the electron ionization coefficient at low electric fields in InGaAs-based heterojunction bipolar transistors"
C. Canali, C. Forzan, A. Nevroni, L. Vendrone, E. Zanoni, R.A. Hamm, R.J. Malik, F. Capasso and S. Chandrasekhar
Applied Physics Letters, Vol. 66, n° 9, 27th February 1995, pp. 1095-1097
- 41 "Threshold of impact ionization in semiconductors"
J. Bude and K. Hess
Journal of Applied Physics, Vol. 72, n° 8, 15th October 1992, pp. 3554-3561
- 42 "Electron and hole impact ionization in $\text{InP}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ superlattice"
F. Osaka, T. Mikowa and O. Wada
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 22, n° 10, October 1986, pp. 1986-1991
- 43 "GaInAsP alloy Semiconductors"
edited by T.P. Pearsall (Wiley New-York 1982) pp. 295-313
- 44 "Hot-electron velocity overshoot in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ "
A. Ghosal, D. Chattopadhyay and N.N. Pukkait
Applied Physics Letters, Vol. 44, n° 8, 15 April 1984, pp. 773-774
- 45 "Etude théorique du transport électronique des structures à dimensionnalité réduite. Application à la simulation Monte Carlo d'hétérostructures pseudomorphiques."
Laurent Baudry
Thèse de Doctorat, 7 Juillet 1993, Lille.
- 46 "Growth modes and relaxation mechanisms of strained InGaAs layers grown on $\text{InP}(001)$ "
M. Gendry, V. Drouot, C. Santinelli, G. Hollinger, C. Miozzi and M. Pitaval
Journal of Vacuum Science and Technology, Vol. B10, n° 4, Jul/Aug 1992, pp. 1829-1834
- 47 "Elaboration par épitaxie par jets moléculaires et caractérisation d'hétérostructures pseudomorphiques $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}/\text{AlInAs}$ sur InP pour transistors à haute mobilité d'électron (HEMT)"
Virginie Drouot
Thèse de Doctorat, 11 Octobre 1993, Lyon.
- 48 "Etude des phénomènes de transport électronique dans le GaInAs pseudomorphique par la méthode de Monte Carlo"
Laurent Baudry
DEA, Lille, Juillet 1989
- 49 "Experimental determination of impact ionization coefficients in (100) GaAs"
G. Bulman, V.M. Robbins, K.F. Brennan, K. Hess and G.E. Stillman
IEEE Electron Device Letters, Vol. 4, n° 6, June 1983, pp. 181-185
- 50 "Über Aluminiumnitride"
F. Fichter
Z. Anorg. Chem., Vol. 54, 1907, pp. 322-327
- 51 E. Tiede, M. Thimann and K. Sense
Chem. Berichte, Vol. 61, 1928, p. 1568
- 52 H. Ott
Zeitschr. Physik, Vol. 22, 1924, p. 201
- 53 W.C. Johnson, J.B. Parsons and M.C. Crew
Journal of Physical Chemistry, Vol. 36, 1932, p. 2651
- 54 "The crystalline structure of GaN"
J.V. Lirman and H.S. Schdanov
Acta Physicochim. URSS, vol. 6, 1937 pp. 306
- 55 R. Juza and H. Hahn
Z. Anorg. Allg. Chem., Vol. 239, 1938, pp. 282
- 56 "The preparation and properties of vapor-deposited single-crystalline GaN"
H.P. Maruska and J.J. Tietjen
Applied Physics Letters, Vol. 15, 1969, pp. 327-329
- 57 "The use of metalorganics in the preparation of semiconductor materials"
H.M. Manasevit, F.M. Erdmann and W.I. Simpson
Journal of Electrochemistry Society, Vol. 118, 1971, pp. 1864-1868
- 58 "Temperature dependence of photoluminescence from GaN"
T. Matsumoto and M. Aoki
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 13, 1974, pp. 1804-1807
- 59 "Epitaxial growth of aluminium nitride films on sapphire by reactive evaporation"
S. Yoshida, S. Misawa and A. Itoh
Applied Physics Letters, Vol. 26, 1975, pp. 461-462
- 60 "Growth of cubic phase gallium nitride by modified molecular-beam epitaxy"
M.J. Paisley, Z. Sitar, J.B. Posthill and R.F. Davis

- Journal of Vacuum Science and Technology A, Vol. 7, n° 3, May/Jun 1989, pp. 701-705
- 61 "Low temperature growth of GaN and AlN on GaAs utilizing metalorganics and hydrazine"
M. Mizuta, S. Fujieda, Y. Matsumoto and T. Kawamura
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 25, n° 12, December 1986, pp. L945-L948
- 62 "An investigation of the properties of cubic GaN grown on GaAs by plasma-assisted molecular-beam epitaxy"
S. Strite, J. Ruan, Z. Li, A. Salvador, H. Chen, D.J. Smith, W.J. Choyke and H. Morkoç
Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol. 9, n° 4, Jul/Aug 1991, pp.1924-1929
- 63 "Epitaxial growth of cubic and hexagonal GaN on GaAs by gas-source molecular-beam epitaxy"
H. Okumura, S. Misawa and S. Yoshida
Applied Physics Letters, Vol. 59, n° 9, 26th August 1991, pp. 1058-1060
- 64 "Epitaxial growth of zinc blende and wurzitic Gallium Nitride thin films on (001) silicon"
T. Lei, M. Fanciulli, R.J. Molnar, T.D. Moustakas, R.J. Graham and J. Scanlon
Applied Physics Letters, Vol. 59, n° 8, 19th August 1991, pp. 944-946
- 65 "Growth and properties of Ga_xAl_{1-x}N epitaxial layers"
B. Baranov, L. Daweritz, V.B. Gutan, G. Junk, H. Neumann and H. Raidt
Physica Status Soliditi A, Vol. 49, October 1978, pp. L143-146
- 66 "Growth and properties of Ga_xAl_{1-x}N compounds"
J. Hagen, R.. Metcalfe, D. Wickenden and W. Clarck
Journal of Physics C, Vol. 11, n° 2, February 1978, pp. L143-L148
- 67 "Research on GaN MODFETs"
L. Eastman, J. Burn, W. Schaf, M. Murphy, K. Chu, H. Amano and I. Akasaki
MRS Internet Journal Nitride Semiconductor Research Vol. 1, Art. 4
- 68 "Optical band gap of Indium Nitride"
T.L. Tansley and C.P. Foley
Journal of Applied Physics, Vol. 59, May 1986, pp. 3241-3244
- 69 R. Fischer and F. Schröder
Ber. Deutsch. Chem. Ges., Vol. 43, 1910, pp. 1465-1479
- 70 "Thermal stability of Indium Nitride at elevated temperature and nitrogen pressures"
J.B. Mac Chesney, P.M. Bridenbaugh and P.B. O'Connor
Material Research Bulletin, Vol. 5, June 1970, pp. 783-792
- 71 "Nitride-based semiconductors for blue and green light-emitting devices"
F.A. Ponce and D.P. Bour
Nature, Vol. 386, 27 March 1997, pp. 351-359
- 72 "Electronique transport studies of bulk Zinc Blende and Wurtzite phases of GaN based on an ensemble Monte Carlo calculation including a full zone band structure "
J. Kolnik, I. Oguzman, K. Brennan , R. Wang, P.P. Ruden and Y. Wang
Journal of Applied Physics, Vol. 78, n° 2, 15th July 1995, pp. 1033-1037
- 73 "Quasiparticle band structure of AlN and GaN"
A. Rubio, J.L. Corkill, M.L. Cohen, E.L. Shirley and SG. Louie
Physical Review B, Vol. 48, n° 16, 15th October 1993, pp. 11810-11816
- 74 "Electronic structure of wurtzite GaN, InN and their alloy Ga_{1-x}In_xN calculated by the tight-binding method"
T. Yang, S. Nakajima and S. Sakai
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 34, Part 1, n° 11, November 1995, pp. 5912-5921
- 75 "An ab initio pseudopotential calculation of ground-state and excited-state properties of gallium nitride"
J. Jenkins, G.P. Srivatava and J.C. Inkson
Journal of Physics: condensed Matter, Vol. 6, 4th August 1994, pp. 8781-8794
- 76 "The electronic structure of gallium nitride"
M. Palummo, C.M. Bertoni, L. Reining and F. Finocchi
Physica B, Vol.185, 1993, pp. 400-409
- 77 "Comparison of wurtzite and zinc blende III-V nitrides field effect transistors : a 2D Monte Carlo Device simulation"
F. Dessenne, D. Cichocka, P. Desplanques and R. Fauquembergue
Materials Science and Engineering, 1997 (à paraître)
- 78 "Electrical transport properties of AlN, GaN and AlGaN"
D.K. Gaskill, L.B. Rowland and K. Doverspike
in Properties of Group III Nitride Edited by James H. Edgar IEE Inspec Publication EMIS Datareview Serie n°11, May 1994, pp. 101-116
- 79 "Electron Hall mobility of n-GaN"
D.L. Rode, D.K. Gaskill
Applied Physics Letters, Vol. 66, n° 15, 10 April 1995, pp. 1972-1973
- 80 "Monte Carlo calculation of the velocity-field relationship for gallium nitride"
M.A. Littlejohn, J.R. Hauser and T.H. Glisson
Applied Physics Letters, Vol. 26, n° 11, 1st June 1975, pp. 625-627
- 81 "Monte Carlo simulation of electron transport in gallium nitride"
B. Gelmont, K. Kim and M. Shur

- Journal of Applied Physics, Vol. 74, n° 3, 1st August 1993, pp. 1818-1821
- 82 "Theoretical study of electron transport in gallium nitride"
N.S. Mansour, K.W. Kim and M.A. Littlejohn
Journal of Applied Physics, Vol. 77, n° 6, 15th March 1995, pp. 2834-2836
- 83 "Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects"
M.V. Fischetti and S.T. Laux
Physical Review B, Vol. 38, n° 14, 15th November 1988, pp. 9721-9745
- 84 "Transport models for advanced device simulation - truth or consequences?"
S.E. Laux and M.V. Fischetti
IBM Research Report, Engineering and Technology, RC 20130, 14 July 1995
- 85 "Comparison of high field transport in GaN and GaAs"
B.E. Foutz, L.F. Eastman, U.V. Bhapkar and M.S. Shur
Applied Physics Letters, Vol. 70, n° 21, 26th May 1997, pp. 2849-2851
- 86 R.L. Anderson
Solid State Electronics Vol. 5, 1962, p. 341
- 87 "Electron mobilities in modulation doped semiconductor heterojunction superlattice"
R. Dingle, H.L. Stormer, A. Gossard and W. Wiegmann
Applied Physic Letters, Vol. 33, n° 7, 1st October 1978, pp. 665-666
- 88 "Observation of two-dimensionnal electrons in LPE-grown GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterojunction"
D. C. Tsui and R. A. Logan
Applied Physics Letters, Vol. 35, n° 2, 15th July 1979, pp. 99-101
- 89 "Simulation Monte Carlo de transport électronique et des phénomènes de diffusion dans les hétéstructures III-V. Application aux structures MODFET et DMT"
Ammar Sleiman
Thèse de Doctorat, Lille, 17 décembre 1996
- 90 "Study of two dimensional gas transport properties : an approach to electron transport in TEGFET"
J. Zimmerman, W. Yen and F. Ferri
Physica B, Vol. 129, 1985, pp. 385-389
- 91 "Transport in modulation doped structure (Al_xGa_{1-x}As/GaAs) and correlations with Monte Carlo calculation (GaAs)"
T.J. Drummond, W. Kopp, M. Morkoç and M. Keever
Applied Physics Letters, Vol. 41, n° 3, 1st August 1982, pp. 277-279

CHAPITRE III

CHAPITRE III

MODELISATION DE COMPOSANTS

SIMULATEUR MONTE CARLO

I. PRESENTATION DU SIMULATEUR MONTE CARLO	III-93
A. Introduction à la simulation bidimensionnelle	III-93
B. Organisation générale du programme de simulation	III-95
II. RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON	III-97
A. Principe général	III-97
B. Méthode Multigrid	III-100
1. Rappels sur les méthodes de relaxation	III-100
a) Méthode de Gauß-Seidel	III-103
b) Méthode SOR	III-103
2. Technique Multigrid	III-103
a) Description générale de la méthode	III-103
b) Opérateur de lissage	III-106
c) Opérateurs de restriction et de prolongation	III-106
d) Schémas Multigrid possibles	III-107
C. Comparaisons - Conclusions	III-109
III. CONDITIONS AUX LIMITES	III-111
A. Surfaces libres et hétérojonctions	III-111
1. Surfaces libres	III-111
2. Hétérojonctions	III-112
B. Modélisation des contacts ohmiques	III-113
1. Principe de fonctionnement	III-114
2. Description du modèle classique de contact ohmique	III-117
a) Contact métallique	III-117
b) Zone ohmique	III-117
3. Problèmes d'injection	III-117
4. Tentatives d'amélioration	III-120
5. Nouveau modèle de contact et mise en oeuvre	III-121
6. Comparaisons des modèles de contact C1 et C2	III-123
a) Analyse microscopique	III-124
(1) Répartition des charges	III-124
(2) Dynamique électronique	III-127
(3) Transferts en espace réel	III-130
b) Etude du contrôle de charge	III-133
c) Résultats électriques	III-135
C. Conclusion	III-140

IV. MISE EN OEUVRE - OUTILS	III-141
A. Implémentation informatique	III-141
B. Outils d'élaboration et d'analyse	III-142
1. Pré-processeur Xmc	III-142
2. Interface graphique du logiciel de simulation	III-142
3. Outils d'exploitation des résultats	III-142
C. Règles de mise en oeuvre des simulations	III-145
1. Dimensions du composant et des cellules du maillage	III-145
2. Pas de temps et durée de simulation	III-146
3. Nombre de particules	III-148
D. Conclusion	III-149
V. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE III	III-150
VI. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III	III-151

Dans ce chapitre, nous décrivons le simulateur Monte Carlo qui nous a permis de réaliser la plupart des travaux de ce mémoire. L'aspect "transport de charges" qui a connu très peu de modifications depuis les études précédentes [1,2], est présenté brièvement dans la première partie. Par contre, la résolution de l'équation de Poisson, initialement traitée par la méthode F.A.C.R., a connu un changement assez radical avec l'utilisation de la méthode Multigrid. Cette technique, quoique moins performante en vitesse d'exécution, nous a offert plus de possibilités et sera abordée en deuxième partie. L'avant-dernière partie du chapitre est relative à un point délicat de nos simulations : la modélisation des contacts ohmiques. Nous comparons deux traitements différents de ces zones particulières du transistor et discutons de leur incidence sur les résultats. Le modèle étant entièrement défini, le dernier volet de ce chapitre est consacré à sa mise en oeuvre informatique, aux conditions d'utilisation et aux outils d'exploitation.

I. PRESENTATION DU SIMULATEUR MONTE CARLO

A. Introduction à la simulation bidimensionnelle

La modélisation de composant utilise la routine Monte Carlo élémentaire décrite dans le chapitre précédent pour chaque couche de la structure. On utilise un maillage régulier (Figure III-1) de M sur N cellules dans lesquelles les porteurs se déplacent, et qui permet la résolution discrète de l'équation de Poisson pour les potentiels. La direction parallèle au plan de croissance de la source au drain est désignée par x, la direction perpendiculaire aux hétérojonctions par y et la dernière par z. Les dimensions d'une cellule élémentaire sont dx, dy et dz. Les deux premières sont définies par l'utilisateur du programme et la dernière dépend des dopages $N_D(i,j)$ dans chaque case (i,j) et du nombre total de particules simulées N_{part} . Elle correspond à la profondeur d'un composant fictif qui contiendrait un nombre d'électrons égal au nombre de particules simulées. Cette quantité ne sert qu'à des fins de normalisation et s'obtient par:

$$(III-1) \quad dz = \frac{N_{part}}{dx \times dy \times \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} N_D(i,j)}$$

Le nombre de particules simulées par case (i,j) est calculé grâce au produit du volume

d'une case par $N_D(i,j)$. Ces particules sont considérées comme des super-particules car elles rendent compte du transport d'un nombre de particules beaucoup plus important dans un composant avec une profondeur réaliste. Lors de l'initialisation de la simulation, elles sont placées aléatoirement dans leur case, occupent la vallée Γ et leur énergie est distribuée selon la statistique de Maxwell-Boltzmann. Au cours de la simulation, elles sont déplacées selon l'équation (II-3) dans les différentes cases du maillage.

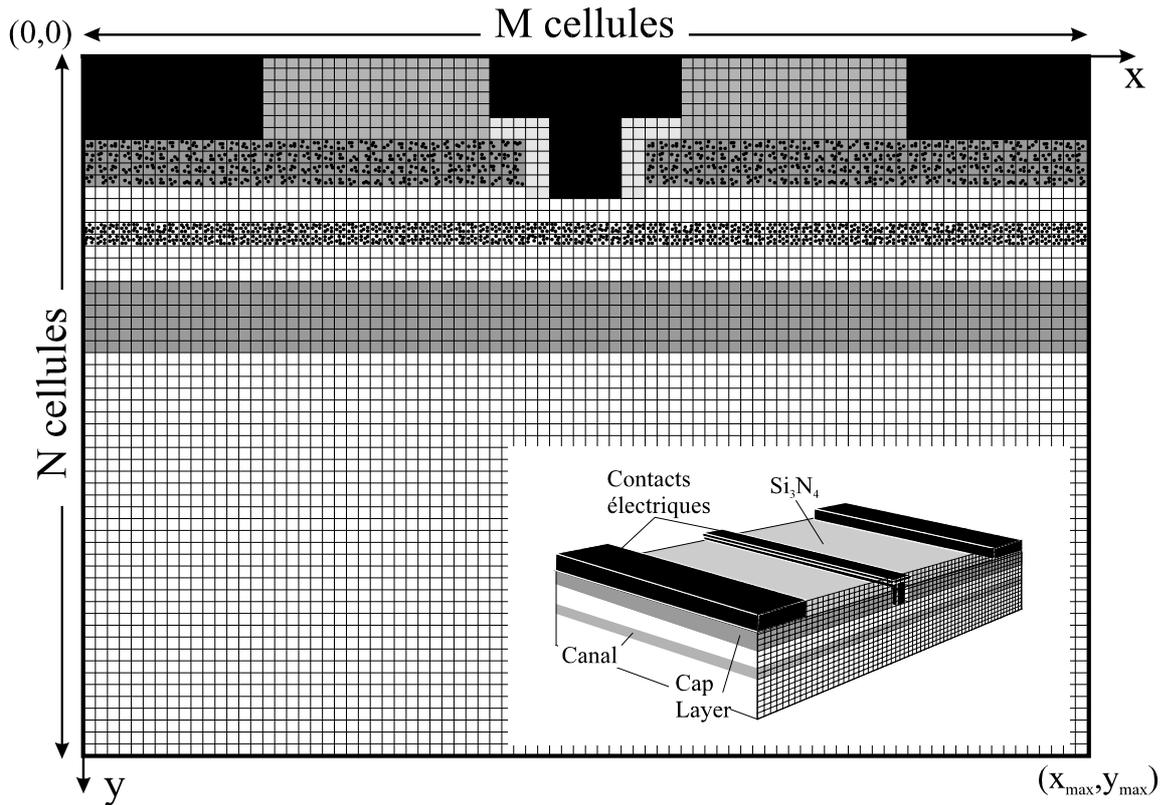


Figure III-1 : maillage pour la modélisation bidimensionnelle d'un HEMT. Les zones noires délimitent les contacts électriques métalliques où le potentiel est imposé. Les zones grisées représentent les semi-conducteurs et diélectriques. Les différents niveaux de gris correspondent aux différentes valeurs de permittivités.

B. Organisation générale du programme de simulation

Le principe général de la simulation de composant est résumé par l'organigramme de la Figure III-2. La première étape consiste à initialiser les différents paramètres de simulation à partir des données. Il s'agit essentiellement des paramètres matériaux des différentes couches, de l'initialisation des particules et des constantes liées au maillage et à la résolution de l'équation de Poisson. Les valeurs de dx , dy , dz et dt sont déterminées durant cette première phase et demeurent constantes durant toute la simulation.

A chaque pas de temps, on anime tous les porteurs grâce à la procédure Monte Carlo mono-particulaire en respectant les conditions aux limites géométriques*. En fin de traitement d'un porteur, on utilise toutes ses caractéristiques physiques pour actualiser les cartes de grandeurs physiques. Le nombre de porteurs instantané sert à rectifier les concentrations dans les zones ohmiques en vue de conserver leur neutralité électrique. Les courants au contacts métalliques sont également calculés périodiquement afin de changer les potentiels d'électrodes en cas de résistances de contact non nulles. A la fin de la boucle sur le temps, les champs électriques sont réactualisés pour toute la structure grâce à une routine de résolution de l'équation de Poisson en deux dimensions. Enfin, une procédure finale effectue les différentes moyennes par case des concentrations de porteurs, des populations par vallée, des énergies et des vitesses et en réalise la sauvegarde sur disque dur.

* Une condition supplémentaire a été introduite dans le modèle afin de décrire plus précisément les mouvements des porteurs dans les zones à forts gradients de champ. Elle ressemble à l'opération de division du pas de temps dans le cas de probabilité d'interaction trop élevée à ceci près que le critère de division s'appuie sur le nombre de frontières intercases franchies. Lors d'un vol libre, on n'autorise pas le franchissement de plus d'une frontière ce qui oblige le porteur à subir tous les champs électriques des cases traversées et le programme à comptabiliser les grandeurs physiques dans toutes les cases réellement parcourues.

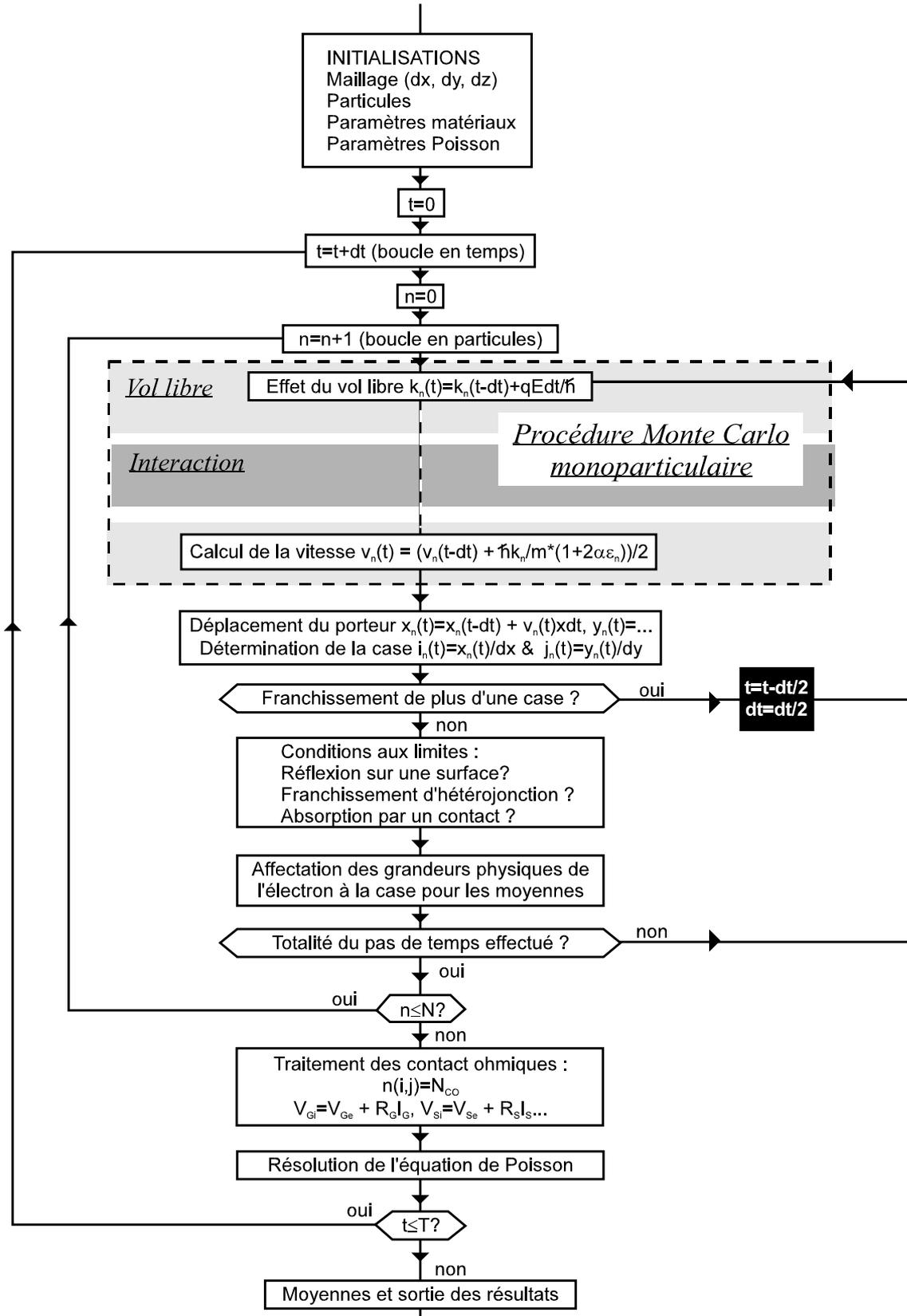


Figure III-2 : organigramme de fonctionnement du simulateur Monte Carlo. Une procédure de division de pas de temps a été introduite au cas où les porteurs franchiraient plus d'une case (cadre à fond noir).

II. RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON

La résolution de l'équation de Poisson est une partie importante du modèle aussi bien en volume de code qu'en temps d'exécution. Les différents critères qui ont motivé le choix d'une méthode plutôt qu'une autre sont les suivants : rapidité, souplesse, adaptabilité à tout type de structure, facilité de mise en oeuvre et précision. Ce dernier point est important car il faut traiter avec beaucoup d'exactitude des dopages très élevés dans des structures de dimensions très réduites. Cette partie présente la philosophie générale de résolution et la méthode Multigrid [3] qui sera comparée à la méthode FACR [4].

A. Principe général

Considérons l'équation de Poisson :

$$(III-2) \quad \Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

où V est le potentiel, ρ la densité de charge et ϵ la permittivité diélectrique du matériau. C'est une équation aux dérivées partielles qui peut s'écrire en deux dimensions :

$$(III-3) \quad -\frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial y^2} = f(x, y), \quad 0 < x < x_{MAX}, \quad 0 < y < y_{MAX}.$$

où $f(x, y)$ est une fonction liée aux charges au point (x, y) . Ce problème peut être étudié de façon discrète en définissant les points de la grille de coordonnées (x_i, y_i) égales à $(i.h_x, j.h_y)$ où $h_x=1/M$ et $h_y=1/N$. Cette grille bidimensionnelle (Figure III-1) est généralement notée Ω_n . Lorsqu'on remplace les dérivées dans (III-3) par des différences finies du second ordre, on obtient le système d'équations linéaires suivant :

$$(III-4) \quad \frac{-V_{i-1,j} + 2V_{ij} - V_{i+1,j}}{h_x^2} + \frac{-V_{i,j-1} + 2V_{ij} - V_{i,j+1}}{h_y^2} = f_{ij}$$

En posant $h_{xy2} = \frac{h_x^2}{h_y^2}$ et en isolant le terme V_{ij} du membre correspondant à la

différenciation en x de (III-4) il vient

$$(III-5) \quad V_{i-1,j} + V_{i+1,j} - 2V_{ij} + h_{xy2}(V_{i,j-1} - 2V_{ij} + V_{i,j+1}) = -h_x^2 f_{ij}$$

Les inconnues peuvent être ordonnées de plusieurs manières. Dans notre cas, considérons l'ordre lexicographique par colonne d'indice i . Les inconnues de la $i^{\text{ème}}$ colonne peuvent être réunies dans le vecteur $u_i = (V_{i,1}, \dots, V_{i,N})$ et de façon similaire $h_i = -h_x^2 (f_{i,1}, \dots, f_{i,N})$. L'équation (III-5) exprimée sur tout le maillage donne une équation vectorielle pour chaque colonne i :

$$(III-6) \quad u_{i-1} + u_{i+1} - 2I.u_i + B.u_i = h_i$$

où I est la matrice identité et B est matrice tridiagonale correspondant à la différenciation selon y :

$$(III-7) \quad B = h_{xy^2} \begin{bmatrix} -2 & 1 & & & \\ 1 & -2 & 1 & & \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \\ & \cdot & \cdot & 1 & \\ & & 1 & -2 & \end{bmatrix}$$

Soit Λ une matrice égale à $B-2I$. Le système de toutes les équations du type (III-6) prend alors une forme matricielle :

$$(III-8) \quad A.u = h$$

$$\text{où } A = \begin{bmatrix} \Lambda & I & & & \\ I & \Lambda & I & & \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \\ & \cdot & \cdot & I & \\ & & I & \Lambda & \end{bmatrix}, u = \begin{bmatrix} u_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ u_M \end{bmatrix} \text{ et } h = \begin{bmatrix} h_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ h_M \end{bmatrix}$$

Notre système différentiel se ramène donc à l'équation matricielle (III-8) faisant intervenir la matrice A de dimension $N_g \times N_g$, N_g étant le nombre de points du maillage ($M \times N$). Les différentes méthodes pour résoudre cette équation se répartissent en quatre catégories qui sont :

- Les méthodes matricielles où les équations aux différences finies sont traitées et résolues par une technique matricielle comme l'algorithme du gradient conjugué ou la décomposition LU [5,6].
- Les algorithmes de résolution rapide basés sur l'utilisation de la réduction cyclique ou/et l'analyse de Fourier dont fait partie la méthode F.A.C.R, acronyme

pour **F**ourier **A**nalysis and **C**yclic **R**eduction.

- Les méthodes de relaxation où les inconnues sont relaxées vers la solution en balayant de façon systématique le maillage et en ajustant les valeurs. Nous pouvons citer la méthode de Gauß-Seidel, la méthode SOR (**S**uccessive **O**ver-**R**elaxation) ou encore la technique ADI (**A**lternating **D**irection **I**mplicit) [5,6].
- Les méthodes Multigrid qui consistent en des résolutions rapides, linéaires et itératives basées sur le principe de multi-niveaux ou multi-dimensions en liaison avec certaines méthodes de relaxation.

Au début de notre étude, seule la méthode FACR était employée. Elle repose sur la méthode des différences finies et nous fournit une solution exacte et rapide de l'équation de Poisson par transformation du système d'équations matricielles (III-8) en un système d'équations des harmoniques. Mise au point par R. W. Hockney [4,7], cette technique, a été introduite au laboratoire par M. Pernisek [8]. Associant judicieusement une réduction cyclique et une analyse de Fourier, elle était à l'origine destinée à des géométries rectangulaires avec des conditions aux limites homogènes (conditions de Dirichlet, de Neuman et périodiques). La présence d'électrodes d'accès au dispositif électronique implique l'utilisation d'une matrice de capacité pour convertir les potentiels imposés en charges virtuelles. Cette manière de prendre en compte des conditions aux limites non homogènes a été développée par R. W. Hockney [9] et largement décrite par M. Pernisek [10] et P. Bourel [16].

La technique F.A.C.R permet une résolution rapide de l'équation de Poisson [11] mais son implémentation actuelle dans notre modèle n'offre pas assez de souplesse pour l'étude de structures réalistes. Le nombre de cellules en x et y du maillage doit nécessairement être une puissance de deux et des zones de permittivités distinctes ne sont pas prises en compte. Ce dernier point ne constitue pas une approximation importante pour la simulation de structure de type planar car les semi-conducteurs employés ont des permittivités assez voisines. Mais il interdit la modélisation de recess de grille avec la présence d'air ou de matériaux diélectriques particuliers. Il est alors possible de faire évoluer cette résolution à l'aide d'une généralisation de la technique de matrice de capacité [12,10]. Nous avons choisi de mettre à profit une collaboration avec M. Saraniti [13] qui travaillait sur la technique Multigrid introduite au début des années 70 par A. Brandt [3]. Pour cette méthode plus souple, le code existait et

pouvait être implanté aisément dans un temps relativement restreint.

B. Méthode Multigrid

Avant d'aborder la technique Multigrid, il nous faut faire quelques rappels sur les techniques de relaxation qui sont largement utilisées par notre procédure de résolution de l'équation de Poisson.

1. Rappels sur les méthodes de relaxation

Ces méthodes débutent par la décomposition de la matrice A définie dans l'équation (III-8) en deux parties :

$$(III-9) \quad A = B + R$$

où B est une matrice facilement inversible. L'équation (III-8) devient donc :

$$(III-10) \quad B.u = -R.u + h = -(A - B).u + h$$

La technique de relaxation débute en considérant une valeur initiale notée $u^{(0)}$ et en générant une relation de récurrence :

$$(III-11) \quad Bu^{(t+1)} = -(A - B).u^{(t)} + h, \quad t = 0, 1, \dots$$

Comme B est inversible facilement, on obtient une expression de $u^{(t+1)}$ en fonction des valeurs provenant de l'itération précédente :

$$(III-12) \quad u^{(t+1)} = -B^{-1}.(A - B).u^{(t)} + B^{-1}.h$$

ou

$$(III-13) \quad u^{(t+1)} = C.u^{(t)} + B^{-1}.h$$

avec $C = -B^{-1}.(A - B)$ qui est appelée la matrice d'itération. Si nous définissons le vecteur erreur $\epsilon^{(t)}$ à l'itération t comme étant

$$(III-14) \quad \epsilon^{(t)} = u^{(t)} - u$$

où u est la solution exacte, nous obtenons l'expression de cette erreur qui est :

$$(III-15) \quad \epsilon^{(t+1)} = C.\epsilon^{(t)}$$

ou

$$(III-16) \quad \varepsilon^{(1)} = C^1 \cdot \varepsilon^{(0)}$$

avec $\varepsilon^{(0)}$ qui est le vecteur erreur initial.

Différents procédés itératifs sont déterminés par le type de décomposition de la matrice A, c'est-à-dire selon les formes de la matrice B. Nous avons considéré dans ce qui précède que la matrice C, dépendante de A et B, reste identique à chaque itération. Ce n'est pas nécessairement le cas et nous écrirons plus généralement

$$(III-17) \quad \varepsilon^{(t)} = C^{(t)} \cdot \varepsilon^{(0)}$$

où $C^{(t)}$ est un polynôme en $C^{(1)}$. L'étude de la convergence de cette technique nécessite l'utilisation d'une norme de type L_2 définie par :

$$(III-18) \quad \|\varepsilon\|^2 = \sum_{i=1}^{N_g} \varepsilon_i^2$$

où ε_i est l'erreur au $i^{\text{ème}}$ point du maillage. Si on applique cette norme à l'équation (III-17), on obtient alors une inégalité :

$$(III-19) \quad \frac{\|\varepsilon^{(t)}\|}{\|\varepsilon^{(0)}\|} \leq \|C^{(t)}\|$$

où il apparaît que la réduction de l'erreur relative par rapport à $\varepsilon^{(0)}$ après t itérations est garantie inférieure ou égale à la norme de $C^{(t)}$. Puisque celle-ci est égale ou inférieure au plus grand module des valeurs propres de C (ou rayon spectral de C), la convergence apparaîtra finalement, à condition que $\|C^{(t)}\| < 1$ à une itération $t > t_0$. Plus $\|C^{(t)}\|$ est petite, plus la convergence sera rapide. Par conséquent, la matrice B issue de la décomposition de A, doit être choisie pour minimiser la norme de la matrice d'itération C, et aussi est facilement inversible. Le problème avec les méthodes de relaxation, en général, est que les valeurs propres de C sont plus petites que l'unité mais en sont très proches. La convergence des vecteurs erreur peut alors être très lente, ce qui est le cas avec la méthode de Gauß-Seidel.

En fait, les aspects théoriques développés ci-dessus, pour étudier la convergence, ne sont pas utilisés comme tels. La description, l'inversion et le stockage des matrices A et B ne sont pas effectués explicitement dans les algorithmes. Le principe de relaxation y est plutôt conçu en terme d'équations liées aux noeuds du réseau et d'opérations les manipulant. Il est possible d'extraire de (III-4) une équation de forme générale reliant cinq

points du maillage:

$$(III-20) \quad h_{xy2} \cdot u_{i,j-1} + h_{xy2} \cdot u_{i,j+1} - 2h_{xy2} \cdot u_{i,j} + u_{i-1,j} + u_{i+1,j} - 2 \cdot u_{i,j} = h_{i,j}$$

avec $i = 1 \dots M$, $j = 1 \dots N$. En isolant le terme $u_{i,j}$ dans l'équation (III-20), il est possible de calculer une nouvelle valeur $u_{i,j}^{new}$ au point (i,j) grâce aux valeurs environnantes donnant $u_{i,j}^*$ et l'ancienne valeur en ce point $u_{i,j}^{old}$:

$$(III-21) \quad u_{i,j}^* = \frac{1}{2(1 + h_{xy2})} (u_{i-1,j} + u_{i+1,j} + h_{xy2} u_{i,j-1} + h_{xy2} u_{i,j+1} - h_{i,j})$$

et

$$(III-22) \quad u_{i,j}^{new} = \omega \cdot u_{i,j}^* + (1 - \omega) \cdot u_{i,j}^{old}$$

On établit donc pour calculer les nouvelles valeurs $u_{i,j}^{new}$, un procédé itératif dépendant de ω , facteur de relaxation constant ou variable choisi pour optimiser la convergence de l'itération. Il est avantageux d'exprimer l'équation (III-21) avec les résidus $r_{i,j}$ pour la suite de nos calculs :

$$(III-23) \quad r_{i,j} = (u_{i-1,j} + u_{i+1,j} + h_{xy2} u_{i,j-1} + h_{xy2} u_{i,j+1} - 2(1 + h_{xy2}) u_{i,j}^{old} - h_{i,j})$$

Si nous notons $r_i = (r_{i1}, \dots, r_{iN})$ le vecteur résidu, il est intéressant de remarquer que l'on obtient l'équation suivante, appelée équation résiduelle :

$$(III-24) \quad C^{(i)} \epsilon^{(i)} = r^{(i)}$$

L'équation (III-22) devient alors :

$$(III-25) \quad u_{i,j}^{new} = u_{i,j}^{old} + \frac{r_{i,j}}{2(1 + h_{xy2})} \omega$$

Sous cette forme, la norme du vecteur résidu peut être calculée et servir de critère pour l'arrêt des itérations. Quant à la procédure d'itération, elle peut différer :

- par la choix de ω
- par l'ordre dans lequel les points du maillage sont sélectionnés c'est-à-dire soit par un parcours en ligne comme la lecture d'un livre, soit par le mode pair-impair.
- par le moment où les nouvelles valeurs remplacent les anciennes dans le maillage.

Ces différences entrent en considération lors de l'étude de la méthode

de relaxation de Gauß-Seidel et de la méthode SOR.

a) Méthode de Gauß-Seidel

Nous sommes en présence de la méthode de Gauß-Seidel lorsque dans les méthodes de relaxation, la matrice B est une matrice triangulaire inférieure formée des éléments de la partie triangulaire inférieure de A. Son inversion est obtenue par substitution. La solution pour l'itération qui suit est déterminée en calculant chaque équation (III-21) et (III-23) des points du réseau, en supposant que les valeurs aux points voisins sont correctes. Les nouvelles valeurs ainsi obtenues remplacent les anciennes de l'itération précédente aussitôt qu'elles ont été calculées, contrairement à la méthode de Jacobi. En effet, dans cette dernière, les nouvelles valeurs se substituent aux anciennes une fois qu'elles ont toutes été calculées. La méthode de Gauß-Seidel utilise un facteur de relaxation ω égal à un, ce qui nécessite un grand nombre d'itérations pour obtenir une convergence raisonnable, c'est pourquoi on lui préfère la méthode SOR.

b) Méthode SOR

On peut largement améliorer la convergence de la méthode de Gauß-Seidel en prenant pour $u_{i,j}^{new}$ une combinaison linéaire de l'ancienne valeur $u_{i,j}^{old}$ et la valeur donnée par l'expression (III-22). Le facteur de relaxation est alors compris entre 1 et 2 inclus et correspond à l'application d'une surrelaxation afin d'anticiper les corrections futures. Considérant que le rayon spectral de la matrice d'itération est ρ , il a été montré [14] que la meilleure valeur pour ω est :

$$(III-26) \quad \omega_{best} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \rho^2}}$$

2. Technique Multigrid

a) Description générale de la méthode

L'idée de base de l'approche Multigrid est d'employer différentes échelles de maillages, appelés aussi grilles, pour réduire efficacement l'erreur $\epsilon^{(t)}$ définie par (III-14). Le principe général tient dans la disposition d'une série de grilles successives et de plus en plus grossières $\Omega_n, \dots, \Omega_0$ où Ω_n est le maillage originel sur lequel on résout l'équation de Poisson discrétisée, donc le plus fin. La première tâche de l'algorithme est de définir cette séquence de maillages ("coarsening") (Figure III-3-1) en doublant l'espacement entre les

points dans les deux directions* (Figure III-3-2). Elle prend fin dès que l'on ne peut plus représenter de façon adéquate les conditions aux limites comme les zones de Dirichlet où le potentiel est imposé et qui doivent être représentées au moins par une cellule dans la grille la plus grossière.

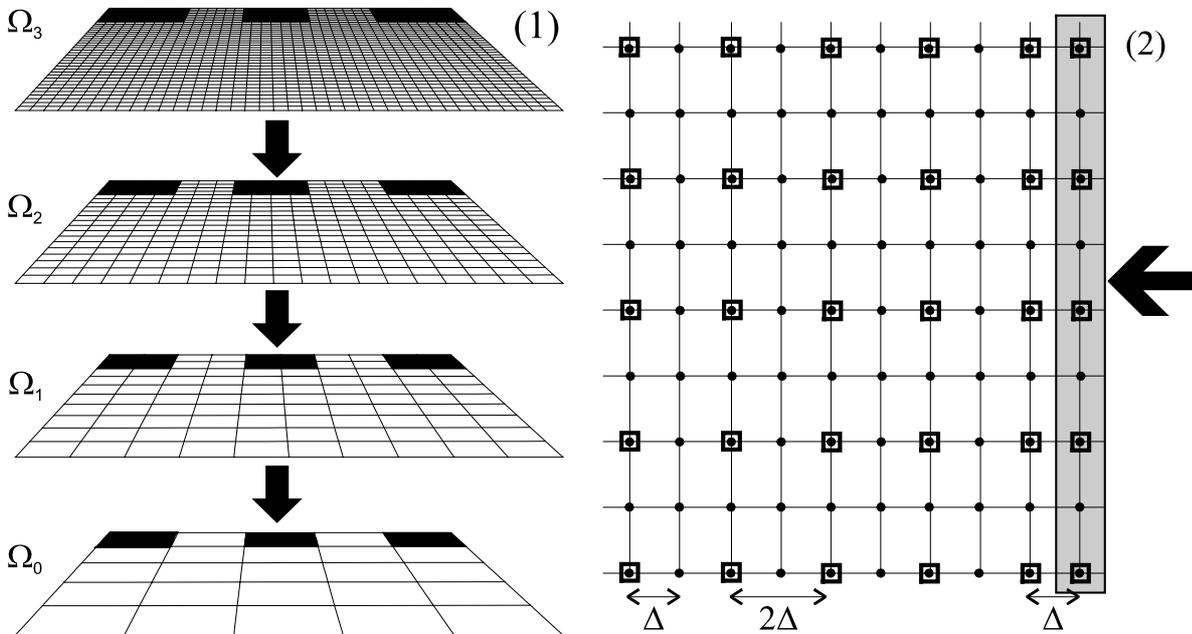


Figure III-3 : séquence de grilles de plus en plus grossières pour Multigrid. (1) la limite apparaît quand les zones de Dirichlet sont représentées par une seule cellule. (2) Doublement de l'espace entre les points au cours du "coarsening".

Schématiquement, on restreint les résidus $r^{(t)}$ fraîchement déterminés grâce à l'expression (III-23) puis on résout l'équation (III-24) par une méthode de relaxation, dans le maillage Ω_{k-1} , pour obtenir une valeur du vecteur erreur $\epsilon^{(t)}$. Celle-ci sert alors à corriger l'approximation $u^{(t)}$ qui a été déterminée sur le maillage plus fin Ω_k à l'itération précédente :

$$(III-27) \quad u^{(t+1)} = u^{(t)} - \epsilon^{(t)}$$

Le fait de calculer les vecteurs erreur sur une grille plus grossière aura tendance à les rendre plus influents, donc plus déterminants dans le principe de la correction, ce qui améliore radicalement la convergence par rapport à une méthode de relaxation

* Contrairement à la méthode FACR, le nombre de points du maillage initial Ω_n ne doit pas remplir de conditions particulières. Cependant, lorsque le nombre de points de la grille Ω_n dans une direction est pair, la réduction vers la grille Ω_{n-1} nécessite l'ajout d'une colonne ou d'une ligne de points supplémentaires sur cette grille (Figure III-3-2). En effet il faut éviter de changer les distances entre les conditions aux limites avec la réduction suivante. Comme cette opération a tendance à ralentir la résolution, il faut éviter tout maillage d'origine avec 2^N+2 points (N un entier positif) dans une direction car le procédé se réalise à tous les niveaux de grille. Par contre 2^N+1 points est le cas idéal car le procédé n'est jamais utilisé.

classique comme SOR. La méthode va consister en une succession d'opérateurs de relaxation qui vont lisser les valeurs de résidus projetés par des opérateurs de restriction ou de prolongation sur les différentes grilles Ω_k (Figure III-4). Le procédé est exécuté jusqu'à obtenir sur le maillage le plus fin une solution en accord avec la précision requise.

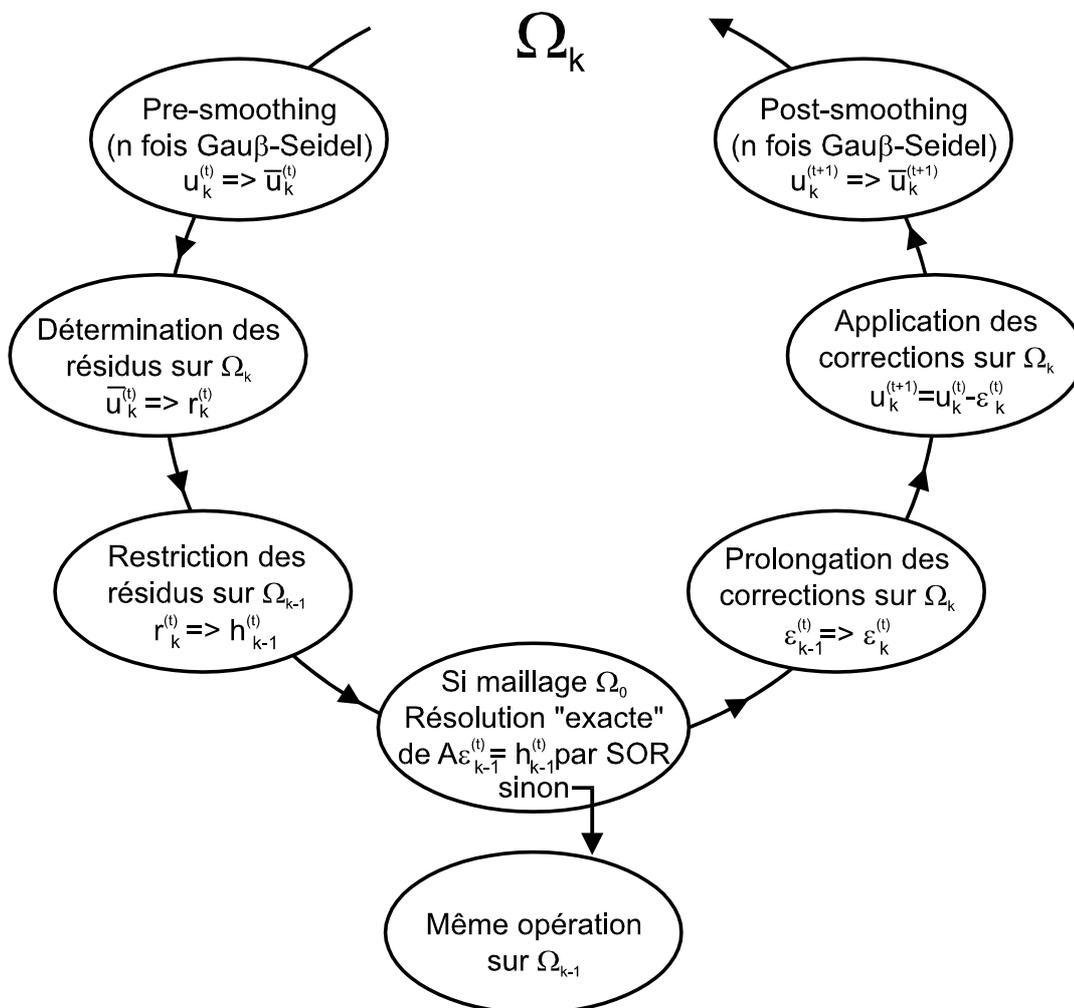


Figure III-4 : opérations effectuées entre les grilles Ω_k et Ω_{k-1} lors d'opérations Multigrid.

b) Opérateur de lissage

Pour réaliser le lissage avant le calcul des résidus (pre-smoothing) et après la correction des termes $u^{(t)}$ (post-smoothing) (Figure III-5) on effectue un certain nombre de fois une itération de type Gauß-Seidel. Contrairement à SOR, cette procédure s'avère particulièrement efficace pour les solutions intermédiaires très bruitées.

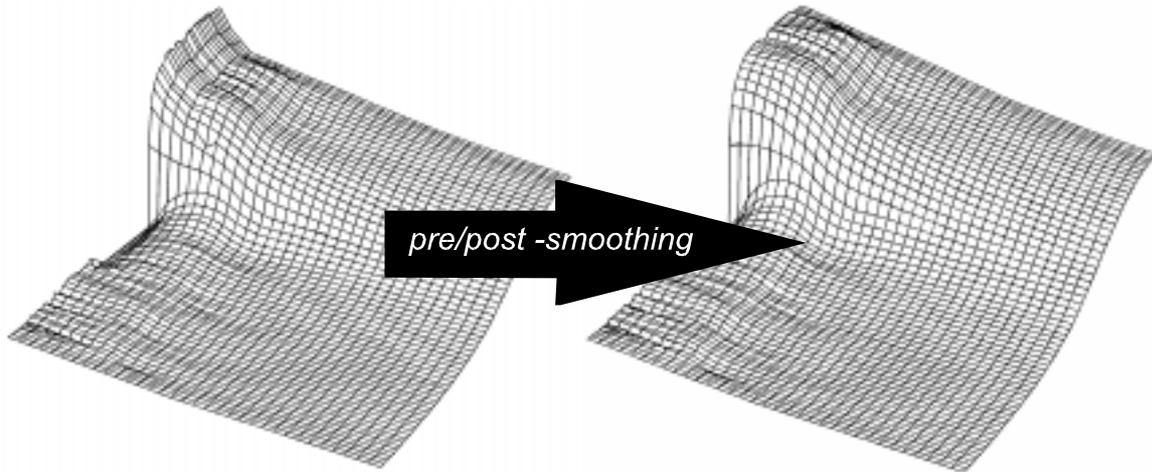


Figure III-5 : transformation d'une solution intermédiaire par lissage (pre/post-smoothing)

c) Opérateurs de restriction et de prolongation

Les opérateurs de restriction et de prolongation sont décrits par la Figure III-6. Le premier opérateur permet de restreindre les résidus d'une grille Ω_k , $\epsilon^{(t)}_k$, à la grille Ω_{k-1} pour obtenir $u^{(t)}_{k-1}$ mais aussi les conditions de Dirichlet à l'initialisation de l'algorithme. Il opère de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 \text{(III-28)} \quad u_{k-1(i,j)}^{(t)} &= \frac{1}{16} \epsilon_{k(2i-1,2j-1)}^{(t)} + \frac{1}{8} \epsilon_{k(2i,2j-1)}^{(t)} + \frac{1}{16} \epsilon_{k(2i+1,2j-1)}^{(t)} \\
 &+ \frac{1}{8} \epsilon_{k(2i-1,2j)}^{(t)} + \frac{1}{4} \epsilon_{k(2i,2j)}^{(t)} + \frac{1}{8} \epsilon_{k(2i+1,2j)}^{(t)} \\
 &+ \frac{1}{16} \epsilon_{k(2i-1,2j+1)}^{(t)} + \frac{1}{8} \epsilon_{k(2i,2j+1)}^{(t)} + \frac{1}{16} \epsilon_{k(2i+1,2j+1)}^{(t)}
 \end{aligned}$$

Cet opérateur est représenté par la matrice

$$\text{(III-29)} \quad \begin{bmatrix} \frac{1}{16} & \frac{1}{8} & \frac{1}{16} \\ \frac{1}{8} & \frac{1}{4} & \frac{1}{8} \\ \frac{1}{16} & \frac{1}{8} & \frac{1}{16} \end{bmatrix}$$

A l'inverse, l'opérateur de prolongation sert à interpoler les solutions $u^{(i)}_{k-1}$ de Ω_{k-1} sur Ω_k , grille plus fine, pour obtenir les termes de correction $\varepsilon^{(i)}_k$. Il est représenté par la matrice :

$$(III-30) \quad \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{2} & \frac{1}{4} \\ 1 & 1 & 1 \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{2} & \frac{1}{4} \end{bmatrix}$$

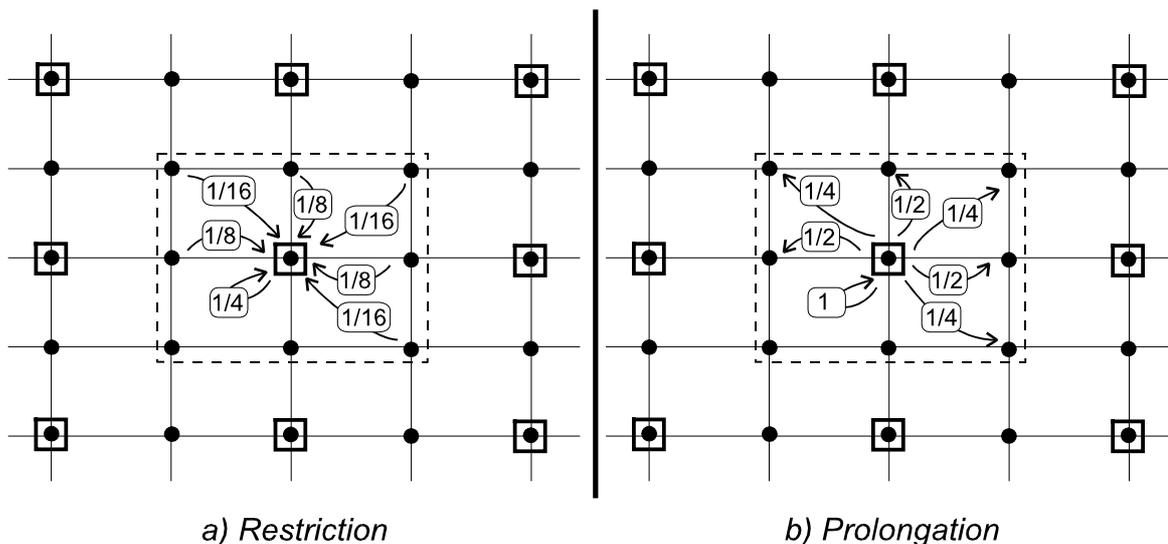


Figure III-6 : opérateurs de restriction et de prolongation classiques.

d) Schémas Multigrid possibles

Il y a plusieurs possibilités pour l'aller-retour de la grille la plus fine à la grille la plus grossière. Dans le cas le plus simple, le bigrid, un cycle est constitué d'un pre-smoothing sur Ω_1 , d'une restriction sur le maillage grossier Ω_0 , d'une résolution exacte, d'une interpolation sur le maillage le plus fin Ω_1 et enfin d'un post-smoothing (Figure III-7). Avec un nombre de grilles supérieures à deux, les cycles les plus simples sont le cycle en V qui est très stable ou en W (Figure III-7). Il est reconnu que les allers et retours successifs entre deux grilles voisines favorisent la convergence. C'est pourquoi le cycle W permet des résolutions plus rapides que son homologue en V. Lorsque le nombre de grilles s'accroît d'une unité, la résolution exacte sur le maillage le plus grossier doit être remplacée par un ou deux cycles bigrid. On désigne communément par γ ce nombre de cycles bigrid que l'on doit rajouter. Dans le cas de cycles en V, γ est égal à 1, tandis que pour les cycles en W, γ est égal à 2. Il est possible d'augmenter l'efficacité du Multigrid, surtout sur machine séquentielle, en

utilisant les cycles en F avec $\gamma=1$ (Figure III-7) ou $\gamma=2$. On parle alors d'Algorithme Multigrid Complet, FMG (Full MultiGrid algorithm).

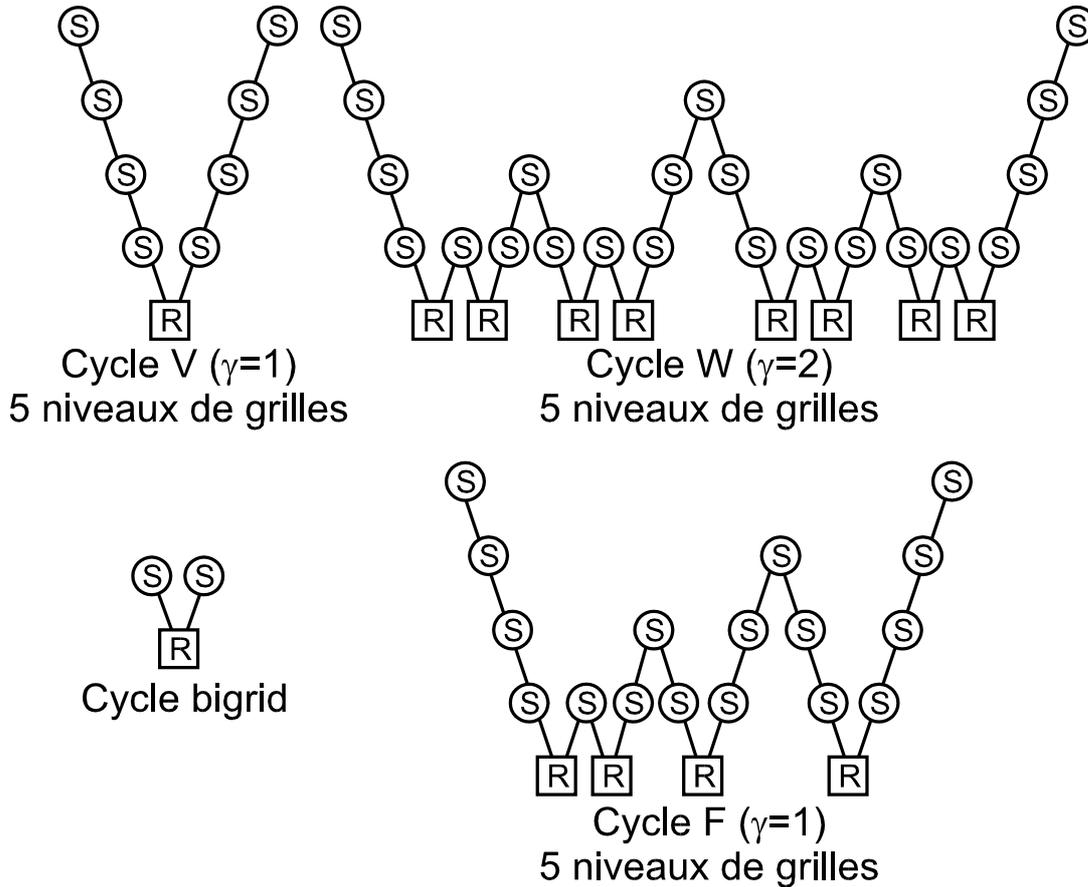


Figure III-7 : cycles Multigrid. Les S correspondent à des opérations de lissage, les traits \ à des restrictions, les traits / à des prolongations et les R à des résolutions exactes.

C. Comparaisons - Conclusions

La technique Multigrid est dans l'ensemble une méthode facile à mettre en oeuvre. On peut d'ailleurs en trouver des exemples simples dans la littérature [15]. Dans notre cas, l'avantage principal est la possibilité de prendre en compte facilement des zones de permittivités différentes. De plus, l'algorithme offre la possibilité d'utiliser des maillages non réguliers, propriété qui n'a cependant pas encore été exploitée. En ce qui concerne la vitesse d'exécution, cette méthode détermine les potentiels plus rapidement en régime permanent qu'au début de la simulation. Si les distributions de charges sont très peu différentes entre deux pas de temps, comme Multigrid se sert des potentiels précédents comme état initial sur Ω_n , il trouve rapidement une solution. Par exemple, sur la Figure III-8, nous représentons l'évolution du courant de drain et des temps de résolution de l'équation de Poisson au cours du temps pour un HEMT. Le maillage de ce transistor est 101 sur 129 cellules pour des dimensions de $1.5 \mu\text{m} \times 0.36 \mu\text{m}$. La grille est polarisée à -0.6 V et le drain à 2.0 V . Le régime transitoire s'étale sur 0.5 ps , période durant laquelle le solveur Multigrid prend beaucoup de temps pour ses résolutions ($\sim 0.70 \text{ s}$). Par la suite, sous régime permanent, le solveur détermine les potentiels plus rapidement ($\sim 0.56 \text{ s}$). Cette adaptation de Multigrid est intéressante dans notre cas mais pourrait se révéler un handicap pour des études de FET avec des signaux dépendants du temps.

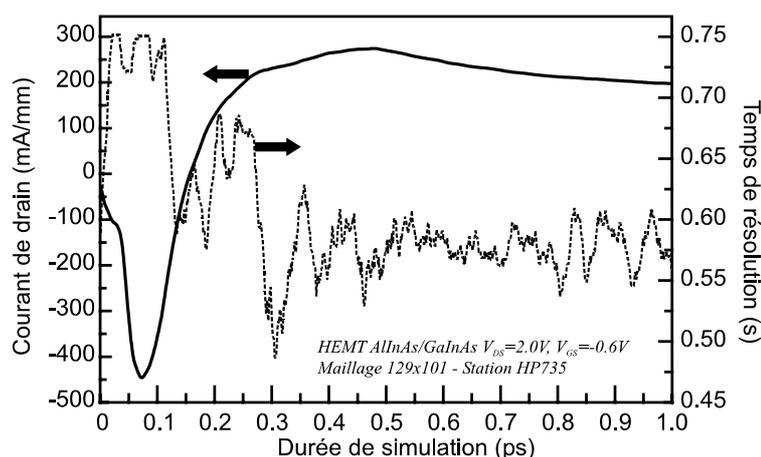


Figure III-8 : courant de drain et temps de résolution de l'équation de Poisson au cours du temps pour un HEMT. Avec la disparition du régime transitoire, le solveur Multigrid effectue ses calculs plus efficacement.

Malheureusement, cet algorithme reste plus lent et se montre plus volumineux en mémoire que FACR. Un exemple d'évolution des temps de résolution et de l'occupation mémoire pour les deux solveurs pour différents maillages a été détaillé sur la Figure III-9. La structure utilisée comporte 64 cellules en x et N cellules en y. Elle possède trois électrodes

pour imposer le potentiel et les potentiels sont calculés 1000 fois. Aucune charge n'est déplacée entre deux résolutions ce qui devrait favoriser le solver Multigrid. Par exemple, pour un maillage classique, 64x128, la méthode FACR est quatre fois plus rapide et occupe quatre fois moins de mémoire que Multigrid. De surcroît, pour ce solver, un critère de convergence est utilisé pour arrêter les calculs ce qui ne s'impose pas dans FACR où la résolution est exacte.

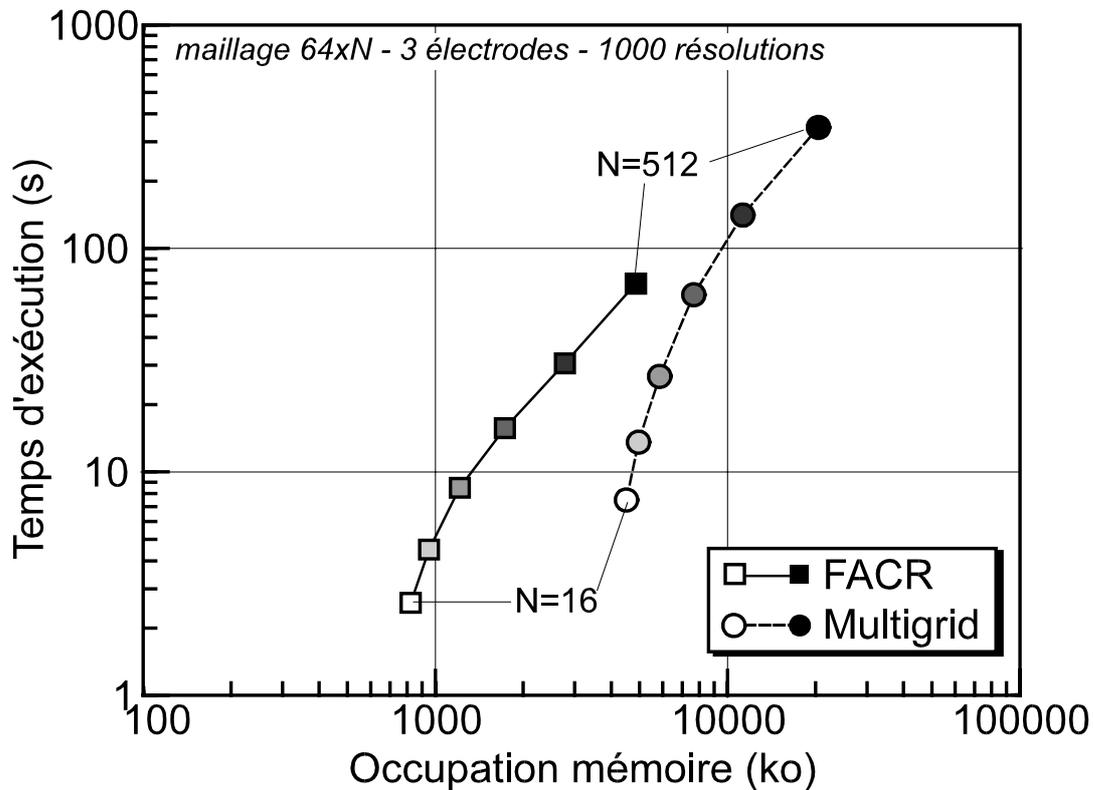


Figure III-9 : temps d'exécution et occupation de la mémoire pour deux programmes de résolution de l'équation de Poisson. La structure utilisée possède 3 électrodes et un maillage 64xN, N variant géométriquement de 16 à 512. Aucune variation de charge n'est effectuée entre deux résolutions. Le programme Multigrid peut s'avérer 3.5 fois plus lent et 5 fois plus volumineux en mémoire que la méthode FACR.

III. CONDITIONS AUX LIMITES

A. Surfaces libres et hétérojonctions

1. Surfaces libres

La réflexion des porteurs sur les surfaces libres est considérée spéculaire (Figure III-10). Par exemple, si un électron provenant de la position (x_0, y_0) dépasse l'ordonnée maximale de la structure, y_{\max} , pour parvenir au point (x, y) , il est réfléchi au point (x', y') avec les conditions suivantes :

$$(III-31) \quad k_{x'} = k_x; k_{y'} = -k_y - \frac{q \cdot E_y \cdot dt_{\text{eff}}}{\hbar}; k_{z'} = k_z$$

$$(III-32) \quad x' = x; y' = 2y_{\max} - y$$

où dt_{eff} est égal à $dt \cdot (y_0 + y' - 2 \cdot y_{\max}) / (y' - y_0)$ et permet de rectifier le bilan énergétique de la particule. Electriquement, c'est la condition de NEUMAN qui est utilisée aux frontières du transistor ce qui impose une composante perpendiculaire nulle pour le champ électrique aux surfaces.

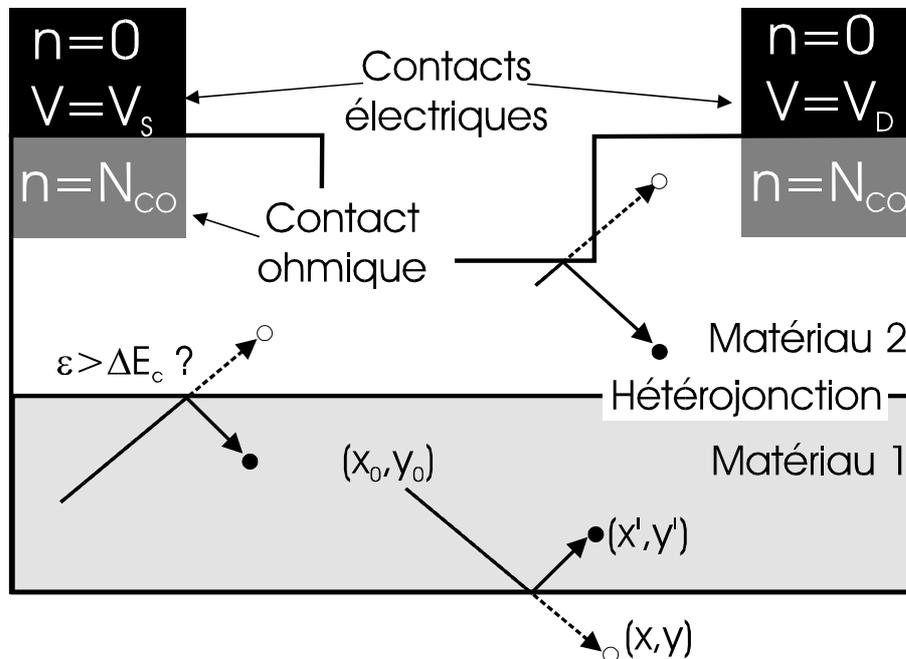


Figure III-10 : conditions aux limites dans la simulation de transistor. Les réflexions aux surfaces libres sont spéculaires de même qu'aux hétérojonctions, si l'énergie du porteur est insuffisante. Les zones de contacts sont des régions où l'on impose à tout moment, d'une part, $n=N_{CO}$ pour le contact ohmique et, d'autre part, $n=0$ et $V=V_{CE}+R_{CE}I_{CE}$ pour le contact électrique.

2. Hétérojonctions

Le traitement des hétérojonctions est similaire à celui des surfaces libres dans le cas d'une réflexion. Pour le franchissement d'une barrière de potentiel entre deux matériaux numérotés 1 et 2 (Figure III-10), un porteur doit conserver son énergie totale et sa composante parallèle du vecteur d'onde ce qui conduit à l'inéquation suivante [16] :

$$(III-33) \quad k_{1//}^2 \leq \frac{2m_2^*}{\hbar^2} [\varepsilon_1(1 + \alpha_2\varepsilon_1) + \Delta(1 + 2\alpha_2\varepsilon_1 + \alpha_2\Delta)]$$

où $k_{1//}$ est la composante du vecteur d'onde de l'électron parallèle à l'interface, ε_i les énergies relatives, α_2 un facteur de non-parabolicité et Δ la barrière effective de potentiel donnée par :

$$(III-34) \quad \Delta = \Delta E_c + \Delta\varepsilon_1^{Ai} - \Delta\varepsilon_2^{Ai} \quad (i = \Gamma, L, X)$$

où A désigne la vallée la plus basse du matériau. Le transfert entre les deux couches s'effectue dans la même vallée et les termes $\Delta\varepsilon^{Ai}$ de (III-34) expriment la différence énergétique de cette vallée avec le bas de la bande de conduction de chaque matériau. L'énergie cinétique du porteur devient $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \Delta$ et seule la composante perpendiculaire du vecteur d'onde supporte cette modification énergétique.

B. Modélisation des contacts ohmiques

Dans cette partie, nous cherchons à examiner l'incidence de la modélisation des contacts ohmiques sur nos résultats de simulation. Il est clairement reconnu [17] qu'un modèle d'injection et de récupération de porteurs erroné perturbe le fonctionnement général du transistor puisque la zone active n'est pas alimentée correctement en courant. Le problème des contacts a fait l'objet de quelques études mais à notre connaissance, uniquement dans le cas de diodes [17,18] où le transport est perpendiculaire aux interfaces. Par contre dans le domaine des HFET, le sujet est rendu très délicat par la présence d'hétérojonctions et reste très ouvert [19]. Il n'est pas spécifique aux calculs de type Monte Carlo car les simulations de type Hydrodynamique rencontrent les mêmes problèmes [20].

La présence d'électrodes métalliques est indispensable pour alimenter les transistors en porteurs de charges. Contrairement au contact de grille où l'effet Schottky est recherché, les contacts de source et de drain sont de types ohmiques. Technologiquement, ils s'obtiennent par jonction et éventuellement diffusion de métaux dans une couche très dopée de matériau petit gap. Les phénomènes de transport dans ces zones dégénérées sont assez mal connus et plusieurs modèles analytiques ont été développés [21,22,23,24]. La plupart du temps, les contacts ohmiques sont traités avec un modèle de jonction métal/semi-conducteur qui offre la possibilité de déterminer théoriquement la résistance de contact. Mais aucun modèle ne décrit les phénomènes physiques qui prennent place dans une région où se mêlent métal et semi-conducteur. On se limitera donc à des mécanismes physiques simples dans les contacts ohmiques et à leur représentation dans nos simulations. Les modèles classiques de contact fonctionnent assez bien avec les transistors de type MESFET mais aussi HEMT tant que la discontinuité de bande reste relativement modérée (LMHEMT AlGaAs/GaAs et PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs). Mais ils présentent des inconvénients majeurs pour des ΔE_c élevés dans les LMHEMT et les PHEMT AlInAs/GaInAs/InP. De plus, avec la réduction de la taille des transistors, il est connu depuis longtemps [25,26] que les phénomènes d'émission et d'absorption de porteurs influent de plus en plus sur les zones actives [27,28,29]. Avec l'évolution des structures, il était impératif de reconsidérer le traitement des contacts ohmiques dont la validité devenait contestable. Une nouvelle façon de les simuler a été mise en place pour tenter d'éliminer les principaux problèmes apparaissant avec la méthode classique. A la fin de cette partie, nous procédons à une étude comparative entre les deux

modèles qui conclut à la supériorité du plus récent.

1. Principe de fonctionnement

Trois grandes catégories de contact ohmique, correspondant à différents processus technologiques, ont été rassemblées sur la Figure III-11. Les contacts ohmiques sont constitués d'une zone ohmique, région n^{++} créée par implantation et représentée par un rectangle gris, et d'une électrode, contact métallique symbolisé par un rectangle noir. On peut tout d'abord discerner pour l'implantation ionique du contact deux modes distincts : une zone peu profonde [20] (Figure III-11-1) ou s'étendant jusqu'au canal [30] (Figure III-11-2 et -3). Si le contact est allié, on peut considérer que le contact métallique s'étale plus ou moins profondément dans la structure [31] (Figure III-11-3). Il s'agit d'une inter-diffusion entre le métal et le semi-conducteur réalisée à température élevée dans le but de modifier favorablement la structure de bande [32]. Au contraire, si le contact est non-allié, le contact métallique diffuse très peu dans le cap layer (Figure III-11-1 et -2) constituant une jonction plus abrupte.

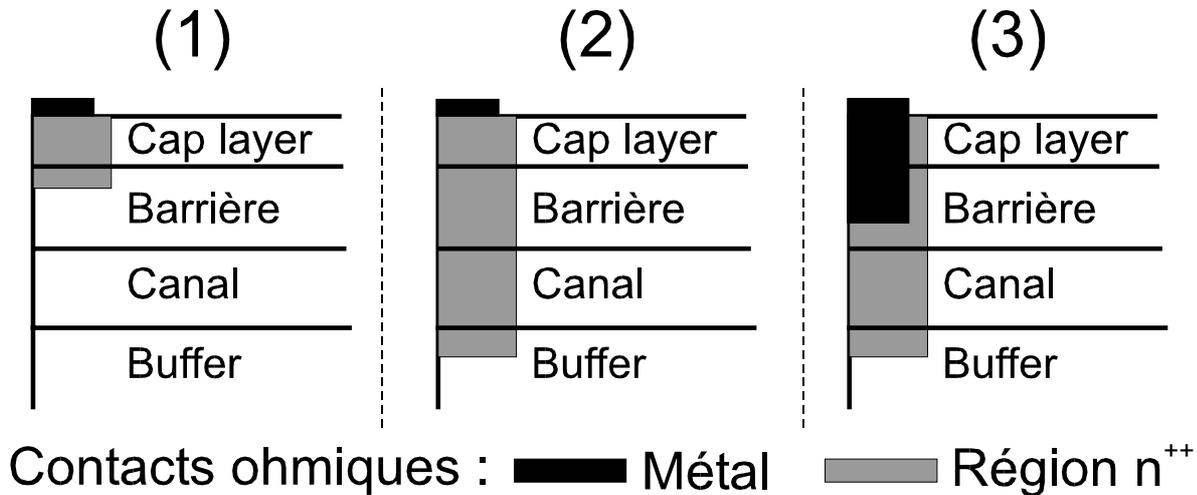


Figure III-11 : différentes configurations de contact ohmique classique. Elles peuvent présenter des zones ohmiques et des électrodes de profondeurs différentes.

Dans tous les cas, ces contacts présentent une jonction métal/semi-conducteur avec une barrière de potentiel Φ_b que les porteurs doivent franchir pour alimenter le dispositif électronique (Figure III-12). Soit ils ont assez d'énergie pour surmonter cette barrière par effet thermoionique, soit ils ont la possibilité de la franchir par effet tunnel. La contribution des deux modes dépendra principalement du dopage du semi-conducteur [33] et de la valeur de Φ_b . On admet généralement trois régimes de conduction des porteurs du métal au semi-

conducteur selon le dopage du cap layer [34]. Pour des dopages inférieurs à 10^{17} cm^{-3} , l'effet thermoionique domine le transport, la zone déplétée trop large rendant l'effet tunnel difficile. L'effet ohmique n'est pas observable. Entre 10^{17} cm^{-3} et 10^{18} cm^{-3} , les deux effets contribuent pour donner un régime d'émission assisté par effet tunnel appelé TFE [35] (Thermoionic-Field Emission) tandis qu'au delà de 10^{18} cm^{-3} , les électrons sont émis massivement par effet tunnel (Field Emission) vers le semi-conducteur [36] (Figure III-12).

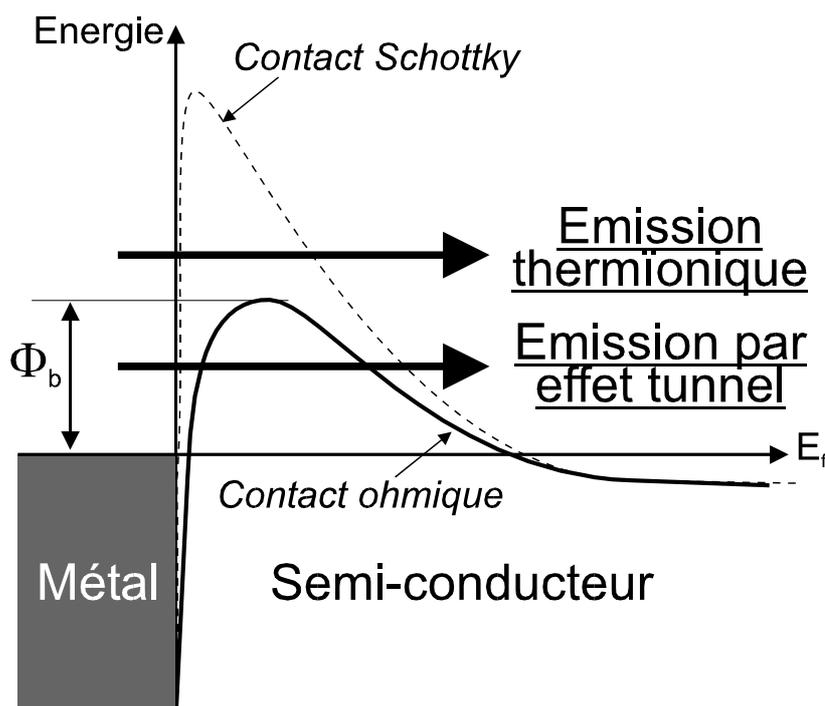


Figure III-12 : bande de conduction dans une jonction métal/semi-conducteur. Dans le cas d'un contact ohmique, la présence d'un semi-conducteur très dopé remonte le niveau de Fermi par rapport au contact Schottky, ce qui facilite les franchissements de la barrière par différents modes.

Comme le dopage du cap layer est supérieur à 10^{18} cm^{-3} et que les couches sont minces, l'injection se fait essentiellement par effet tunnel. Les porteurs sont émis dans le matériau grand gap [37] voire directement dans le canal en cas d'épaisseur de barrière réduite [38]. Une étude réalisée par une méthode de Monte Carlo 1-D a montré la possibilité d'un tel mécanisme [39] (Figure III-13). Les porteurs ainsi émis sont plus froids que par émission thermoionique qui élève l'énergie des porteurs d'une valeur proche de ΔE_c (Figure III-14).

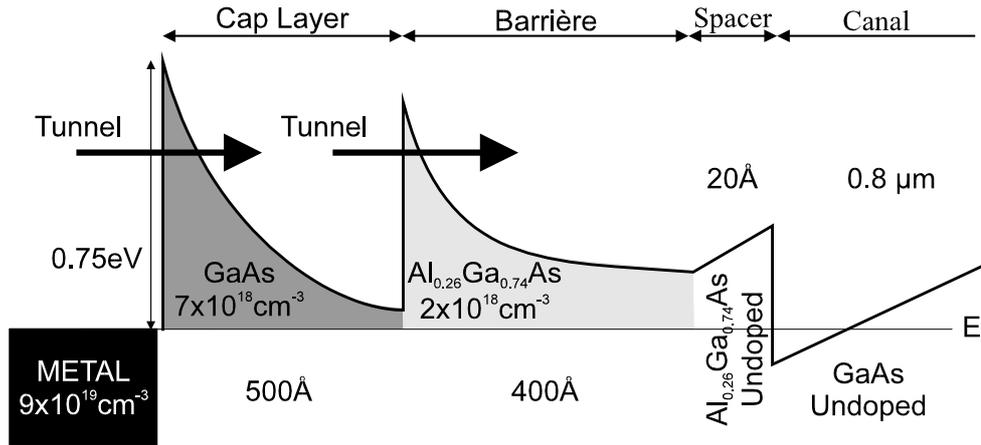


Figure III-13 : simulation de contact ohmique par la méthode de Monte Carlo [39]. L'utilisation d'une zone dopée à $9 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et d'une hauteur de barrière Métal/Semi-conducteur de 0.75eV ont permis d'obtenir des caractéristiques proches de l'expérience.

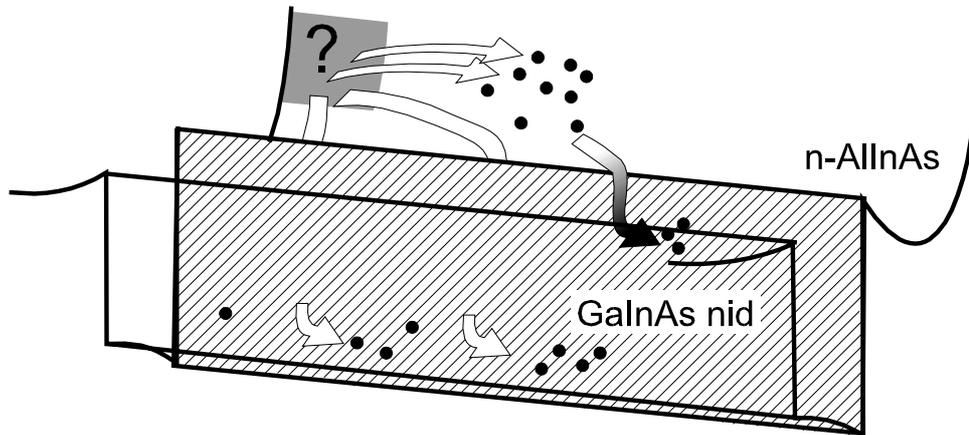


Figure III-14 : alimentation du canal en porteurs par les contacts ohmiques de source. Dans le cas de contact non diffusant et d'une couche donneuse peu épaisse, l'injection peut se faire en grande partie par effet tunnel. Les porteurs sont en majorité froids en début de canal.

Pour l'application à la simulation, nous considérons les zones ohmiques comme des régions fortement dopées [40]. Ce sont des réservoirs de porteurs, électriquement neutres, et conservant globalement le potentiel imposé par l'électrode dans la mesure du possible dans le cas d'un bon contact de résistance faible. Les zones ohmiques doivent continuellement fournir le courant requis par les parties actives du transistor sans engendrer de phénomènes parasites. A l'intérieur des régions ohmiques, les particules sont toujours en nombre constant et à l'équilibre thermodynamique. Bien que des modèles mélangeant Drift Diffusion et Monte Carlo sous la grille aient montré certaines qualités [41,42], seuls des procédés purement particuliers, sans effet tunnel, ont été utilisés durant ce travail. Une mise en oeuvre simple ainsi que la possibilité de les justifier plus ou moins physiquement ont été des critères importants lors du choix d'un modèle de contact ohmique.

2. Description du modèle classique de contact ohmique

a) Contact métallique

Pour les contacts métalliques, d'une part, nous imposons dans chaque case, une condition sur le nombre de porteurs, $n=0$. Elle permet d'absorber les porteurs parvenant à l'électrode. D'autre part, un potentiel interne (condition de DIRICHLET) est maintenu par la relation $V=R_{CE}I_{CE}+V_{CE}$ [43]. R_{CE} est la résistance de contact électrique qui est une donnée obtenue à partir des mesures expérimentales, I_{CE} le courant des porteurs parvenant au contact et V_{CE} la tension de polarisation externe. Cela nous permet de tenir compte de quelques paramètres extrinsèques qui, dans le cas de la grille par exemple, évitent les courants de fuite trop importants [22]. Les électrodes peuvent être placées sur le dessus de la zone ohmique comme dans la réalité mais pour réduire la longueur du composant à simuler et mieux maintenir le potentiel sur toute la hauteur du contact ohmique, il peut-être avantageux de les placer verticalement le long de la région n^{++} [44].

b) Zone ohmique

Pour assurer la neutralité électrique de la zone ohmique, on rétablit la condition $n(i,j) = N_{CO}$ dans toutes les cases (i,j) de la zone ohmique à chaque pas de temps de la simulation. L'énergie des porteurs est distribuée selon la loi de Maxwell-Boltzman et aucune condition n'est imposée sur la vitesse. Le même schéma est appliqué du côté source et du côté drain. La barrière reste présente dans ces régions, ce qui d'ailleurs constitue une des sources principales des problèmes lors des simulations. Cette modélisation de contacts ohmiques a déjà été retenue par beaucoup d'auteurs [29,45,46,47,48] et nous l'appellerons, pour la suite, modélisation de type C1 ainsi que les simulations des HEMT qui l'utilisent (HEMT C1).

3. Problèmes d'injection

En utilisant ce modèle de contacts ohmiques, plusieurs effets parasites apparaissent pour dégrader, non seulement l'émission de porteurs dans le composant, mais également le transport des particules atteignant la zone active. Comme les porteurs de la couche donneuse parviennent dans le canal, non pas par effet tunnel, mais en franchissant l'hétérojonction, leur énergie s'accroît d'une quantité ΔE_c en vallée Γ . Ceci a pour effet de créer un courant de porteurs chauds qui se trouvent piégés assez longtemps en vallées supérieures. L'observation de l'évolution d'un paquet d'électrons avec un gain soudain

d'énergie peut nous renseigner sur la dégradation du transport occasionnée par un transfert classique dans le canal. Nous avons représenté sur la Figure III-15, l'occupation moyenne en vallée centrale d'un paquet de 10000 électrons pendant 20 ps. Ces électrons sont initialement soumis à un champ de 5 kV/cm, il faut 5 ps pour atteindre le régime permanent et à 10 ps, une énergie importante leur est fournie. Il s'agit de 0.50 eV et 0.71 eV, correspondant aux hauteurs de barrière des hétérojonctions $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.20}\text{In}_{0.80}\text{As}$, et 0.31 eV dans le cas de l'hétérojonction $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{Ga}_{0.70}\text{In}_{0.30}\text{As}$. Alors que la population en vallée Γ , dans le cas d'un canal de $\text{Ga}_{0.70}\text{In}_{0.30}\text{As}$, passe d'un taux de 80% à 45%, elle décroît brutalement de 80% à 10% seulement pour $\text{Ga}_{0.20}\text{In}_{0.80}\text{As}$. Les conséquences sur les vitesses sont désastreuses (Figure III-16). La vitesse s'effondre pour atteindre une valeur négative dans le cas du matériau pseudomorphique. Les porteurs mettent jusqu'à 5 ps pour revenir à leur état initial, ce qui est bien au delà du temps nécessaire pour atteindre la grille. Ils arrivent donc en zone active dans un état peu propice à l'obtention de vitesses de transit élevées.

L'effet de réduction jusqu'à l'inversion de la composante de la vitesse dans la direction du champ peut aussi contribuer au reflux des porteurs vers le contact. Le contact constitue avec le canal une jonction de type n-i dont la tension de built-in a tendance à ramener dans la zone ohmique les électrons provenant de la barrière et qui se trouvent dans son voisinage. Il apparaît des boucles de courant, à la source et au drain, qui restreignent l'injection de porteurs froids directement dans le canal. En revanche, l'injection en provenance de la zone ohmique dans la couche dopée s'effectue facilement car la présence du contact génère une homojonction favorable à la diffusion de porteurs vers la grille. Tous ces facteurs contribuent au fait que le gaz2D est formé en grande partie de porteurs chauds jusqu'à la grille. La Figure III-17 résume les différents mécanismes relatifs au modèle classique de contact et à l'origine des différents problèmes d'injection cités ci-dessus.

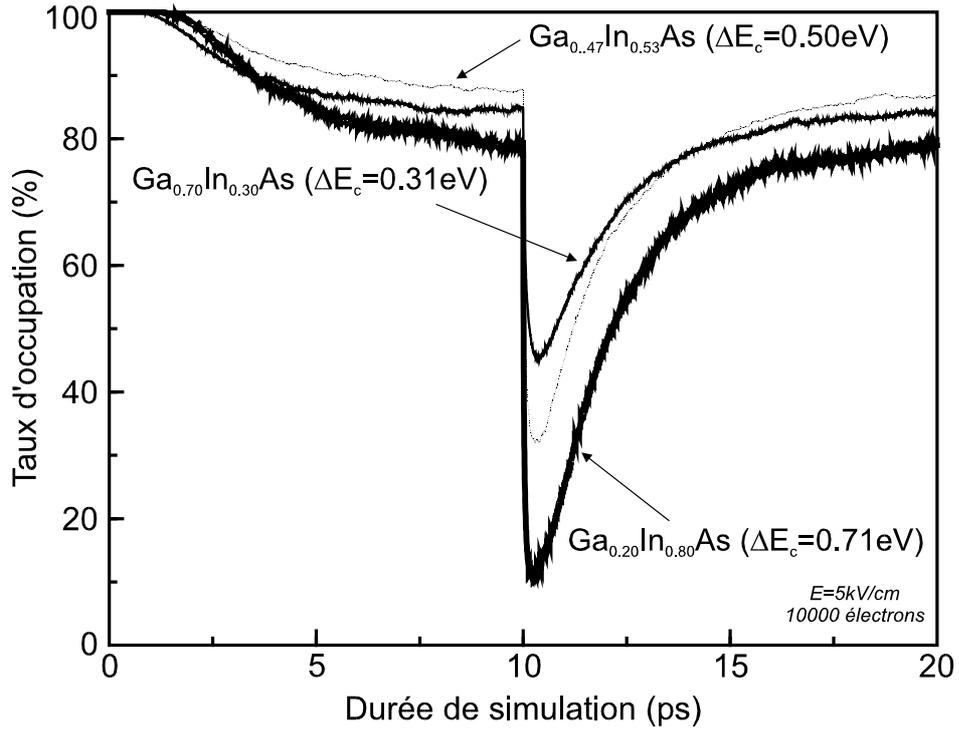


Figure III-15 : population moyenne en vallée Γ d'un paquet de 10000 électrons pendant 20 ps dans $Ga_xIn_{1-x}As$. Au bout de 5 ps, le régime transitoire s'estompe et lorsque les électrons subissent une élévation d'énergie de ΔE_c à 10 ps, ils transfèrent rapidement en vallées supérieures en dépeuplant fortement la vallée centrale dans le cas du $Ga_{0.20}In_{0.80}As$.

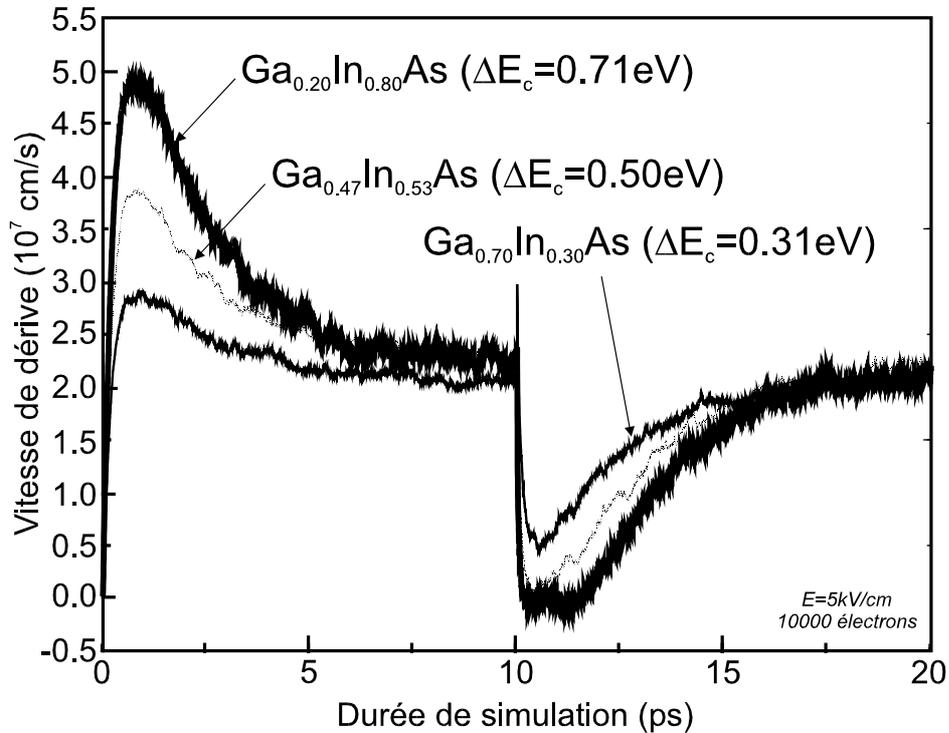


Figure III-16 : vitesse de dérive d'un paquet de 10000 électrons pendant 20 ps dans $Ga_xIn_{1-x}As$. L'élévation de l'énergie à 10 ps et le transfert en vallées supérieures conduisent à une dégradation de la vitesse qui peut même s'inverser pendant quelques ps.

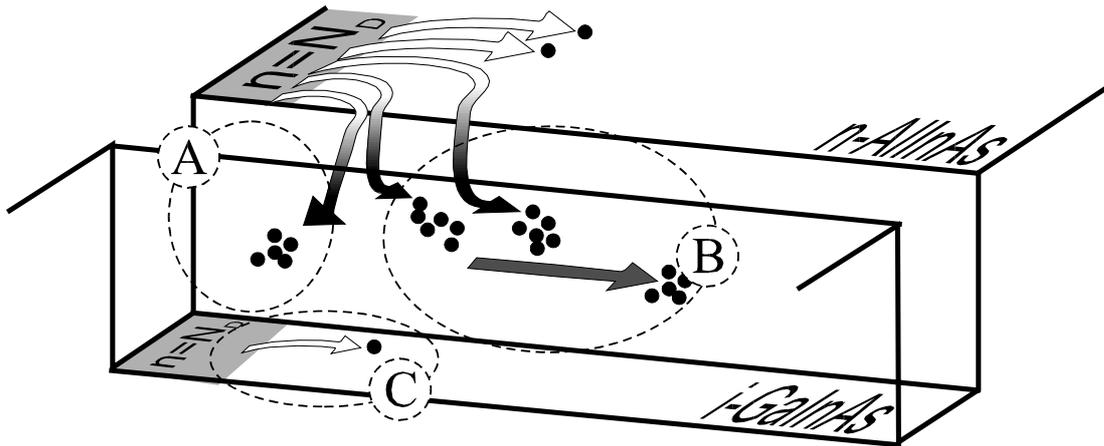


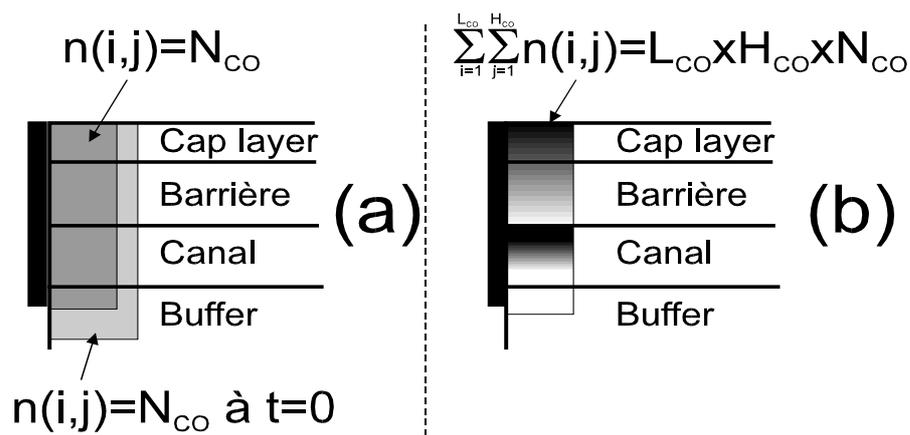
Figure III-17 : création du gaz2D dans le canal avec des contacts classiques. La tension de built-in de la jonction n-i est responsable d'une injection difficile de porteurs froids (C) et de boucle de courants provenant de la barrière (A). Les porteurs injectés vers la grille sont chauds et piégés en vallées supérieures (B).

4. Tentatives d'amélioration

Deux améliorations du modèle de contact ohmique ont été mises à l'essai [49]. La première consiste en l'ajout d'une zone dopée de largeur équivalente à environ 5 fois la longueur de Debye (Figure III-18). Cette zone, que l'on a nommée zone déplétable, est sensée améliorer l'injection surtout dans le canal. La deuxième amélioration est basée sur la neutralité électrique du contact non plus case par case mais sur la totalité du contact. Cela se traduit à chaque pas de temps par la condition :

$$(III-35) \quad \sum_{i=1}^{L_{CO}} \sum_{j=1}^{H_{CO}} n(i, j) = L_{CO} \times H_{CO} \times N_{CO}$$

avec L_{CO} et H_{CO} le nombre de cases en longueur et en hauteur du contact. La case de création d'un porteur s'obtient par un tirage aléatoire sur toutes les cases du contact pondéré par le nombre de particules qu'elles contiennent. Dans ce cas de "neutralité globale", une accumulation de porteurs à l'interface apparaît dans le canal. La charge d'espace ainsi créée propulse plus facilement des porteurs dans le puits. Pour ces deux tentatives de correction du modèle de contact, on a pu constater une légère élévation de l'injection sans toutefois obtenir de résultats pleinement satisfaisants dans une majorité de cas. La présence d'une zone dopée dans le canal sera toujours une limitation à l'émission de porteurs.



5. Nouveau modèle de contact et mise en oeuvre

Comme l'effet tunnel n'est pas pris en compte et que la présence d'une zone dopée dans le canal n'est pas souhaitable, une condition supplémentaire sur le contact électrique ou sur la distribution des porteurs doit être envisagée. L'élaboration de notre nouvelle modélisation de contact ohmique (désignée par C2) s'est inspirée de travaux antérieurs. Certaines simulations de HEMT ont utilisé des contacts ohmiques C1 avec des potentiels calculés au préalable par un programme de résolution de type Boltzmann-Poisson [50] (Figure III-19-a). Il est possible de surimposer également une condition sur les concentrations de porteurs provenant de calculs préparatoires [51] (Figure III-19-b). Enfin, une dernière possibilité consiste à maintenir le même principe sur les particules mais avec des conditions de Dirichlet uniformes sur le dessus du contact [52] (Figure III-19-c).

Nous avons retenu ce dernier schéma car il semble préférable d'imposer seulement une concentration de porteurs fonction de la hauteur du contact pour laisser le soin au solveur Poisson de déterminer les potentiels. Il y a plusieurs méthodes analytiques directes disponibles [53] pour déterminer les concentrations de porteurs à l'équilibre dans une section du transistor. Dans le but d'utiliser le même programme et d'obtenir une solution qui puisse être introduite dans nos simulations sans créer de grande perturbation, nous avons utilisé le simulateur Monte Carlo sur une petite largeur du transistor. Il s'agit de simulations préliminaires quasi-1D et séparées des modélisations de transistors. Les concentrations et les potentiels typiques résultant de ces calculs sont représentés sur la Figure III-20 en fonction de la position transversale. La structure traitée correspond à un buffer d' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ sur lequel

sont déposés successivement un canal de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ non dopé et une barrière d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ dopé à 10^{18} cm^{-3} . La longueur totale simulée est de 100 nm et le nombre de particules pris en compte reste constamment à 640. Après un calcul de 20 ps, le maximum de concentration s'élève à $2.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans le canal près de l'interface et la densité surfacique de charges avoisine $1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Seule l'évolution verticale de la concentration sert à l'initialisation des contacts. Comme l'illustre la Figure III-21, il est possible d'espérer une injection de porteurs froids en début de canal, mécanisme qui se déroule probablement dans la réalité.

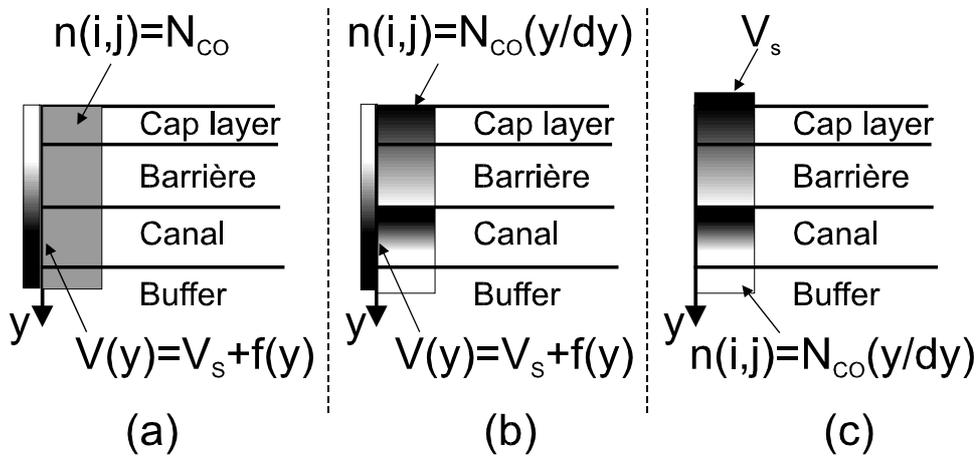


Figure III-19 : contacts ohmiques nécessitant un calcul avant la simulation ; (a) dopage constant dans chaque case et potentiel variant avec la profondeur du contact ; (b) potentiel et distribution des électrons variant avec y ; (c) distribution électronique fonction de y et potentiel fixe sur le dessus du contact.

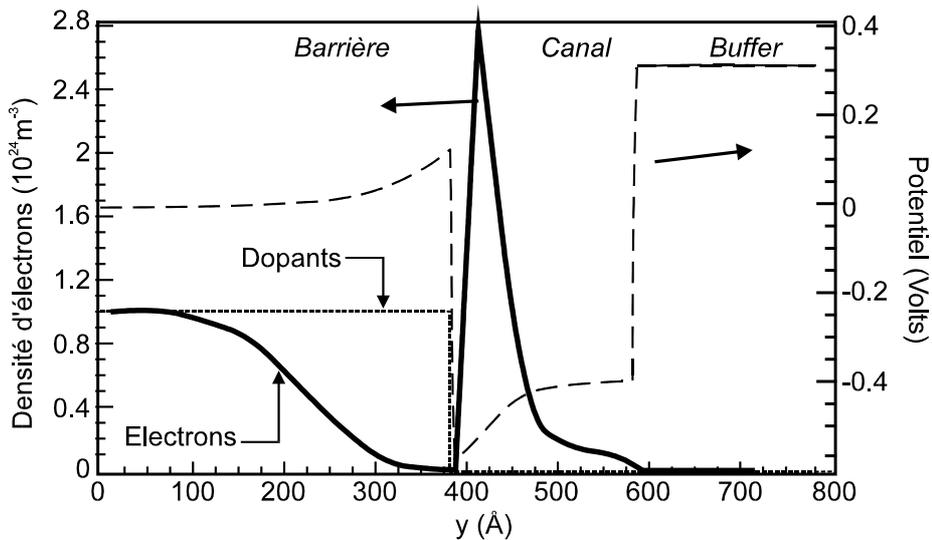


Figure III-20 : concentration de porteurs et potentiel calculés par le simulateur Monte Carlo dans une épaisseur de 100 nm d'une hétérostructure. Seule la concentration servira à l'initialisation des contacts ohmiques dans les simulations de transistor complet.

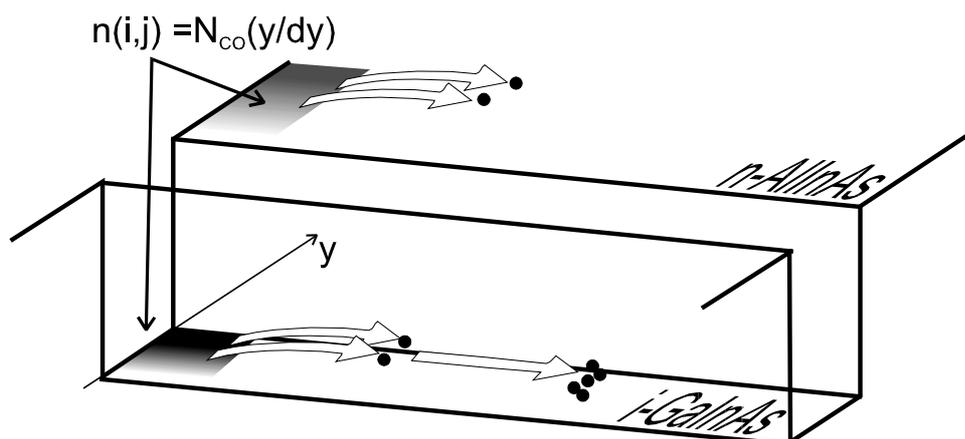


Figure III-21 : mécanismes d'injection avec les nouveaux types de contacts. Le gaz2D se forme avec une majorité de porteurs froids.

6. Comparaisons des modèles de contact C1 et C2

Pour réaliser notre banc d'essais sur les types de contact, le choix d'un HEMT AlInAs/GaInAs avec un canal riche en indium nous a semblé intéressant (Figure III-22). Avec une barrière de potentiel de l'hétérostructure assez élevée, l'influence des contacts est largement perceptible. Un espace source-grille assez réduit, $0.30\ \mu\text{m}$, doit également favoriser des effets liés aux zones d'accès sur le fonctionnement interne. Pour les deux types de contact, la zone ohmique s'enfonce jusqu'en haut du buffer. Tout d'abord on examinera les résultats microscopiques et les mécanismes de contrôle de charges par la grille pour C1 et C2. Ils permettront une compréhension fine des caractéristiques électriques qui diffèrent en plusieurs points entre les différents traitements.

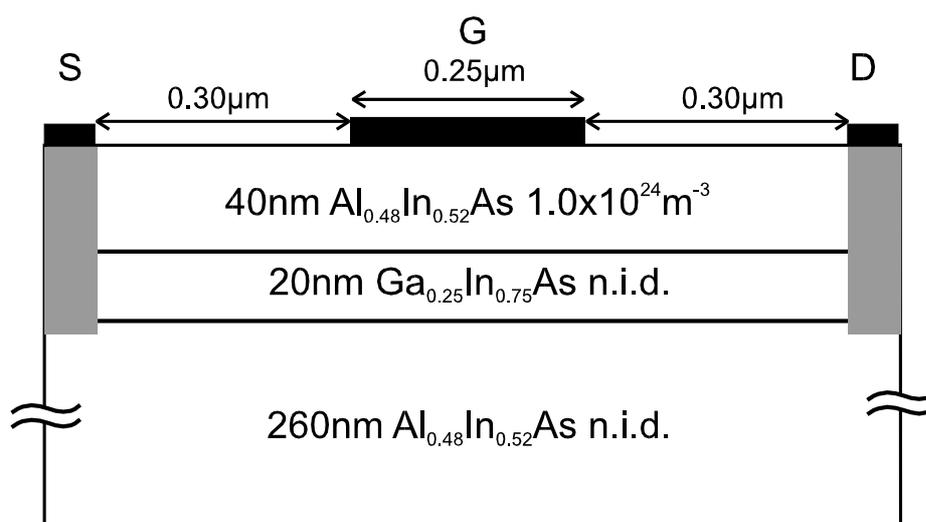


Figure III-22 : schéma du transistor à effet de champ pour la comparaison des types de modélisation de contact ohmique. Le choix d'un PHEMT avec une barrière élevée met en évidence en simulation les problèmes de contact ohmique en présence d'une hétérojonction.

a) Analyse microscopique

Pour réaliser une étude complète du comportement microscopique de HEMT C1 et C2, nous avons décidé de couvrir les principales caractéristiques relatives à la répartition des charges, à la dynamique des électrons (populations en vallée, énergies et vitesses) et aux transferts en espace réel (Figure III-23 - Figure III-34). Nous effectuons la confrontation des évolutions pour deux régimes du transistor : à canal ouvert ($V_{GS}=0.0$ V) et à canal légèrement pincé ($V_{GS}=-0.8$ V). Dans tous les cas le potentiel V_{DS} est porté à 2.0 V.

(1) Répartition des charges

La comparaison de la répartition des charges et des grandeurs physiques qui en dépendent, i.e. le potentiel et les champs, a permis de relever quelques différences importantes entre le fonctionnement du HEMT C1 et du HEMT C2 :

① une meilleure densité surfacique d'électrons entre la source et le début de grille et, entre la fin de grille et le drain, est obtenue avec le modèle de contact C2. Comme on peut le voir sur la Figure III-23, où apparaît n_s fonction de la position dans le canal, au pincement, le rapport est du simple au double avec $0.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ contre $1.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ avant la grille et $1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ contre $3.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ après la grille respectivement pour C1 et C2. Quant aux densités sous la grille, elles sont pratiquement équivalentes entre les deux modèles de contact ce qui sera confirmé lors de l'examen du contrôle de charge. En remarque on peut ajouter que, dans le cas des contacts C1, à canal ouvert, la densité surfacique avant la grille montre un accroissement continu sans saturation. Cela peut laisser supposer que l'espace source-drain n'est pas suffisant pour former correctement le gaz d'électrons avec ce type de contact ;

② un meilleur confinement des porteurs dans le canal se réalise avec le nouveau modèle de contact. Les distances moyennes des porteurs avec l'interface le long du canal, représentées Figure III-24, évoluent de 40 Å à 60 Å pour les contacts C1 dans l'espace source-drain. Avec le type C2, cette distance se maintient à 75-80 Å. Cet éloignement des électrons de l'interface est logique pour le modèle classique de contact car l'injection peut s'effectuer également près de l'interface arrière, le contact s'étalant jusqu'au buffer. On peut penser en observant l'évolution du confinement sous la grille que le contrôle de charge, avec le type C2, est meilleur, car le pic d'éloignement à canal pincé est très franc en comparaison de celui obtenu à $V_{GS}=-0.8$ V ;

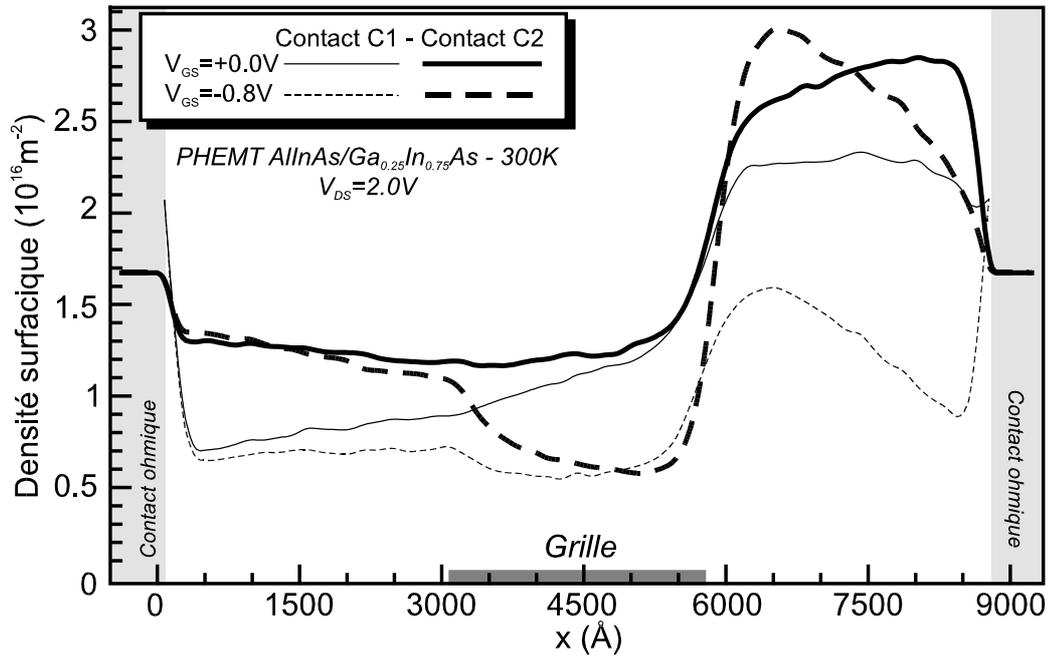


Figure III-23 : densités surfaciques d'électrons dans le canal le long du transistor pour deux tensions de grilles. Avec les contacts C2, les densités sont plus importantes dans l'espace source-grille.

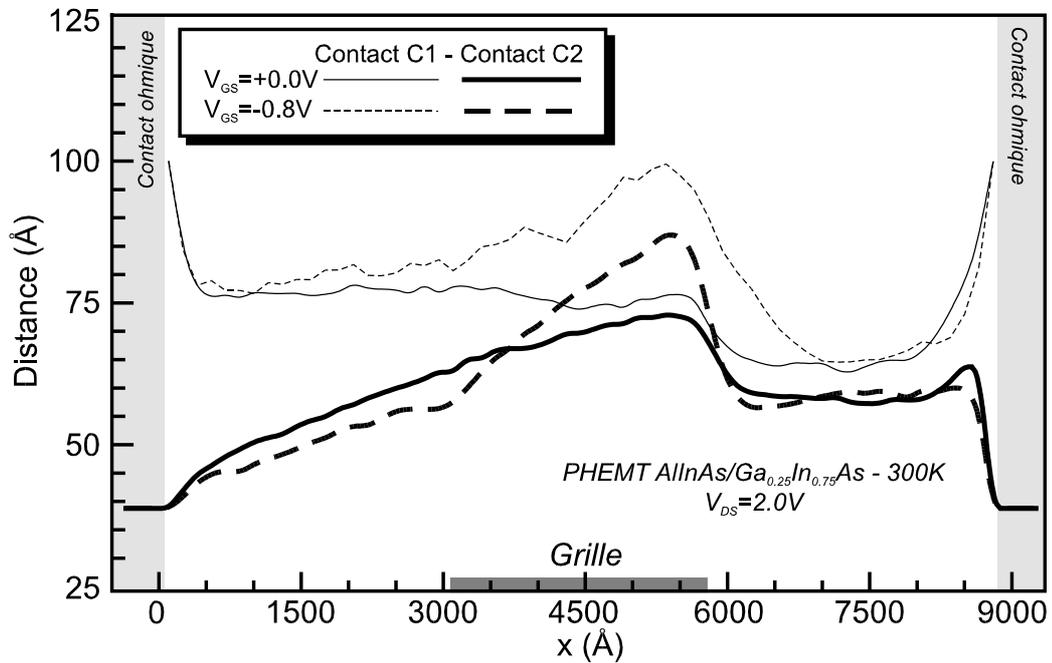


Figure III-24 : distances moyennes entre l'interface principale et le gaz d'électrons le long du transistor pour deux tensions de grilles. Avec les contacts C2, le confinement est meilleur surtout dans l'espace source-grille.

③ les potentiels le long du canal, représentés sur la Figure III-25, montrent que, dans le cas des contacts C2 seulement, une différence de potentiel importante apparaît du côté drain. Une résistance du contact de drain de l'ordre $0.4 \Omega/\text{mm}$ fait que la tension V_{DS} effective devient 1.5 V alors que pour le PHEMT C1, elle reste à 2.0 V . Dans les autres régions du canal les potentiels sont équivalents. Comme nous le verrons plus loin, ce n'est pas cette différence de tension V_{DS} effective, pourtant importante, qui est la cause des écarts de fonctionnement des PHEMT C1 et C2 ;

④ avec les contacts C1, comme les potentiels sont plus importants côté drain, les champs électriques devraient être plus élevés qu'avec les contacts C2. Nous constatons effectivement sur la Figure III-26 qui donne la distribution du champ électrique longitudinal le long du canal, un pic de 135 kV/cm pour C1 à canal pincé, soit près du double du pic présenté avec les contacts C2. Cet écart important peut engendrer une dynamique assez différente dans les PHEMT utilisant les deux modélisations de contact. On peut remarquer également la présence, à la source, d'un champ électrique favorable à l'émission de porteurs ($+20 \text{ kV}$) au voisinage des contacts C2 et d'un champ répulsif ($< -20 \text{ kV}$) pour les contacts C1. Ce facteur va jouer un rôle non négligeable dans les phénomènes d'injection.

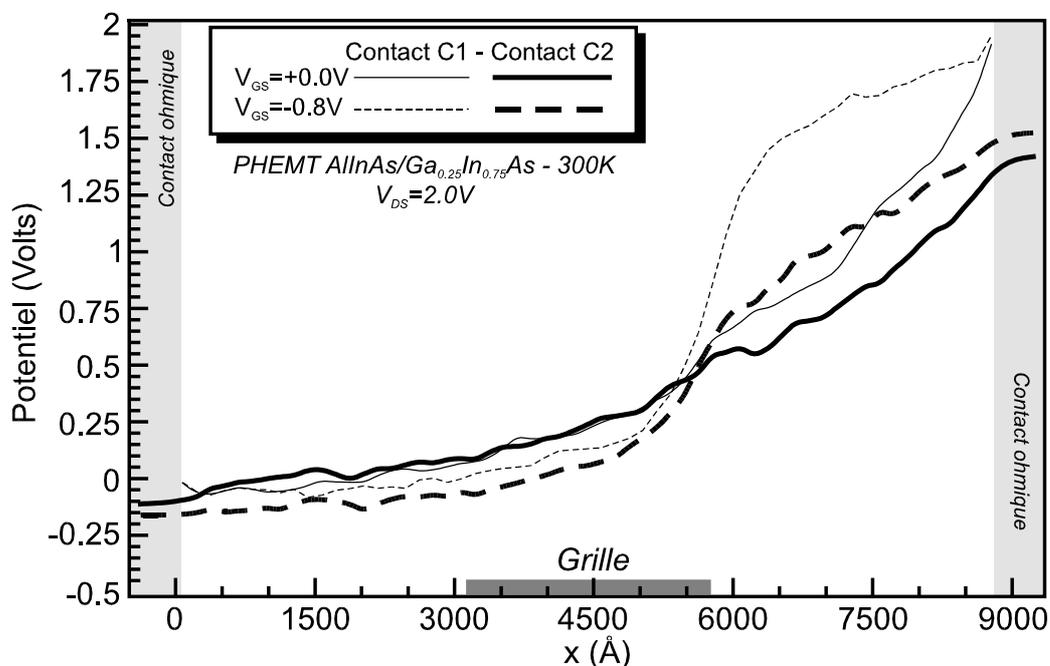


Figure III-25 : potentiels électriques dans le canal. Les contacts ohmiques de types C2 montrent une certaine résistance de contacts ($\sim 0.4 \Omega/\text{mm}$).

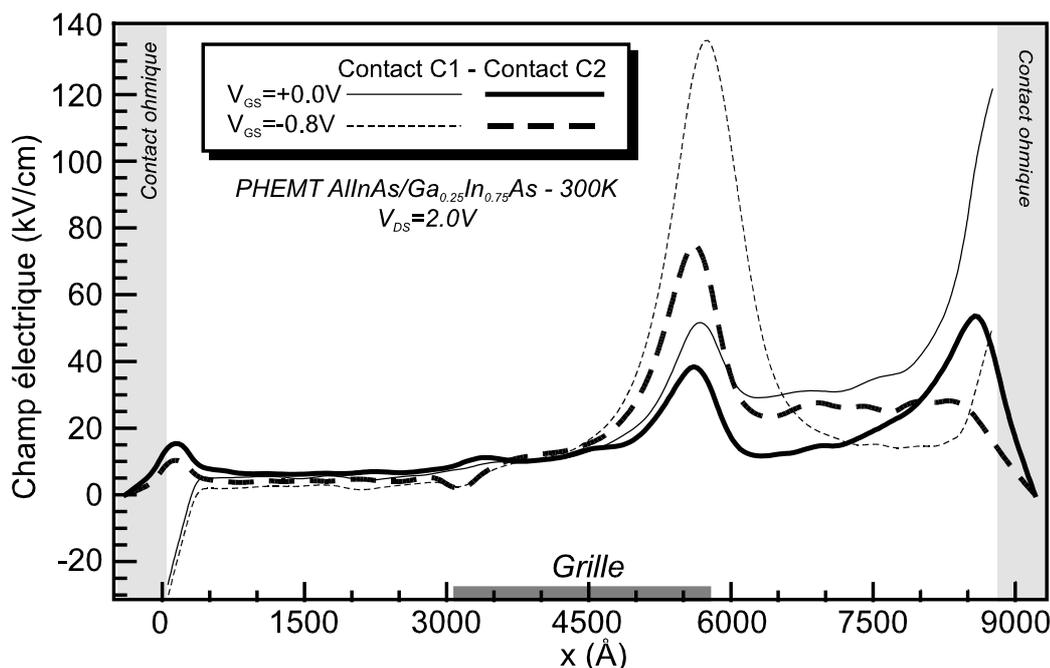


Figure III-26 : champs électriques longitudinaux dans le canal. Les champs dans la structure avec des contacts C1 sont plus importants surtout à forte tension de grille.

(2) Dynamique électronique

Les améliorations apportées par le contact C2 sont très spectaculaires sur la dynamique des porteurs :

① sur la Figure III-27, où sont tracées les énergies moyennes des électrons dans le canal avec les deux types de contact, il ressort très nettement que dans le cas du PHEMT C2, les porteurs sont très peu énergétiques (~ 0.10 eV) dans l'espace source-grille en comparaison de ceux injectés par des contacts C1 (~ 0.55 eV). Ce point constitue l'amélioration principale qui conditionnera toute la dynamique des porteurs dès le début de grille. Dans l'espace grille-drain, les énergies sont aussi un peu moins élevées avec les contacts C2 mais il faut remarquer le pic d'énergie des électrons à 1 eV en sortie de grille dans le PHEMT C1 correspondant au pic de champ électrique repéré auparavant. Ces énergies élevées peuvent permettre aux porteurs de transférer plus facilement dans la barrière, ce qui dégrade les performances du transistor ;

② l'obtention d'énergies plus faibles avant la grille dans le cas du PHEMT C2 peut s'expliquer en étudiant les évolutions des populations électroniques en vallée L le long du canal représentées sur la Figure III-28 pour les LMHEMT C1 et C2 et sur la Figure III-29 pour les PHEMT C1 et C2. Avec le nouveau modèle de contact, la population en vallée L

n'excède jamais 2% avant la grille alors que dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire le PHEMT C1, cette population dépasse les 50% de taux d'occupation. C'est un véritable piégeage en vallée L qui n'autorise pas le refroidissement des porteurs dans un espace source grille aussi court. Dans le cas du LMHEMT C1, ce phénomène est plus faible avec des taux atteignant 20 % car la hauteur de barrière qu'ont franchie une grande majorité des électrons avant la grille, ne fait que 0.5 eV contre 0.71 eV pour la structure pseudomorphique. De plus, le gap énergétique entre les vallées Γ et L est 0.61 eV pour le $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$ et 0.68 eV pour le $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$. La montée en vallées supérieures ne peut être que plus rapide dans le matériau contraint. Bien évidemment, sous la grille, la différence de population entre les HEMT C1 et C2 se maintient car les électrons n'arrivent pas à l'entrée de cette zone dans le même état. Ce n'est qu'en fin de grille que les répartitions en vallées supérieures se rapprochent surtout à canal pincé.

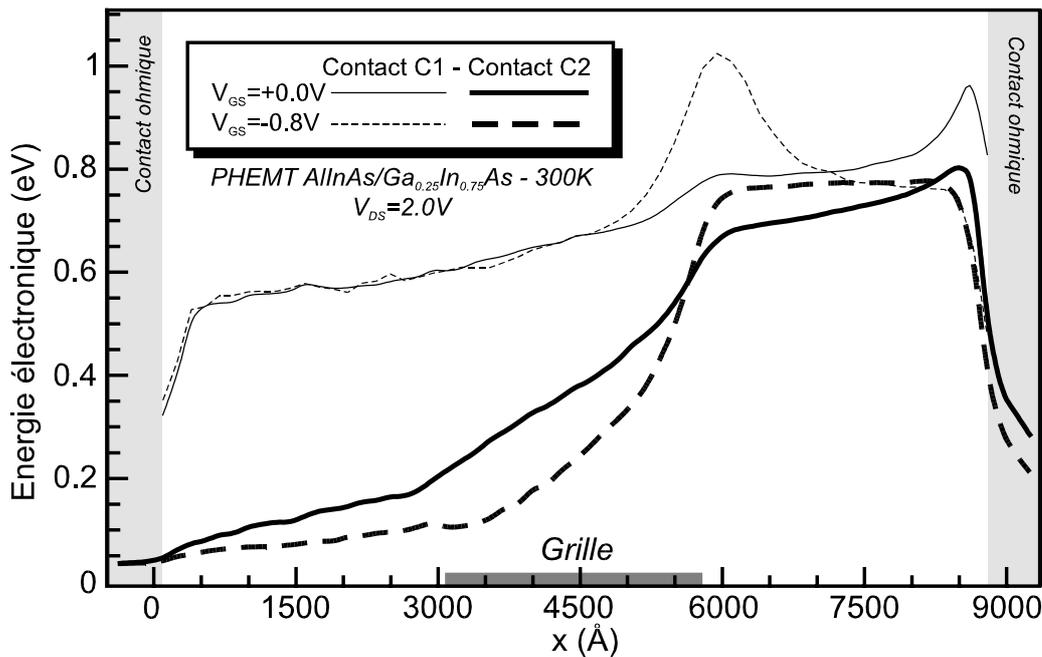


Figure III-27 : énergies des électrons dans le canal pour des PHEMT simulés avec deux types de contacts. Une nette différence s'observe entre les porteurs froids pour C2 et les porteurs très énergétiques (0.6 eV) pour C1.

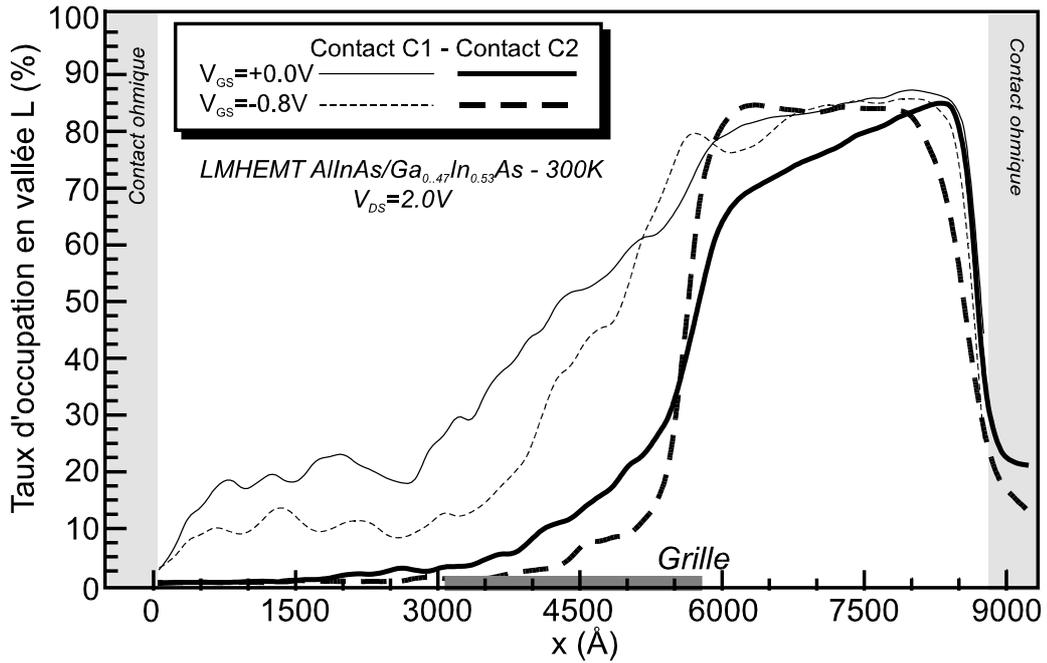


Figure III-28 : populations en vallées L dans le canal d'un LMHEMT sur InP. Avec le type de contact C1, le niveau d'occupation atteint 20-30% dans l'espace source-grille. Avec le modèle C2, les porteurs sont à plus de 95% en vallée Γ .

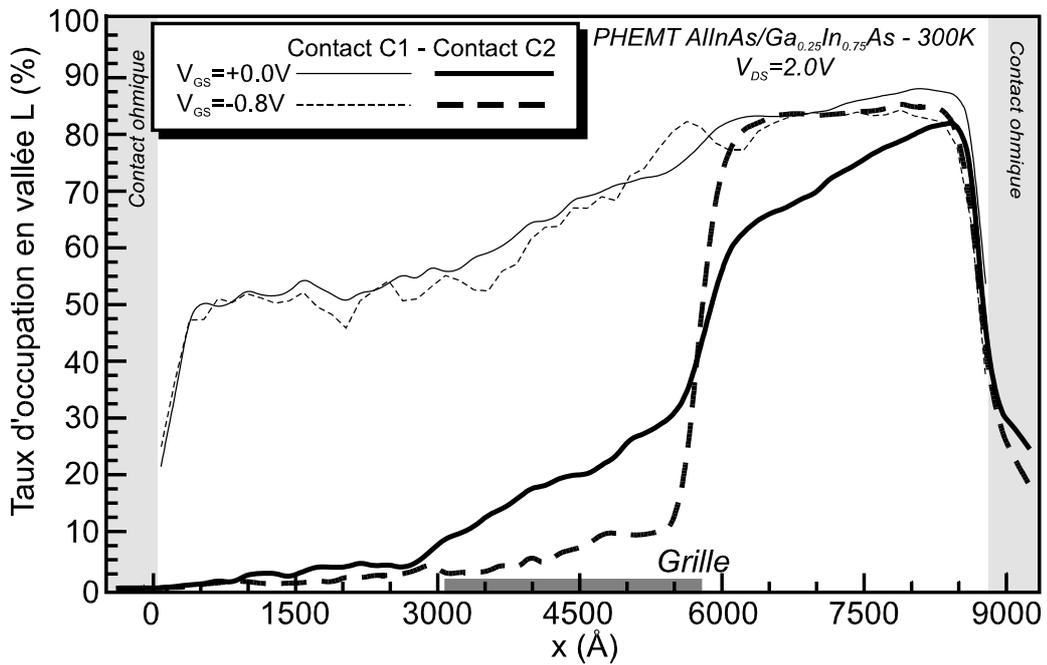


Figure III-29 : populations en vallées L dans le canal d'un PHEMT sur InP. Avec le type de contact C1, le niveau d'occupation peut monter jusqu'à 55% dans l'espace source-grille.

③ Nous avons tracé les variations de la vitesse des électrons le long du canal dans les LMHEMT sur la Figure III-30 et dans les PHEMT pour la Figure III-31. Les valeurs pour deux tensions de grille et les deux modèles de contact ohmique ont été reportées. Un premier examen de ces caractéristiques permet de constater l'effet spectaculaire du changement de modélisation de contacts sur les vitesses. Avec le modèle C2, les porteurs sont nettement plus véloces avant, mais surtout sous, la grille où ils atteignent $7.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ dans $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$. Avec les contacts C1, les porteurs, dotés de vitesses négatives, sont repoussés longitudinalement vers la source ce qui crée les boucles de courant déjà signalées. En effet, ils proviennent de la zone ohmique de la couche dopée et regagnent le contact directement par la zone ohmique du canal. Ce phénomène n'a pas lieu dans les HEMT de type C2 car le profil de champ électrique au voisinage des contacts ne lui est pas favorable.

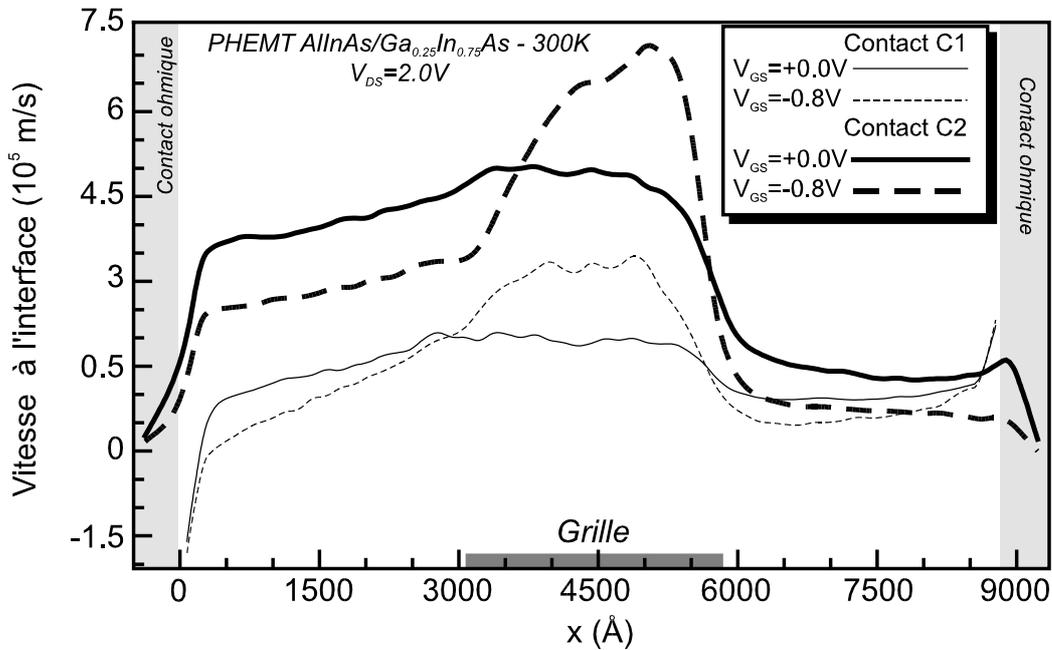


Figure III-30 : vitesses longitudinales dans le canal d'un LMHEMT. Avec les contacts C2, on obtient une vitesse plus élevée surtout sous la grille où un pic de survitesse atteint $7.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$.

(3) Transferts en espace réel

Nous avons tracé le nombre de transferts d'électrons vers le canal et vers la barrière le long de la structure en régime passant sur la Figure III-32 et au régime bloqué sur la Figure III-33. Avec les contacts C2, pour tous les types de transfert, leur nombre est divisé par dix environ par rapport à ce qui est obtenu avec les contacts C1, quelque soit la tension de grille. Cela tend à prouver que, comme les densités ne sont pas plus faibles avec le modèle C2 (Figure III-23), une grande partie de l'injection de porteurs vers la

zone active s'effectue bien par la zone ohmique du canal. La représentation du champ électrique transverse dans le canal de la Figure III-34 permet d'observer, en sortie des contacts C2, un champ transverse plus répulsif en début de canal que pour les contacts C1. C'est pour cette raison que les transferts de la couche donneuse vers le canal sont plus faibles avec le nouveau modèle de contact.

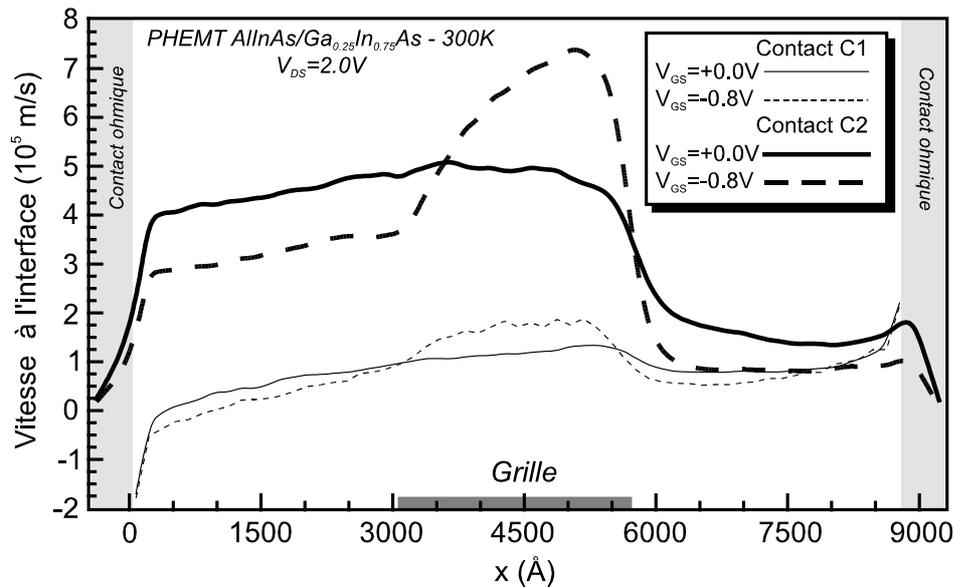


Figure III-31 : vitesses longitudinales dans le canal PMHEMT. Avec les contacts C1, le transport sous la grille du PHEMT peut être plus dégradé que pour un LMHEMT car les électrons arrivent à la grille en occupant largement les vallées supérieures.

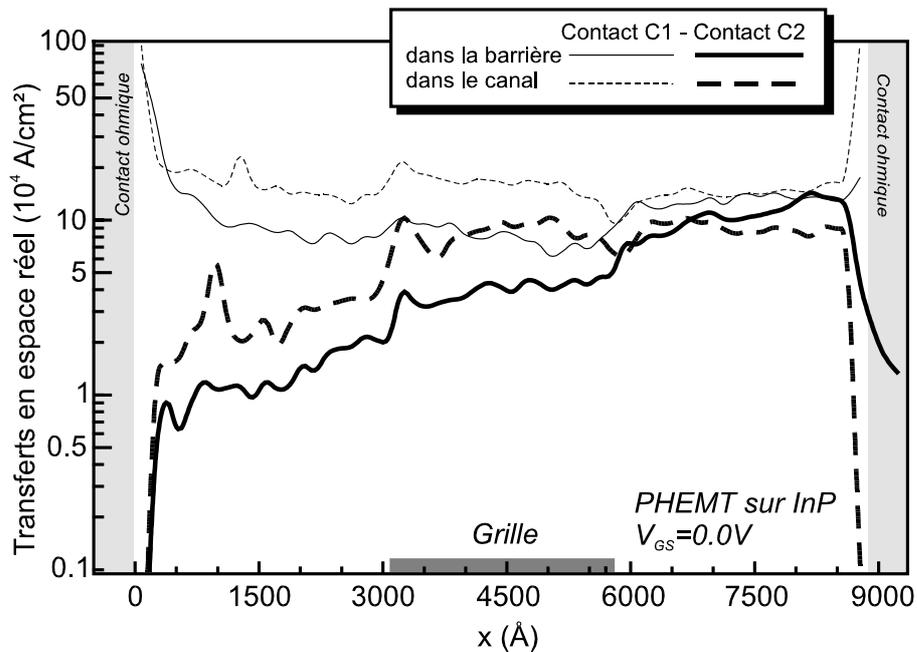


Figure III-32 : transferts de part et d'autre de l'hétérojonction principale d'un PHEMT à $V_{GS}=0.0$ V. Ils sont beaucoup moins nombreux avant la grille dans le cas de contact C2.

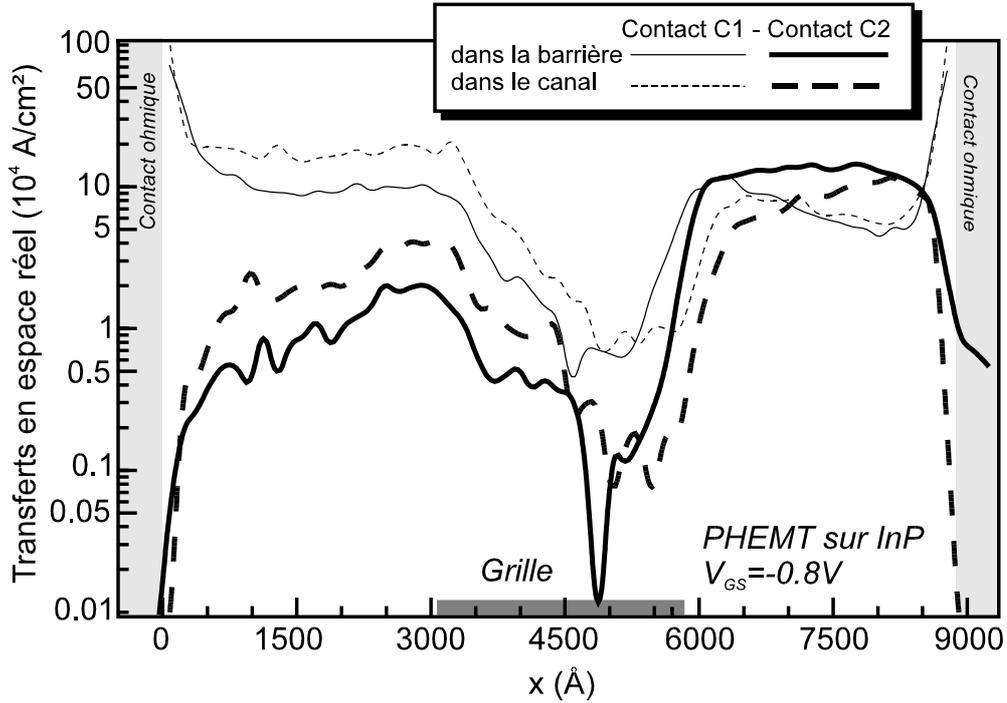


Figure III-33 : transferts de part et d'autre de l'hétérojonction principale d'un PHEMT à $V_{GS} = -0.8$ V. Comme à $V_{GS} = 0.0$ V, les transferts sont beaucoup moins importants surtout en début de canal.

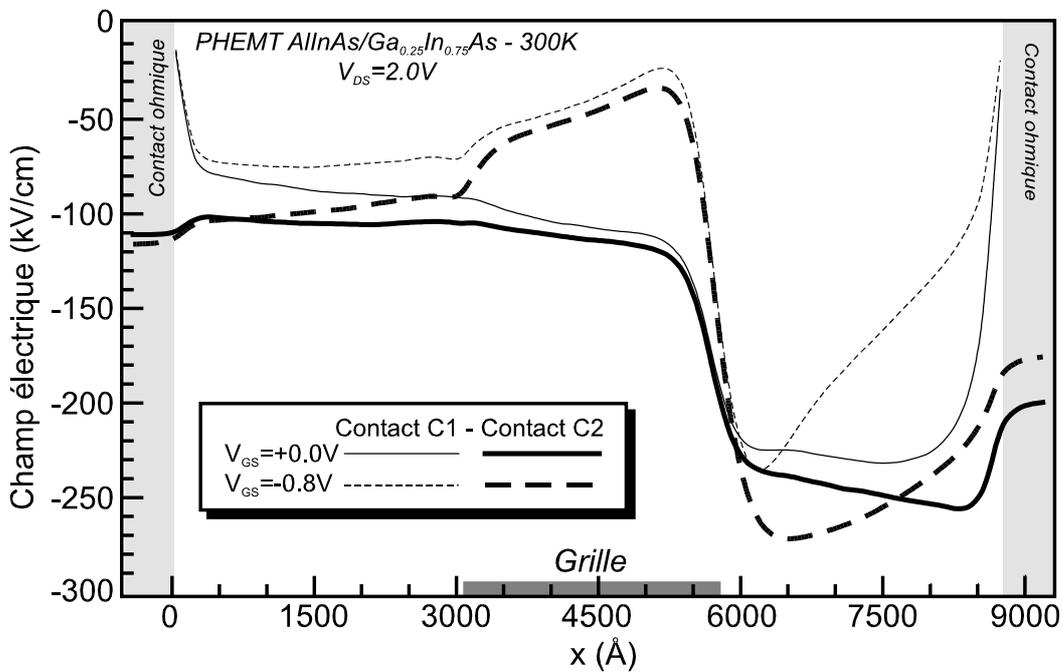


Figure III-34 : champs électriques transverses à l'interface dans le canal d'un PHEMT à $V_{GS} = 0.0$ V et -0.8 V pour deux modèles de contact.

b) Etude du contrôle de charge

L'étude des densités électroniques sous la grille, que nous avons représentée sur la Figure III-35 pour C1 et Figure III-36 pour C2, montre qu'elles sont plus importantes dans le canal et dans la barrière avec les contacts C2. Ces derniers ont amélioré l'injection dans toutes les couches par rapport aux anciens modèles de contact. L'influence la plus nette lors du changement du type de modélisation des contacts s'observe avec les densités de courants sous la grille. Elles ont été tracées en fonction de la position transverse sur la Figure III-37 pour C1 et sur la Figure III-38 pour C2. Dans le canal avec C2, ils sont multipliés par 4 ce qui minimise les courants MESFET qui sont équivalents aux courants TEGFET avec les contacts C1.

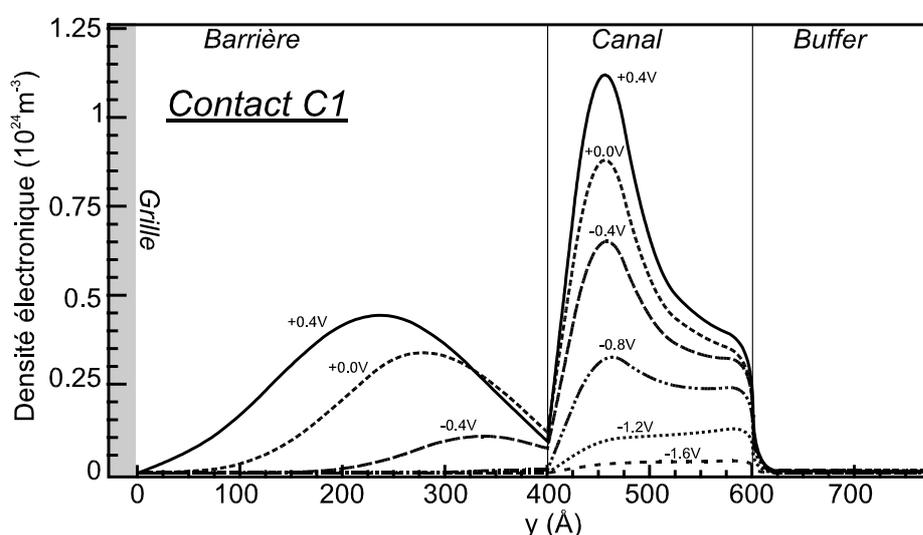


Figure III-35 : densités d'électrons sous la grille pour différents V_{GS} dans un PHEMT C1.

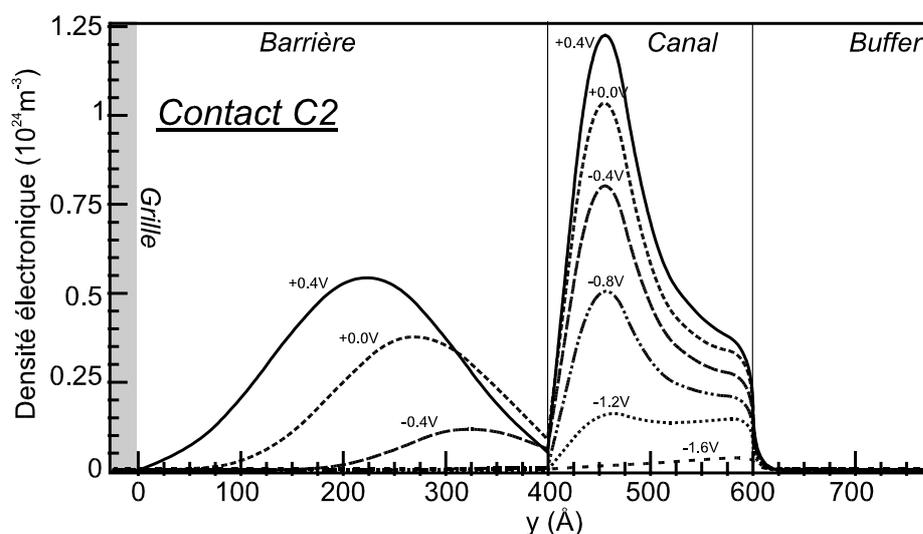


Figure III-36 : densités d'électrons sous la grille pour différents V_{GS} dans un PHEMT C2. Les densités sont un peu plus élevées dans la barrière et le canal que pour le PHEMT C1.

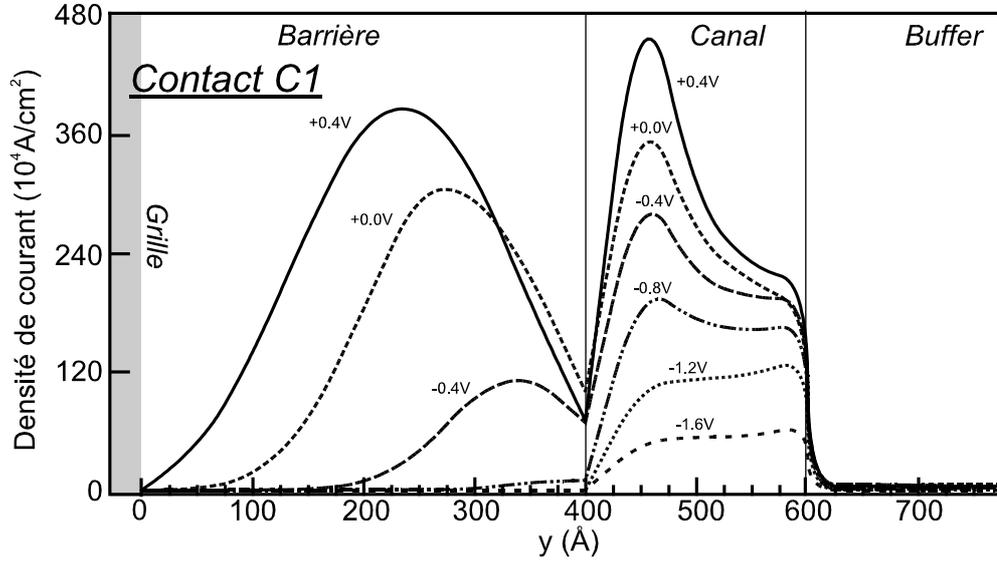


Figure III-37 : densités de courant sous la grille pour différentes tensions V_{GS} dans un PHEMT C1. Les courants MESFET et TEGFET sont du même ordre de grandeur.

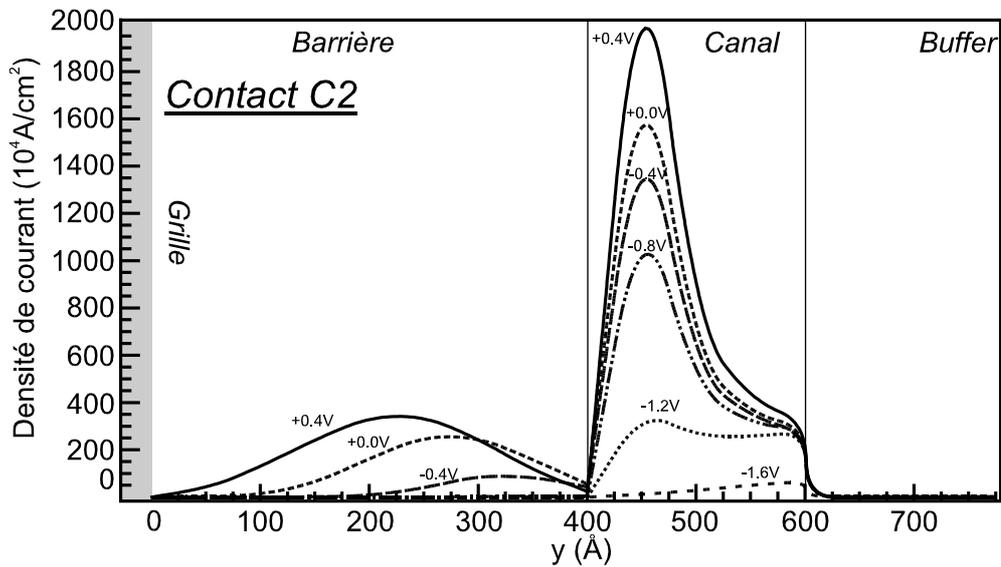


Figure III-38 : densités de courant sous la grille pour différentes tensions V_{GS} dans un PHEMT C2. Le courant est essentiellement de type TEGFET.

c) Résultats électriques

Avant d'analyser l'influence du type de modélisation de contact sur les caractéristiques électriques du PHEMT, il est intéressant de voir l'influence de la largeur des contacts sur le courant de drain à une polarisation donnée. L'évolution de I_{DS} à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=0.0$ V en fonction de la largeur des contacts, L_C , est reproduite sur la Figure III-39. La réduction de L_C pour les contacts C2 fait chuter le courant dès 100 nm. Par contre avec les contacts C1, le courant aurait tendance à croître. Cela s'explique par la disparition du pic de champ antagoniste à l'entrée du canal sur la Figure III-40 donnant les variations du champ électrique avec L_C . La présence de ce pic pour L_C égal à 30 nm est vraiment gênante car il restreint l'injection alors que la résistance de contact est plus petite. En effet, nous avons représenté les potentiels dans le canal en fonction de la position longitudinale dans la Figure III-41 et la chute de potentiel au drain par rapport à la tension réellement appliquée est plus faible pour $L_C=30$ nm. L'élévation du courant avec la largeur des contacts C2 est due à la réduction des résistances des zones ohmiques. Cela est confirmé par la Figure III-42 qui donne pour différentes longueurs de contact l'évolution du potentiel dans le canal avec pour les contacts les plus longs la différence de potentiel la plus élevée entre la source et le drain.

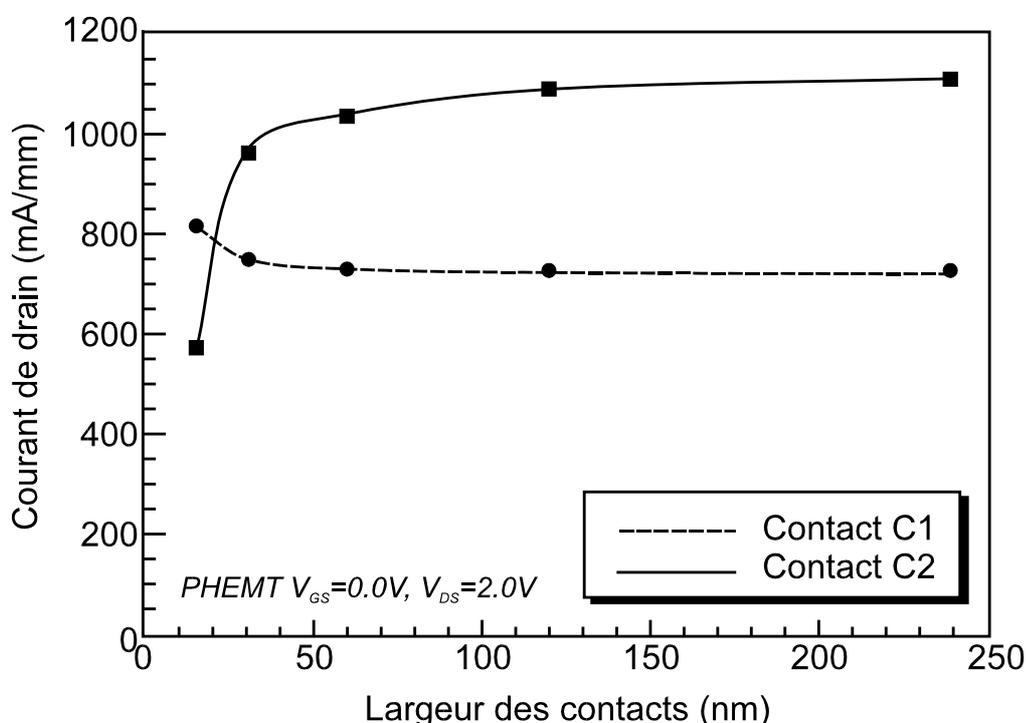


Figure III-39 : évolution du courant de drain dans le PHEMT en fonction de la largeur des contacts. Pour le type C2, la largeur doit excéder les 100 nm pour atteindre le niveau de courant requis par le transistor.

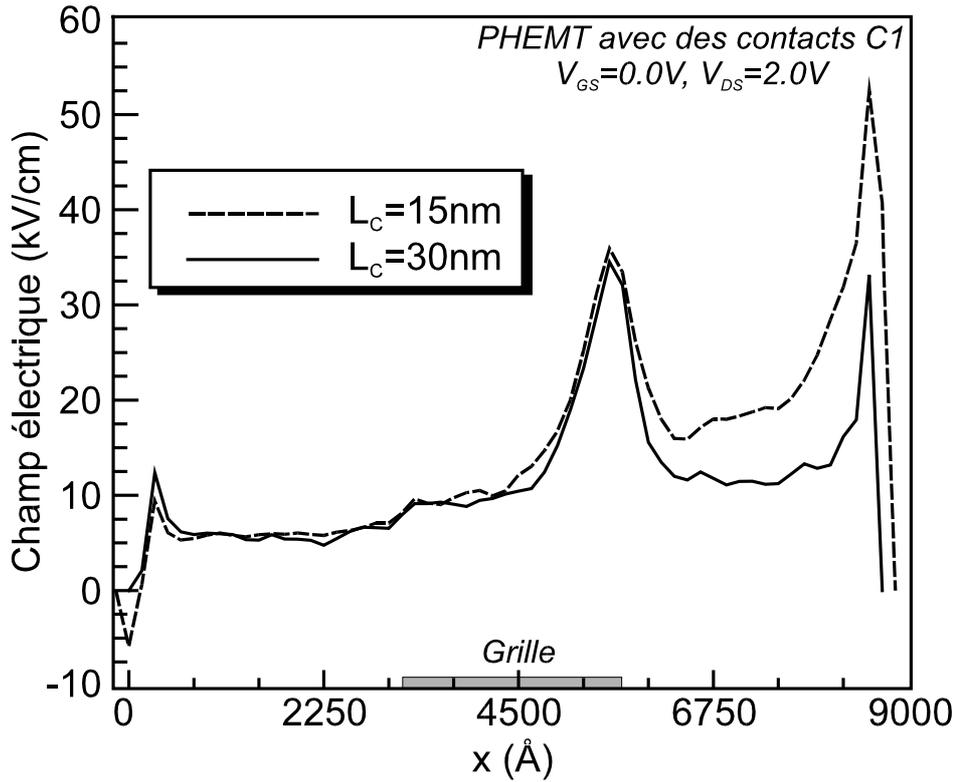


Figure III-40 : champs électriques longitudinaux dans le canal du PHEMT C1 pour deux largeurs de contact ohmique. L'élargissement des zones ohmiques provoque l'apparition d'un pic de champ opposé à l'injection en début de canal.

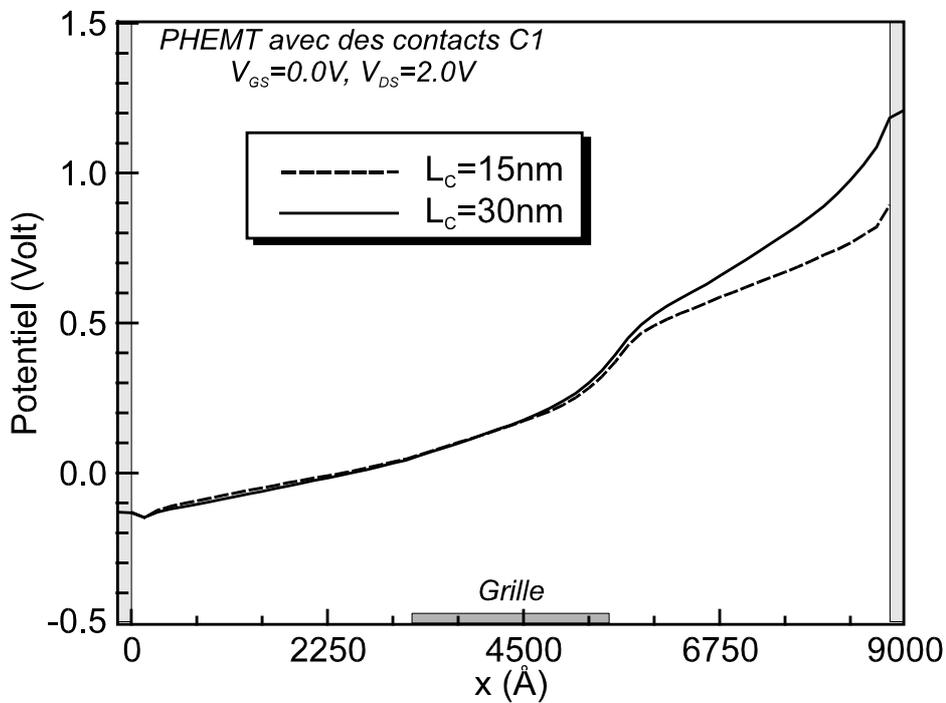


Figure III-41 : évolution du potentiel dans le canal du PHEMT pour différentes largeurs de contact C1.

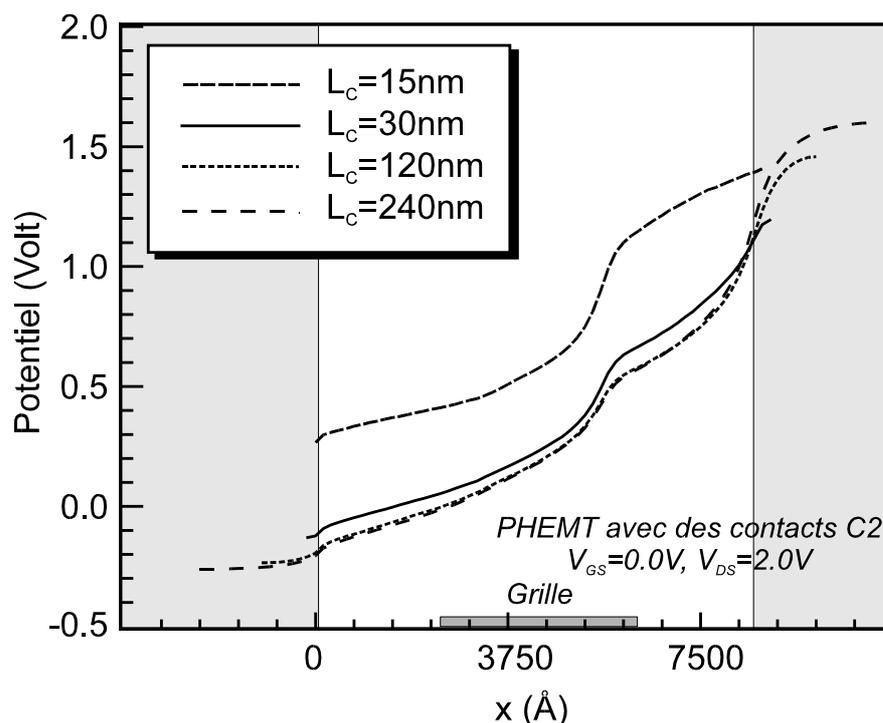


Figure III-42 : évolution du potentiel dans le canal du PHEMT pour différentes largeurs de contact C2. La résistance des zones ohmiques diminue avec L_C mais dans le cas du contact C1, l'injection est réduite à cause du champ électrique en début de canal (Figure III-40).

Nous avons représenté sur la Figure III-43 les caractéristiques de transfert des PHEMT C1 et C2 ainsi que les transconductances en fonction de V_{GS} pour ces mêmes transistors sur la Figure III-44. Comme la densité de courant s'est améliorée dans le canal (Figure III-38) avec l'utilisation des contacts C2, le courant de drain est en hausse par rapport à celui obtenu avec les contacts C1. La caractéristique de transfert présente des courants à 0.0 V de 600 et 1050 mA/mm respectivement pour l'ancien et le nouveau type de contact. Les transconductances sont de la même manière accrues principalement dans la gamme de tensions de -0.7 V à -1.5 V qui correspond au contrôle du gaz2D. On repère très bien le contrôle du gaz d'électrons sur les caractéristiques $C_{GS}(V_{GS})$ pour les PHEMT C1 et C2 sur la Figure III-45. La capacité obtenue avec le contact C2 présente un plateau dans le même intervalle de tensions V_{GS} que celui correspondant à l'amélioration de g_m . Pour finir, les fréquences de coupure en courant du PHEMT avec des contacts C2 sont bien au dessus de celles calculées avec l'ancien modèle de contact. Sur la Figure III-46, leur évolution selon V_{GS} a été tracée. On observe, à $V_{GS}=-1.2$ V, un maximum à 200 GHz avec le nouveau modèle de contact contre 75 GHz pour l'ancien.

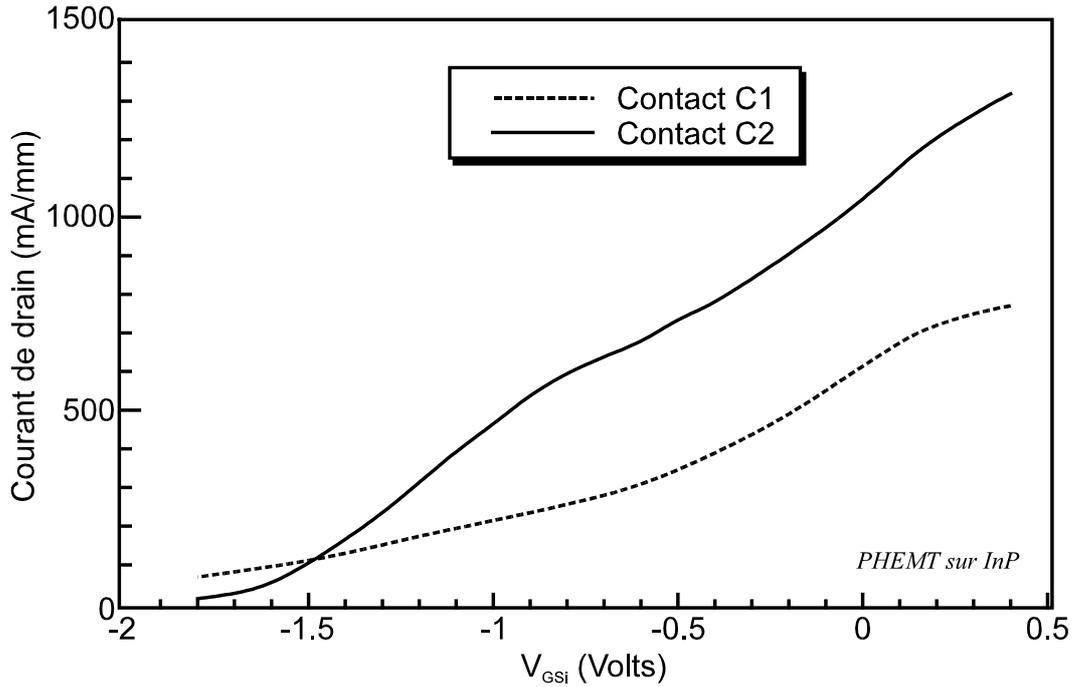


Figure III-43 : caractéristiques de transfert du PHEMT avec deux types de contact. Avec le type C2 les courants sont plus importants et le fonctionnement TEGFET vers $V_{GS} = -1.0$ V est restauré.

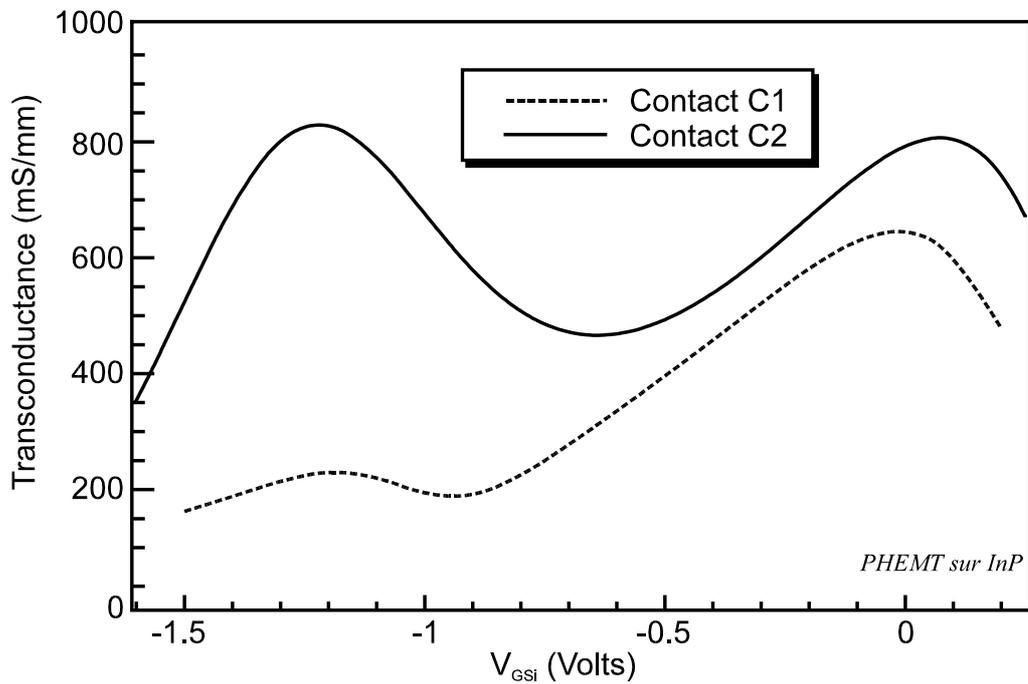


Figure III-44 : transconductances du PHEMT avec deux types de contact. Avec le type C2 les courants sont plus importants et le fonctionnement TEGFET vers $V_{GS} = -1.0$ V est restauré.

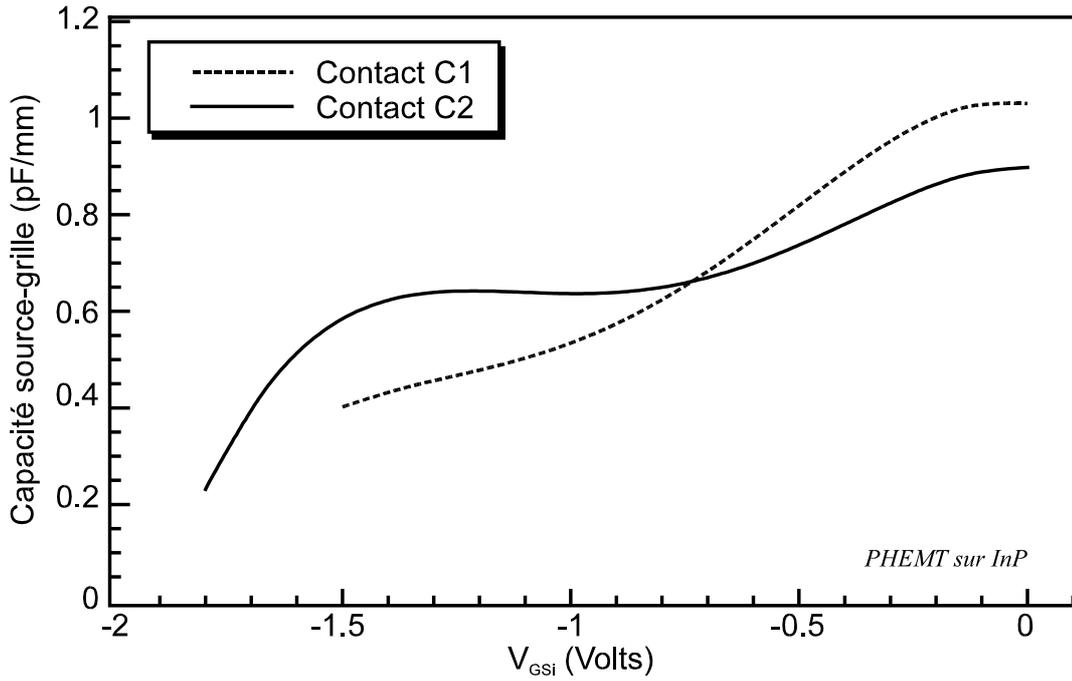


Figure III-45 : capacités source-grille pour le PHEMT avec deux types de contact.

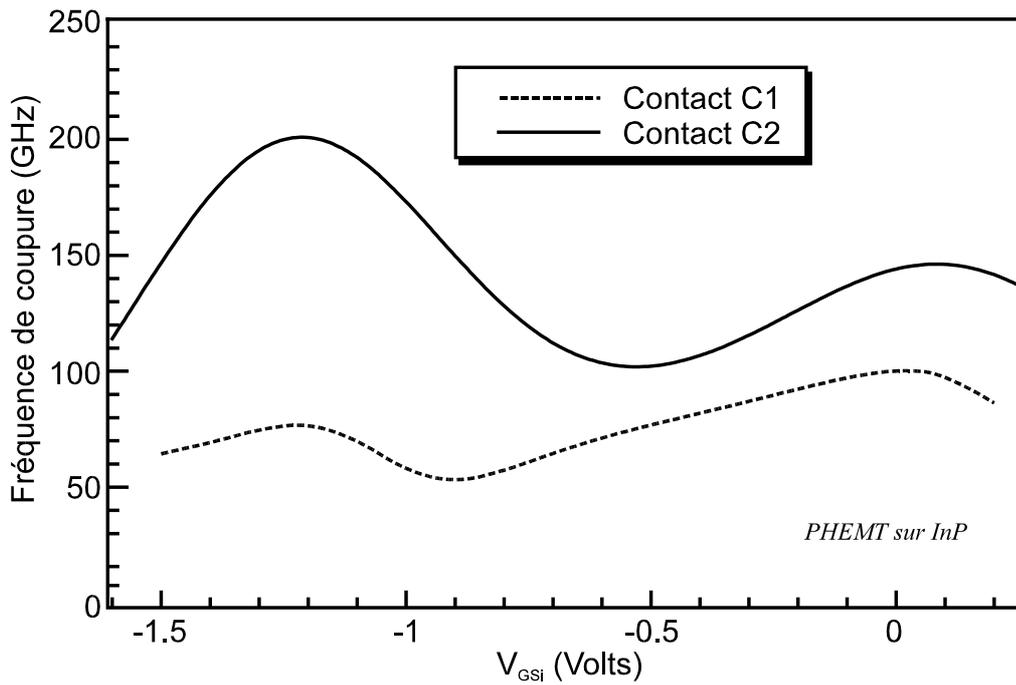


Figure III-46 : fréquences de coupure pour le PHEMT avec deux types de contact. Le type C2 offre des performances meilleures que l'ancien modèle de contact avec f_c qui atteint 200 GHz à -1.2 V.

C. Conclusion

La modélisation des contacts ohmiques a vraiment une incidence importante dans nos simulations de HEMT, surtout lorsque les hétérojonctions présentent de fortes barrières de potentiel. Le modèle C2 n'est sûrement pas un modèle idéal mais il a le mérite de pallier certains gros problèmes générés par les contacts C1. Il devra néanmoins subir beaucoup de tests sur des structures avec des cap layer et à grille auto-alignée par exemple. Ces principaux défauts sont la nécessité de calculs préliminaires, l'application des mêmes profils de concentration à la source et au drain et la non prise en compte de l'effet tunnel. Des simulations ont montré l'importance de ne pas récupérer dans le canal les porteurs qui parviennent au drain [20]. Le courant peut être surestimé par rapport à un modèle obligeant les porteurs à franchir la barrière et le cap layer par transfert en espace réel assisté par effet tunnel (TFE). Son introduction dans le modèle est nécessaire [46,54] mais elle implique de tenir compte correctement de la dégénérescence.

IV. MISE EN OEUVRE - OUTILS

A. Implémentation informatique

Depuis le début de sa mise en oeuvre, le programme de simulation, écrit à l'origine en FORTRAN 66, a subi beaucoup de modifications et d'ajouts d'origines diverses. Un point de rupture a été atteint pour une pleine compréhension et maintenance du source. Une réécriture complète du programme s'est imposée et ce fut l'occasion d'utiliser un langage de programmation aux potentialités plus larges. Le choix du langage C s'est avéré judicieux pour plusieurs raisons. Les principales sont réunies dans le tableau comparatif suivant :

	Langage FORTRAN 77	Langage C
manipulation de pointeurs	impossible	très aisée
allocation dynamique de la mémoire	très difficile	très aisée
manipulation des chaînes de caractères	très difficile	meilleure
structuration des données	mauvaise	excellente
vitesse d'exécution en général	moyenne	bonne
vitesse en calculs mathématiques	excellente	parfois inférieure
traitement des "exceptions"	difficile	facilité
intégration de routines C	réécriture longue	immédiate
intégration de routines FORTRAN	immédiate	réécriture rapide avec le convertisseur f2c

Tableau 1 : Comparaison des langages FORTRAN et C dans le cadre de la simulation de FET : l'évolution vers le langage C est favorisée par l'utilisation de logiciels comme f2c [55].

Des extensions ont été récemment ajoutées au FORTRAN 77 pour donner le FORTRAN 90 offrant la possibilité de manipuler des pointeurs, mais la compatibilité n'est pas clairement assurée entre les différents compilateurs des différentes plates-formes. De plus, leur maniabilité est loin d'être aussi évidente que pour le langage C. Avec ce dernier, il nous a été possible d'incorporer rapidement des routines extérieures (Xlib et Multigrid), d'utiliser la mémoire au plus juste (listes chaînées et allocation dynamique) et de mieux gérer les exceptions garantissant ainsi une meilleure robustesse au logiciel.

B. Outils d'élaboration et d'analyse

L'utilisation de stations de travail sous environnement X Window a incité à l'utilisation et au développement d'outils visuels de conception de données, de contrôle graphique en temps réel et d'exploitation de résultats.

1. Pré-processeur Xmc

Xmc, représenté Figure III-47, a été développé avec la collaboration de R. Rotaru. Ce logiciel, programmé à base des Widgets MOTIF, permet de générer graphiquement des données qui seront injectées ultérieurement dans le logiciel de simulation. Cet outil d'aide à la conception de données a un double intérêt. Premièrement la cohérence des données est vérifiée à chaque modification. Deuxièmement, comme la structure simulée s'affiche durant la saisie, l'utilisateur peut lui-même exercer un contrôle afin d'éviter toute donnée singulière.

2. Interface graphique du logiciel de simulation

Par l'utilisation des fonctions primaires de la librairie X (Xlib), une fenêtre graphique est incorporée lors du déroulement d'une simulation en mode interactif (Figure III-48). Cela permet un nouveau niveau de contrôle des données introduites dans le modèle. Comme au cours de la simulation, les positions des porteurs sont réactualisées graphiquement, il est possible de suivre l'évolution de la répartition des charges dans le transistor.

3. Outils d'exploitation des résultats

L'étude, sous environnement X Windows, des résultats issus de simulation s'est réalisée principalement avec deux logiciels libres de droit d'auteur, accessibles par réseau Internet et relativement performants. Pour les graphes en trois dimensions, PlotMTV 1.4 (Figure III-49) de Keny K. H. Toh [56] s'est avéré très puissant et simple d'emploi. L'exploitation des graphes en deux dimensions est réalisée par XMGR (Figure III-50) programmé par Paul J. Turner [57]. Bien adapté à l'édition scientifique, il permet de réaliser toutes sortes de transformations comme les lissages, les transformations de Fourier, des régressions, des fonctions de corrélation... Ces deux logiciels, dont il est possible d'obtenir les sources, sont bien stabilisés pour HPUNIX et Linux.

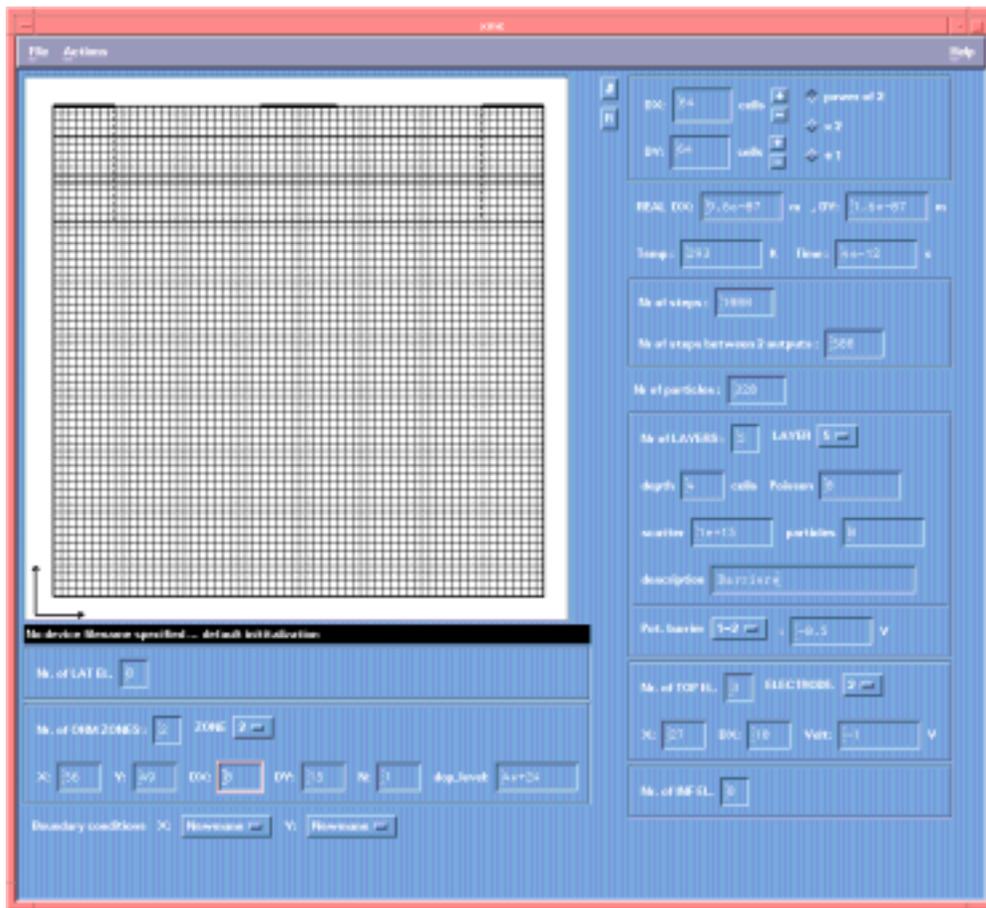


Figure III-47 : interface graphique de Xmc. Ce logiciel, développé sous X11, permet l'élaboration visuelle des données de simulation de FET.

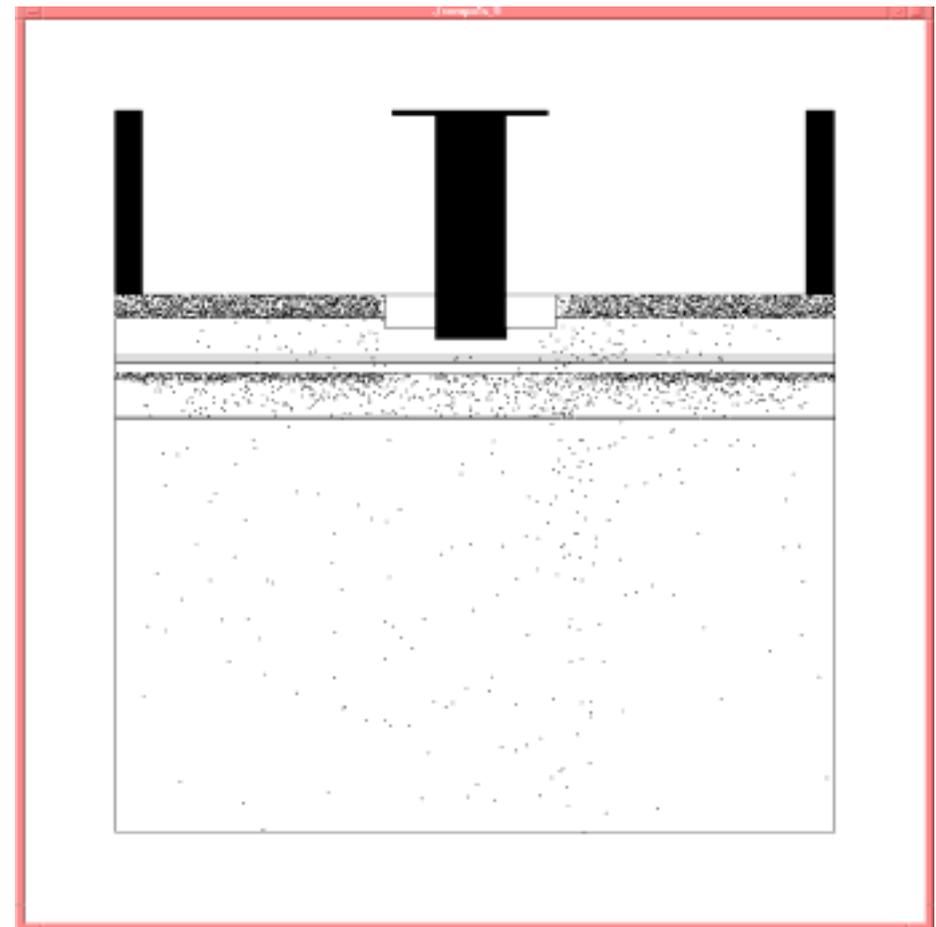


Figure III-48 : fenêtre graphique du logiciel de simulation. Activable durant une session interactive, elle permet de vérifier la validité des données par rapport à la structure réelle et de suivre le déplacement des porteurs en cours de simulation.

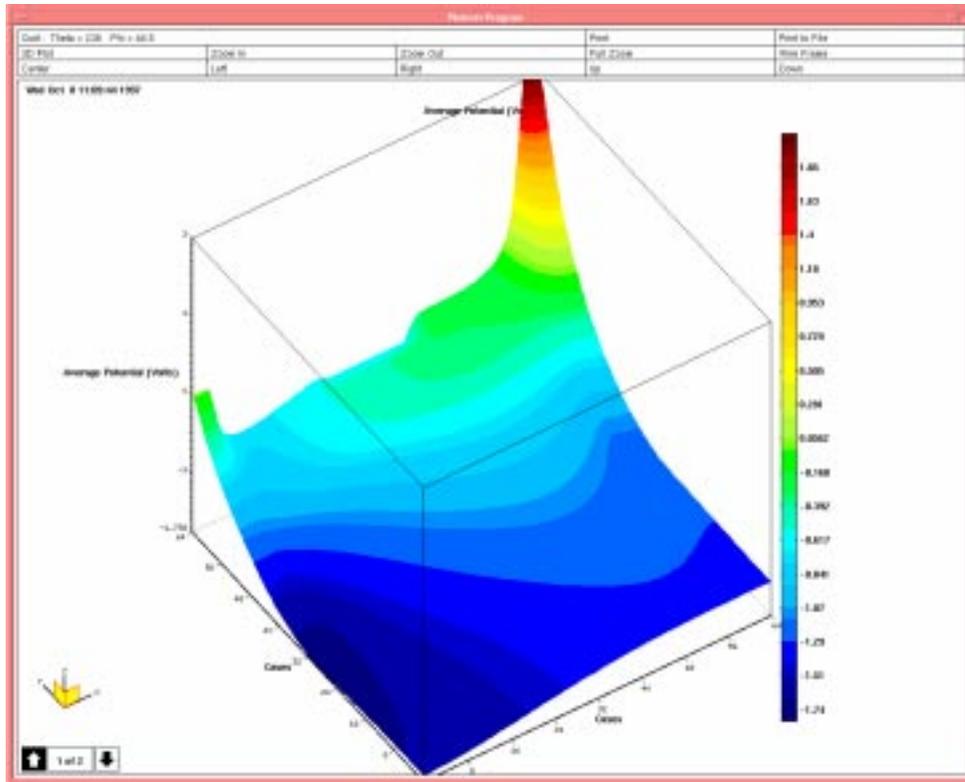


Figure III-49 : PlotMTV, grapheur 3D utilisé pour la visualisation des résultats de simulation de composants.

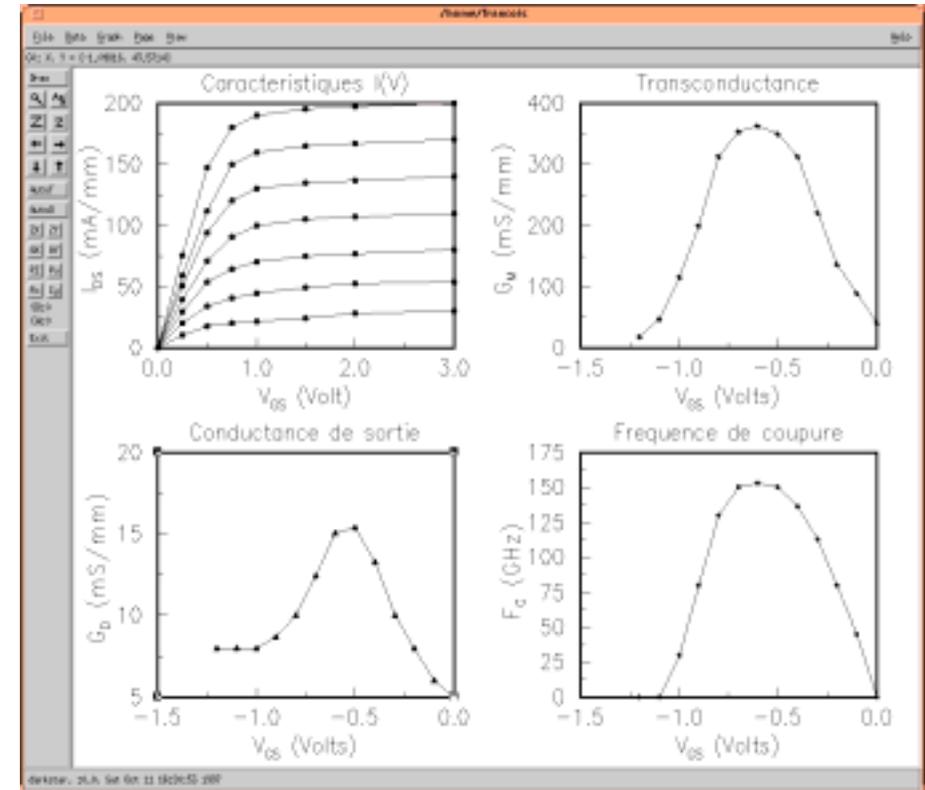


Figure III-50 : XMGR, grapheur 2D utilisé pour la mise en forme et le traitement des résultats de simulation.

C. Règles de mise en oeuvre des simulations

Les discrétisations spatiales du transistor et temporelles de la simulation du transport doivent observer certaines règles pour garantir un maximum de précision. La plupart sont issues de la théorie des plasmas [5] et de l'interdépendance particules-maillage [58]. Dans tous les cas, ces règles doivent être simples et applicables vis à vis des limitations physiques des calculateurs.

1. Dimensions du composant et des cellules du maillage

La longueur du composant, L_x , étant généralement imposée il convient d'apporter une grande attention au choix de la hauteur L_y . Généralement L_y représentera au minimum quatre à cinq fois l'épaisseur des zones actives. Il faut en effet laisser suffisamment d'espace dans le buffer aux lignes de champ pour respecter la condition de Neumann en bas du composant sans affecter artificiellement les potentiels dans les couches actives. Le choix de la taille des cellules élémentaires du maillage est plus embarrassant. Le nombre de cellules peut être exagéré inutilement ainsi que l'occupation mémoire ou, à l'inverse, l'utilisation de cellules trop volumineuses peut entraîner une résolution tout à fait erronée. On peut considérer les électrons comme un plasma, avec peu de collisions, dont la longueur de Debye à l'équilibre est donnée par :

$$(III-36) \quad L_D = \left[\frac{\epsilon_r \epsilon_0 k_B T_0}{q^2 n} \right]^{1/2}$$

avec T_0 la température et n le dopage. Pour respecter les mécanismes de diffusion dans les zones dopées du transistor, dx et dy doivent être assez inférieures à L_D . D'un autre côté, il faut éviter que les porteurs franchissent plusieurs cases au cours d'un pas de temps dt . En définitive, on impose aux dimensions des cellules les encadrements suivants :

$$(III-37) \quad \begin{aligned} V_{x_{MAX}} dt &\ll dx \ll L_D \\ V_{y_{MAX}} dt &\ll dy \ll L_D \end{aligned}$$

où $V_{x_{MAX}}$ et $V_{y_{MAX}}$ sont les vitesses maximales que peuvent atteindre les porteurs dans les directions x et y *.

* Les dimensions en y sont parfois imposées par la présence d'un plan de dopage. On admet généralement qu'il peut s'étaler sur 50 à 60 Å ce qui oblige l'emploi d'un dy assez faible (15-25 Å) pour assurer une prise en compte correct du plan de dopage.

2. Pas de temps et durée de simulation

Le problème du choix d'un pas de temps adéquat s'impose aussi. Dans le cas de plasma de particules, dt doit obéir à la condition $\omega_{\text{high}}.dt < 2$ où ω_{high} est la pulsation de plasma la plus élevée du système [5]. Dans notre cas il s'agit de la fréquence du plasma d'électrons définie par

$$(III-38) \quad \omega_{\text{pn}} = \sqrt{\frac{N_D \cdot q^2}{\epsilon \cdot m_0}}$$

avec ϵ la permittivité diélectrique du semi-conducteur. Pour les dopages N_D usuels ($< 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$), ω_{pn} est inférieure à la fréquence d'interactions avec le réseau cristallin qui n'est rien d'autre que la probabilité totale d'interaction par unité de temps $\lambda_T(\epsilon)$. Cette probabilité multipliée par le pas de temps ne doit pas excéder 1 pour la gamme d'énergies usuelles (0.0 - 3.0 eV) et pour garantir la précision des calculs, on assure :

$$(III-39) \quad \lambda_{\text{int}}(\epsilon).dt < 1/3$$

Après quelques études préliminaires de l'influence du pas de temps sur une gamme allant de 10^{-16} s à $5 \times 10^{-14} \text{ s}$, il a été fixé à 10^{-15} s pour presque la totalité de nos simulations. L'utilisation de valeurs plus faibles n'a fait que prolonger les simulations sans amener d'amélioration notable. L'accroissement du pas de temps peut provoquer des comportements particuliers. Pour 10^{-14} s et au delà, l'obtention d'un régime pincé, par exemple, est difficile pour certains HEMT.

La durée totale de simulation, T_{sim} , est un autre point crucial pour l'obtention de résultats fiables. Elle doit être suffisamment importante pour accorder aux électrons la possibilité de parcourir l'espace source-drain plusieurs fois. C'est-à-dire

$$(III-40) \quad T_{\text{sim}} \gg \frac{L_x}{\bar{V}_x}$$

avec \bar{V}_x la vitesse moyenne des électrons durant leur parcours de la source au drain. Nous avons tracé sur la Figure III-51 quatre évolutions de la composante en x du courant dans un HEMT AlGaIn/GaN particulièrement long, $2.5 \mu\text{m}$, selon la durée de simulation. 80 ps sont nécessaires pour obtenir un résultat correct, c'est-à-dire une valeur de courant constante dans tout le transistor.

En début de simulation les particules sont placées avec les dopants et le système

évolue pendant un certain délai pour parvenir à un régime stationnaire. Les grandeurs physiques de cette période de la simulation ne doivent pas être pris en compte dans les moyennes finales pour la validité des résultats. On définit pour cela un temps de chauffe, période au début de la simulation qui représente généralement 20% du temps total des calculs et ne peut descendre sous 5 ps. Ce temps pourrait être raccourci par un choix judicieux de la distribution initiale des porteurs.

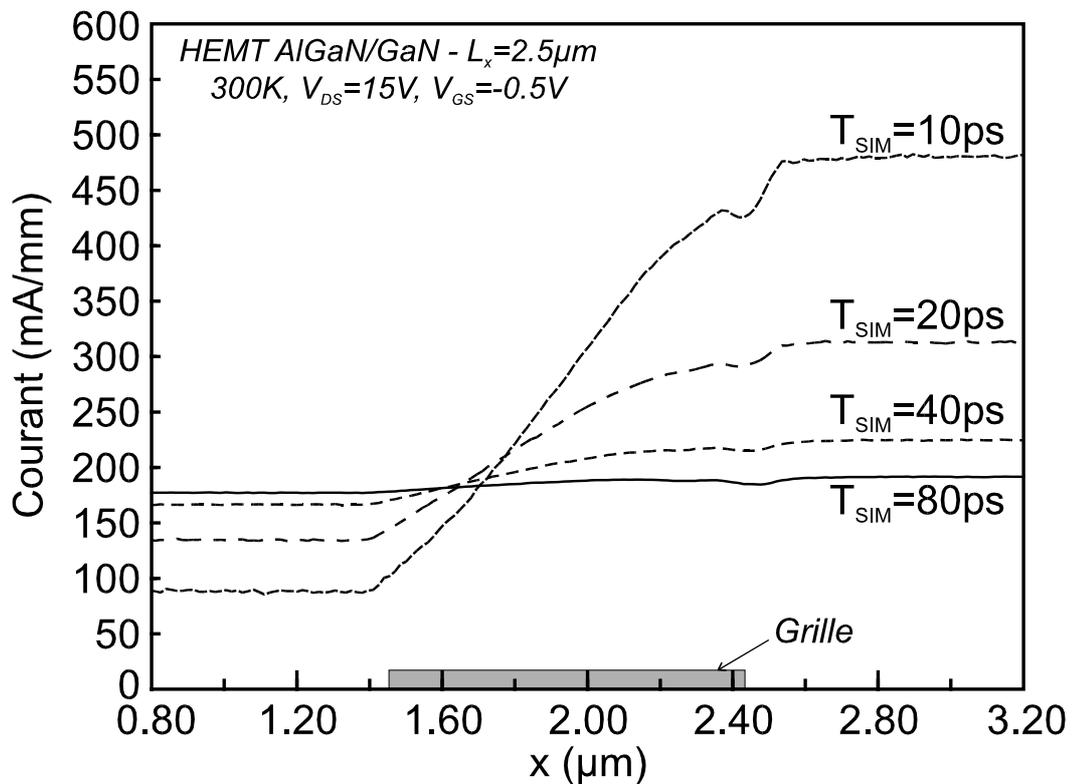


Figure III-51 : évolution de la composante en x du courant le long d'un HEMT AlGaIn/GaN long de $2.5 \mu\text{m}$. Le courant est calculé après différentes durées de simulation. Il ne s'établit correctement qu'après 80ps de simulation soit plus de 50 heures de calculs sur station HP735.

3. Nombre de particules

Le nombre de particules simulées doit faire l'objet d'une attention toute particulière. Facteur direct sur la consommation de la mémoire, il doit être suffisant pour éviter d'introduire du bruit artificiellement. L'utilisation de particules représentant une charge électrique trop importante peut générer des fluctuations de champs très brutales. Nous avons simulé le transport de charges dans un simple barreau d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ dopé à $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avec une tension de 0.0 V imposée à chacune de ses extrémités. Ce barreau fait $0.96 \mu\text{m}$ de long sur 200 \AA d'épaisseur et le maillage présente 64 cellules en longueur et 16 cellules en largeur. Pour un nombre de porteurs par case assez faible (1 à 16), le potentiel au centre du barreau présente de fortes variations qui sont source d'un bruit artificiel. Après ce test, il apparaît qu'un minimum de 10 particules pour un dopage de 10^{18} cm^{-3} est la limite acceptable pour des cellules de dimensions aux alentours de $100\text{-}200 \text{ \AA}$ en x et $15\text{-}50 \text{ \AA}$ en y dans nos travaux de simulation.

D'autres conditions faisant intervenir la fréquence d'oscillation et les temps de collision dans un plasma ont été établies par certains auteurs [59]. Elles sont généralement très difficiles à respecter d'un point de vue de l'occupation de la mémoire et il n'est pas certain qu'elles soient indispensables. Certaines des règles énoncées dans cette partie sont déjà elles-mêmes embarrassantes car les satisfaire alourdit démesurément nos simulations.

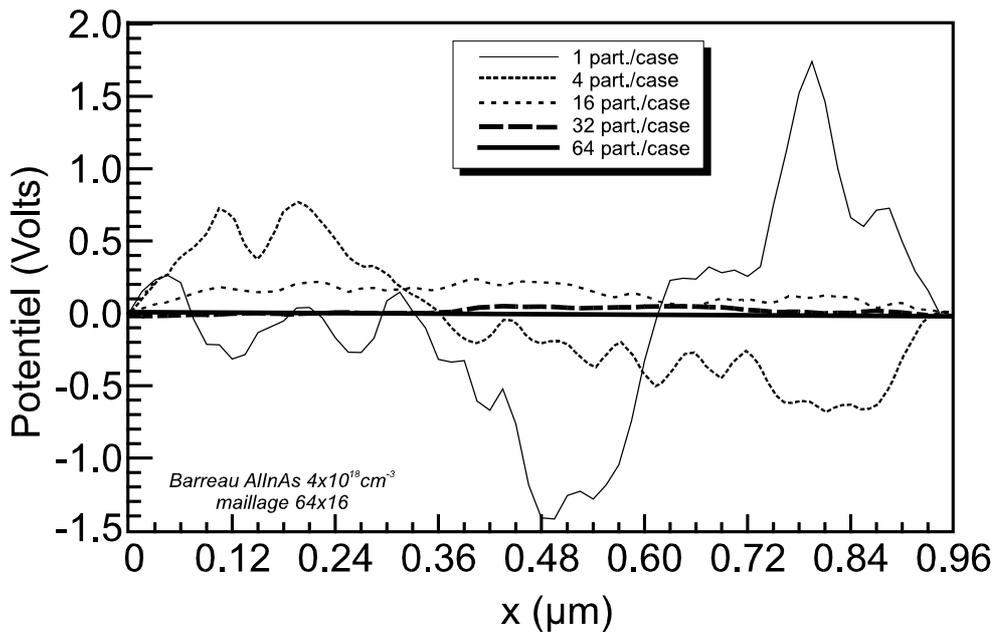


Figure III-52 : évolution du potentiel au centre d'un barreau d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ avec la position x . Le choix du nombre de particules par case est particulièrement délicat.

D. Conclusion

En conclusion, il est intéressant de prendre connaissance des différents calculateurs sur lesquels peut s'exécuter notre logiciel et de comparer les temps de simulation d'une structure courante. A cette fin, la modélisation d'un transistor HEMT avec une longueur de $1.5 \mu\text{m}$ pour une hauteur de $0.35 \mu\text{m}$ a été entreprise sur des machines à processeur Intel et Hewlett Packard comme le montre le tableau 2. Le maillage possède 101 cases horizontalement et 129 cases verticalement fixant les dimensions d'une case élémentaire à 150 \AA et 25 \AA . Entre 40000 et 50000 particules sont simulées pendant 20 ps. Les meilleurs temps ont été réalisés avec une station HP C160 avec le système d'exploitation HPUX 10. Non seulement les durées de simulation sont les plus faibles pour les deux précisions Multigrid à niveau d'optimisation équivalent, mais il est possible d'obtenir mieux en exploitant judicieusement les options spécifiques au microprocesseur. Les temps obtenus sont alors de 10012 s pour une précision de 10^{-3} et 12035 s pour 10^{-5} . Les proportions du temps consacrées à la résolution de l'équation Poisson sont respectivement de 24 % et 39 %. Avec la meilleure précision, une routine Monte Carlo mono-particulaire utilise $9 \mu\text{s}$ et la détermination des potentiels "coûte" 235 ms. Il est à remarquer que les temps réalisés sur un PC à base de Pentium Pro 200 MHz avec le système d'exploitation Linux sont tout à fait honorables. Pour un prix dix fois moindre environ pour ce calculateur, les simulations ne prennent que 30% de temps supplémentaire. Enfin, il faut souligner qu'aucune difficulté particulière n'a été rencontrée pour compiler en 32 bits le programme sur les différentes plates-formes. Des versions tournent sur Station Sun et une version compilée par Builder C++ a été portée sur Windows NT 4.0.

Machines et systèmes d'exploitation.	Précision Multigrid	
	10^{-3}	10^{-5}
Pentium Intel 150 MHz + Linux 1.2.8	27741s (26%)	34501s (49%)
Pentium Pro Intel 200 MHz + Linux 2.0.0	13441s (25%)	16690s (39%)
Station HP 710 (50MHz) + HPUX 9	48747s (25%)	59831s (40%)
Station HP 735 (99 MHz) + HPUX 9	20152s (29%)	25181s (44%)
Station HP C160 (160 MHz) + HPUX 10	11421s (22%)	13724s (35%)

Tableau 2 : tableau de performances du programme composant sur différents calculateurs avec le même niveau d'optimisation (+O3). Les pourcentages entre parenthèses correspondent à la proportion de temps passé à résoudre l'équation de Poisson.

V. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE III

Quelques perfectionnements ont été portés au modèle dans la qualité du source et le confort d'utilisation. Nous nous sommes beaucoup sensibilisés au bien-fondé des conditions de simulation et des procédés numériques qui ont été mis en oeuvre. L'amélioration de la modélisation des contacts ohmiques et l'emploi de la méthode Multigrid ont constitué un pas important pour le traitement de structures de plus en plus réalistes. Bien évidemment, le modèle nécessite encore beaucoup de modifications pour réduire les temps d'exécution par exemple ou pour répondre à la complexité physique des nouvelles structures. Augmenter les possibilités du solveur FACR pour les mettre au même niveau que celles du solveur Mutigrid nous permettrait d'avoir des gains de temps non négligeables. La prise en compte d'une structure de bande plus réaliste devient une priorité car elle pourrait nous permettre de traiter de façon moins approximative l'ionisation par impact qui est un sujet d'étude permanent pour les transistors actuels. Le dernier point de cette liste non exhaustive de sujets en suspens est relatif au transport par effet tunnel. Son introduction dans le modèle nous autoriserait à mieux comprendre le fonctionnement des zones ohmiques mais aussi à étudier les mécanismes liés aux courants de grille par effet tunnel.

VI. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- 1 "Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions. Application au T.E.G.F.E.T. et à ses structures dérivées"
J.L. Thobel
Thèse de Doctorat, Lille 1988
- 2 "Simulation Monte Carlo bidimensionnelle de transistors à effet de champ à grille isolée sur hétérostructures III-V"
K. Bellahsni
Thèse de Doctorat, Lille 1991
- 3 "Multi-level adaptative technique (MLAT) for fast numerical solution boundary value problems"
A. Brandt
Proceedings of the 3rd International Conference on Numerical Methods in Fluids Mechanics, H. Cabannes and R. Teman, Berlin 1973, Springer-Verlag, pp. 82-89
- 4 "A fast direct solution of Poisson's Equation using Fourier analysis"
R. W. Hockney
Journal of the Association on Computational Machinery, Vol. 12, 1965, pp. 95-113
- 5 "Computer Simulation Using Particles"
R.W. Hockney and J.W. Eastwood
Mc Graw Hill Inc. 1981 p. 333
- 6 "Numerical recipes in C : the art of scientific computing"
Numerical Recipes Software (<http://www.nr.com>) Cambridge University Press, 1992, pp. 43-50
- 7 "The potential calculation and some applications"
R. W. Hockney
Methods of Computational Physics, Vol. 9, 1970, pp. 135-211
- 8 "Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques. Application à l'étude de transistor à modulation d'injection"
Marc Pernisek
Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle, 29 Juin 1983, Lille
- 9 "POT4A - A program for the direct solution of Poisson's equation in complex geometries"
S.J. Beard and R. W. Hockney
Computational Physics Communication, Vol. 36, 1985, p. 25-57
- 10 "Simulation bidimensionnel de composants submicroniques. Application à l'étude des potentialités de transistors à effet de champ conventionnels et à hétérojonctions"
Marc Pernisek
Thèse d'état, 8 Février 1990, Lille
- 11 " On the FACR(l) algorithm for the discrete Poisson equation"
C. Temperton
Journal of Computational Physics, Vol. 34, 1980, pp. 314-329
- 12 "POT4A - a program for the direct solution of Poisson's equation in complex geometries"
S.J. Beard and R.. Hockney
Computer Physics Communications, Vol. 36, 1985, pp. 25-57
- 13 "An efficient Multigrid Poisson Solver for Device Simulations"
M. Saraniti, A. Rein, G. Zandler, P. Vogl and P. Lugli
IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Vol. 15, n° 2, February 1996, pp. 141-150
- 14 "Matrix Iterative Analysis"
S. Varga
Series in Automatic Computation Englewood Cliffs, N.J. :Prentice-Hall, 1962
- 15 "Numerical recipes in C : the art of scientific computing"
Numerical Recipes Software (<http://www.nr.com>) Cambridge University Press, 1992, pp. 871-888
- 16 "Simulation Monte Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP"
P. Bourel
Thèse de Doctorat, Lille, Décembre 1991
- 17 "Boundary conditions in regional Monte Carlo device analysis"
P.T. Nguyen, D.H. Navon and T.-W. Tang
IEEE Transactions on Electron Device, Vol. ED-32, n° 4, April 1985, pp. 783-787
- 18 "Physical models of ohmic contact for Monte Carlo device simulation"
T. Gonzalez and D. Pardo
Solid-State Electronics, Vol. 39, n°4, Avril 1996, pp. 555-562
- 19 "FET Simulations"
P. Lugli
Pseudomorphic HEMT Technology and Applications NATO Advanced Study Institut Erice July 1994
- 20 "Current transport in double heterojunction HEMTs"

- H. Bretch, T. Simlinger, T. Grave and S. Selberherr
 Proceedings of 26th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC '96), Bologna, Italy, Sept. 9-11, 1996, pp. 873-876
- 21 "The use of generalized models to explain the behaviour of ohmic contacts to n-type GaAs"
 P. J. McNally
 Solid-State Electronics Vol.35, n°12, December 1992, pp. 1705-1708
- 22 "Current transport in metal semiconductor barrier"
 C.R. Crowell and S.M. Sze
 Solid-State Electronics, Vol. 9, 1966, pp. 1035-1043
- 23 "Generalized theory of conduction in Schottky barrier"
 J.G. Simmons and G.W. Taylor
 Solid-State Electronics, Vol. 26, n°7, 1983, pp. 705-709
- 24 "A transfer length model for contact resistance of two-layer systems with arbitrary interlayer coupling under the contacts"
 K.C. Huang, D.B. Janes, K.J. Webb and M.R. Melloch
 IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n° 5, May 1996, pp. 676-684
- 25 "Importance of boundary conditions to conduction in short sample"
 J.J. Rosenberg, E.J. Yoffa and M. Nathan
 IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 28, n° 8, August 1981, pp. 941-944
- 26 "Monte-Carlo simulation of space-charge injection FET"
 R. Fauquembergue, M. Pernisek and E. Constant
 Electronics Letters, Vol. 18, n° 15, 22nd July 1982, pp. 670-671
- 27 "The importance of contact injection in undoped AlGaAs/GaAs heterostructures"
 Z.M. Li, D.J. Day, S.P. McAlister and C.M. Hurd
 IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 37, n°3, March 1990, pp.556-561
- 28 "Efficient Ohmic Boundary Conditions for the Monte Carlo Simulation of Electron Transport"
 D.L. Woolard, H. Tian, M.A. Littlejohn and Ki W. Kim
 IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 41, n°4, April 1994, pp. 601-606
- 29 "Monte Carlo simulation of pseudomorphic InGaAs/GaAs high electron mobility transistors: physical limitations at ultrashort gate length"
 P. Dollfus, C. Bru and P. Hesto
 Journal of Applied Physics, Vol. 73, n° 2, 15th January 1993, pp. 804-812
- 30 "Transport through an array of small ohmic contacts alloyed to the two-dimensional electron gas of a GaAs/AlGaAs heterostructure"
 V. Chabasseur-Molyneux, J.E.F. Frost, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie and M. Pepper
 Applied Physics Letters, Vol. 68, n° 24, 10th June 1996, pp. 3434-3436
- 31 "Electron transport in AlGaAs/GaAs heterostructures"
 Karel Nederveen
 Thèse de l'Université Technique d'Eindhoven, 27 Octobre 1989
- 32 "Alloyed and non-alloyed ohmic contact for AlInAs/InGaAs high electron mobility transistors"
 N. Yoshida, Y. Yamamoto, H. Takano, T. Sonoda, S. Takamiya and Shigeru Mitsui
 Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 33, Part 1, n° 6A, June 1994, pp. 3373-3376
- 33 "Minimal ohmic contact resistance limits to n-type semiconductors"
 R.K. Kupka and W.A. Anderson
 Journal of Applied Physics, Vol. 69, n° 6, 15th March 1991, pp. 3623-3632
- 34 "Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors"
 T.C. Shen, G.B. Gao and H. Morkoç
 Journal of Vacuum Sciences and Technology B, Vol. 10, n° 5, Sep/Oct 1992, pp. 2113-2132
- 35 "Parasitic source and drain resistance in High-electron-mobility transistors"
 S.J. Lee and R.C. Crowell
 Solid-State Electronics, Vol. 28, n°7, July 1985, pp. 659-668
- 36 "Tunneling behavior of extremely low resistance nonalloyed Ti/Pt/Au contacts to $n(p)$ -InGaAs and n -InAs/InGaAs"
 G. Stareev and H. Kunzel
 Journal of Applied Physics, Vol. 74, n° 12, 15th December 1993, pp. 7592-7595
- 37 "Low-resistance nonspiking ohmic contact for AlGaAs/GaAs high electron mobility transistors using the Ge/Pd scheme"
 L.C. Wang, S.S. Lau, E.K. Hsieh and J.R. Velebir
 Applied Physics Letters, Vol. 54, n° 26, 26th June 1989, pp. 2677-2679
- 38 "Ohmic contact to n-type bulk and δ doped $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ MODFET type heterostructures and its applications"
 Y. Jin
 Solid-State Electronics, Vol. 34, n°2, February 1991, pp. 117-121
- 39 "Failure mechanisms in AlGaAs/GaAs HEMTs"
 K.A. Christianson, C. Moglestrue and W.T. Anderson
 Solid-State Electronics, Vol. 38, n°9, September 1995, pp.1623-1626
- 40 "A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III-V compound semiconductors"

- V.L. Rideout
Solid-State Electronics, Vol. 18, 1975, pp. 541-550
- 41 "Drain contact boundary specification in windowed Monte-Carlo device analysis"
D.Y. Cheng, K. Wu, C.G. Hwang, and R.W. Dutton
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 10, 10th October 1988, pp. 503-505
- 42 "PISCES-MC : A multiwindow, multimethod 2-D device simulator"
D.Y. Cheng, C.G. Hwang, and R.W. Dutton
IEEE Transactions on Computer-Aided Design, Vol. 7, n° 9, September 1988, pp. 1017-1026
- 43 " Simple approach to include external resistances in the Monte Carlo simulation of MESFET's and HEMT's."
S. Babiker, A. Asenov, S.P. Beaumont
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n°11, 1st November 1996, pp. 2032-2034
- 44 "Monte Carlo analysis of the behavior and spatial origin of electronic noise in GaAs MESFET's"
T. Gonzalez, D. Pardo, L. Varani and L. Reggiani
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 42, n° 5, May 1995, pp. 991-997
- 45 "Ensemble Monte Carlo simulation of an AlGaAs/GaAs heterostructure MIS-Like FET"
K. Tomizawa and N. Hashizume
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 35, n° 7, July 1988, pp. 849-856
- 46 "The Monte Carlo method for semiconductor device and process modeling"
P. Lugli
IEEE Transactions on Computer-Aided Design, Vol. 9, n°11, November 1990, pp. 1164-1176
- 47 "Monte Carlo study of GaAs/Al_xGa_{1-x}As MODFET's: effects of Al_xGa_{1-x}As composition"
I.C. Kizilyalli, M. Artaki and A. Chandra
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 38, n° 2, February 1991, pp. 197-206
- 48 "Analysis of delta-doped and uniformity doped AlGaAs/GaAs HEMT's by ensemble Monte Carlo Simulations"
K.W. Kim, H. Tian and M.A. Littlejohn
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 38, n°8, August 1991, pp. 1737-1742
- 49 Mohamed Badirou
Thèse de Doctorat, Lille (à paraître)
- 50 "Monte Carlo Simulation of charge transport in semiconductor and semiconductor devices"
Bjornar Lund
Dr. Ing Thesis, The Norwegian Institute of Technology, Trondheim, Norway 1992, p. 62 et p. 121
- 51 "Monte Carlo simulation of short-channel heterostructure field-effect transistors"
G.U. Jensen, B. Lund, T. A. Fjeldly and M. Shur
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 38, n° 4, April 1991, pp. 840-851
- 52 "New evidence for velocity overshoot in a 200 nm pseudomorphic HEMT"
S. Babiker, N. Cameron, A. Asenov and S.P. Beaumont
Proceedings ESSDERC 95, Eds. H.C. de Graaf, H. van Kraneburg, Editions Frontiers, 1995, pp. 173-176
- 53 "Classical versus quantum mechanical calculation of the electron distribution at the n-AlGaAs/GaAs heterointerface"
J. Yoshida
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 33, n° 1, 1st January 1986, pp. 154-156
- 54 "Failure mechanisms in AlGaAs/GaAs HEMTs"
K.A. Christianson, C. Moglestrue and W.T. Anderson
Solid-State Electronics, Vol. 38, n°9, September 1995, pp.1623-1626
- 55 AT&T Fortran to C Translator
Rob Hoof and A.D. Fernandes
sur netlib.att.com
- 56 PlotMTV version 1.4.1
par Keny H. Toh (ktoh@td2cad.intel.com)
sur hpux.cict.fr
- 57 XMGR 3.01.8
par Paul J. Turner (pturner@teleport.com)
sur www.krl.caltech.edu/system/docs/xmgr
- 58 "On particule-mesh coupling in Monte Carlo semiconductor simulation"
S.E. Laux
IBM Research Report, RC 20101 (06/15/95) Engineering and Technology
Proceedings of the 6th International Conference on Simulation of Semiconductor Devices and Processes (SISDEP'95),
Erlangen, Germany, 6-8 September 1995
- 59 "Modeling of Hot-Electron Effects in Si MOS devices"
Peter Helias Johannes Henricus
Thesis Eindhoven, September, 1993 pp. 77-78

CHAPITRE IV

CHAPITRE IV

SIMULATION ET OPTIMISATION DE HEMT

AlInAs/GaInAs SUR InP

I. CHOIX DE LA FILIERE	IV-158
A. Introduction	IV-158
B. Comparaison de différentes filières.	IV-158
1. LMHEMT sur substrat GaAs	IV-159
2. PHEMT sur substrat GaAs	IV-163
3. LHEMT sur substrat InP	IV-165
4. PHEMT sur substrat InP	IV-168
C. Conclusion	IV-170
II. ETUDE DE LMHEMT AlInAs/GaInAs/InP	IV-174
A. Introduction	IV-174
B. Présentation du composant "standard"	IV-174
1. Profil du transistor	IV-174
2. Détails technologiques	IV-175
C. Etude théorique du transistor	IV-178
1. Influence du type de modélisation	IV-178
a) Simulation de transistor planar	IV-179
b) Simulation de LMHEMT à grille recessée	IV-182
(1) Structure à cap layer dopé	IV-183
(2) Structure à cap layer n.i.d.	IV-187
c) Conclusion	IV-190
2. Influences de paramètres technologiques	IV-190
a) Potentiel de surface	IV-191
(a) Mise en oeuvre	IV-191
(b) Influence sur les performances	IV-194
b) Dimensions du recess	IV-196
c) Diffusion de la grille	IV-199
d) Influence des résistances de contacts	IV-201
e) Conclusion	IV-202
3. Influence de l'ionisation par impact	IV-203
D. Etude expérimentale du transistor standard	IV-204
1. Caractérisation des contacts	IV-204
a) Contacts ohmiques	IV-204
b) Contacts Schottky	IV-204
2. Caractéristique $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$ et transconductance	IV-204
3. Caractéristiques fréquentielles	IV-206
4. Conclusion	IV-207
E. Conclusion	IV-208

III. OPTIMISATION DE LA STRUCTURE HEMT	IV-209
A. Introduction	IV-209
B. Utilisation d'un recess asymétrique	IV-210
1. Introduction	IV-211
2. Performances du LMHEMT à recess assymétrique	IV-211
3. Conclusion	IV-216
C. Utilisation d'un canal classique de nature différente.	IV-217
1. Introduction	IV-217
2. LMHEMT à canal InP	IV-217
3. Canal $\text{Ga}_{0,25}\text{In}_{0,75}\text{As}$	IV-220
4. Conclusion	IV-222
D. Utilisation d'un canal composite.	IV-223
1. Introduction	IV-223
2. LMHEMT à canal composite	IV-223
a) Canal InP non dopé	IV-223
(1) GaInAs (125Å) / InP (125Å)	IV-223
(a) Etude théorique	IV-224
(b) Etude expérimentale	IV-228
b) Canal d' InP dopé	IV-229
(1) Etude théorique	IV-230
(2) Réalisation technologique	IV-232
3. PHEMT à canal composite	IV-233
4. Conclusion sur les structures à canal composite	IV-236
IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE IV	IV-237
V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV	IV-238

Le simulateur, tel que nous l'avons décrit dans les chapitres II et III, nous permet de comparer les filières $GaAs$ et InP dans la première partie de ce chapitre. L'examen des résultats obtenus pour des LMHEMT et des PHEMT dans ces deux filières a été mené en prenant en considération les limitations éventuelles. Nous sommes parvenus à la conclusion que le transistor $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ adapté en maille sur InP correspond le mieux à notre cahier des charges, c'est à dire la réalisation de transistor à effet de champ pour l'amplification faible bruit au delà de 100 GHz.

Une étude théorique d'une structure standard de LMHEMT sur InP a été entreprise conjointement à des réalisations expérimentales. Nous mettons en avant les difficultés à accorder nos résultats de simulation avec les performances des transistors réalisés. Ceux-ci présentent des limitations dues à une conductance de sortie élevée dont nos calculs ont imputé l'origine à la présence de fort phénomènes d'ionisation.

La troisième partie de ce chapitre est alors consacré à l'optimisation du LMHEMT et pour ce faire, trois techniques différentes ont été mises en oeuvre : l'utilisation d'un recess de grille asymétrique, le changement de la nature du semi-conducteur du canal et l'introduction d'un canal composite. Elles sont toutes les trois axées vers la réduction de l'ionisation par impact dans le composant mais leur efficacité diffère.

I. CHOIX DE LA FILIERE

A. Introduction

L'objectif de cette première partie est de discerner une filière susceptible de présenter des performances élevées en gain pour l'amplification faible bruit à des fréquences de fonctionnement de l'ordre de 100 GHz. Pour atteindre ces fréquences, il faut réduire la longueur de grille des composants actuels et nous verrons que toutes les filières inspectées ne sont pas susceptibles de respecter le cahier des charges. Nous avons mené l'étude des performances de quatre transistors de structure simple et basés sur trois types différents d'hétérojonctions. Il s'agit d' $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$, $\text{AlGaAs}/\text{GaInAs}$ et $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ pour des grilles de $0.30 \mu\text{m}$ à $0.054 \mu\text{m}$. La supériorité de la filière sur InP n'étant plus à remettre en question, il est important de déterminer les avantages, mais aussi les inconvénients, des HEMT pseudomorphiques sur InP par rapport à leurs homologues en accord de maille. Les phénomènes d'ionisation par impact, déjà très importants dans les LMHEMT sur InP , sont accentués dans les structures pseudomorphiques, ce qui peut susciter une certaine réserve pour l'utilisation de canaux fortement enrichis en indium.

B. Comparaison de différentes filières.

Une étude comparative [1], antérieure à nos travaux, a permis de confirmer la supériorité des LMHEMT de la filière InP sur les LMHEMT de la filière GaAs . Nous proposons de réaliser une démarche similaire [2] en incluant les PHEMT et en faisant varier la longueur de grille. Le but est de déterminer une filière capable de montrer d'excellentes performances même dans le cas d'une grille très courte. Le tableau suivant donne les noms des différentes structures abordées en fonction de la filière et des longueurs de grille L_G .

	$L_G=0.054 \mu\text{m}$	$L_G=0.10 \mu\text{m}$	$L_G=0.15 \mu\text{m}$	$L_G=0.25 \mu\text{m}$	$L_G=0.30 \mu\text{m}$
$\text{AlGa}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$	SA1	SA2	SA3		
$\text{AlGa}_{0.77}\text{As}/\text{GaIn}_{0.20}\text{As}$	SB1	SB2	SB3	SB4	
$\text{AlIn}_{0.52}\text{As}/\text{GaIn}_{0.53}\text{As}$	SC1	SC2	SC3		
$\text{AlIn}_{0.52}\text{As}/\text{GaIn}_{0.75}\text{As}$	SD1		SD2		SD3

Tableau 1 : nom des structures simulées selon la longueur de grille et la filière.

1. LMHEMT sur substrat GaAs

Nous représentons, sur la Figure IV-1, la structure du LMHEMT de la filière GaAs (structure SA). Ce transistor est constitué d'un buffer de 1200 Å d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ non intentionnellement dopé, d'un canal de 200 Å de GaAs non dopé également et d'une couche donneuse de 200 Å constituée d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ dopé à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Pour des longueurs de grille de 0.054 μm (SA1), 0.10 μm (SA2) et 0.15 μm (SA3), les zones d'accès L_{SG} et L_{GD} sont symétriques et ont une longueur respectivement de 0.25 μm , 0.26 μm et 0.39 μm .

La comparaison des différentes structures est présentée sur les figures IV-2 à IV-8. Sur la Figure IV-2, nous avons représenté l'évolution de la transconductance en fonction de la tension grille pour les différentes structures. Ces courbes présentent un maximum pour $V_{\text{GS}} = -0.6 \text{ V}$, qui passe de 1050 mS/mm pour $L_{\text{G}} = 0.15 \mu\text{m}$ à 750 mS/mm pour $L_{\text{G}} = 0.054 \mu\text{m}$. Cette dégradation n'est pas observable sur les fréquences de coupure intrinsèques du gain en courant présentées sur la Figure IV-3 où l'on constate au contraire, un accroissement de 235 GHz à 350 GHz. Ceci résulte, lorsque l'on réduit L_{G} , de la forte diminution de la capacité grille-source dont l'évolution avec V_{GS} est reproduite sur la Figure IV-4. A $V_{\text{GS}} = -0.6 \text{ V}$, celle-ci passe d'une valeur de 0.80 pF pour $L_{\text{G}} = 0.15 \mu\text{m}$ à 0.35 pF pour $L_{\text{G}} = 0.054 \mu\text{m}$.

Pour expliquer la réduction de la transconductance avec la diminution de L_{G} , nous avons tracé sur la Figure IV-5, les densités surfaciques d'électrons dans le canal, et sur la Figure IV-6, les distances moyennes entre les porteurs du canal et l'interface principale. Ces grandeurs sont données en fonction de la position longitudinale dans le transistor et pour les trois longueurs de grilles. Sur la première courbe, il apparaît que, pour les faibles L_{G} , les densités surfaciques après la grille présentent un pic, vers 0.55 μm , signe d'un contrôle difficile par cette électrode. Ensuite elles diminuent pour rester faibles dans la zone source-drain. Par contre, pour $L_{\text{G}} = 0.15 \mu\text{m}$, la densité de porteurs est très réduite juste après la grille et remonte jusqu'à $1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ avant le drain. On observe également sur la deuxième figure un comportement différent entre le transistor SA3 et les deux autres. Pour SA1 et SA2, après la grille, le reconfinement dans le canal ne s'effectue pas, car la distance moyenne des électrons à l'interface reste élevée avec 75 Å. Par contre pour la grille la plus longue, le confinement redevient bon après la grille avec une distance moyenne des porteurs à l'interface de 45 Å.

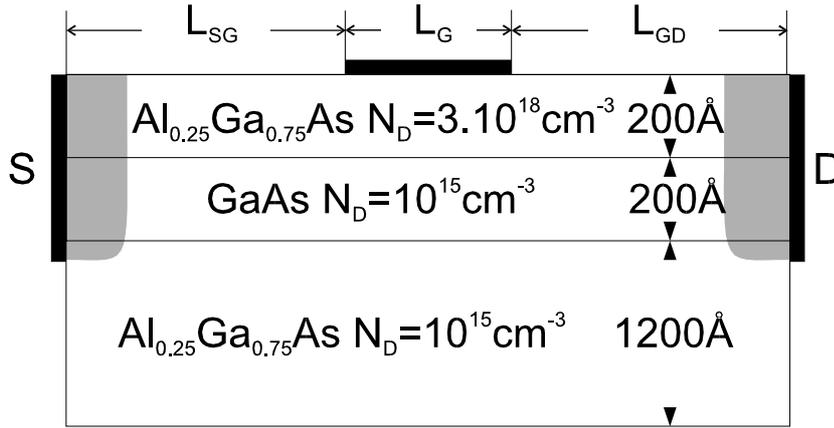


Figure IV-1 : structure SA (HEMT $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$).

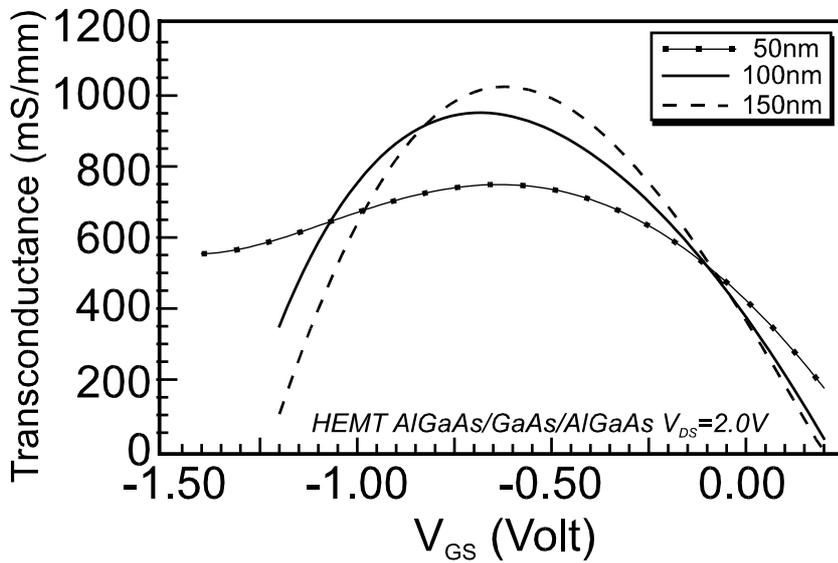


Figure IV-2 : transconductances en fonction de la tension de grille à $V_{DS}=2.0\text{ V}$ pour différentes longueurs de grille (structure SA).

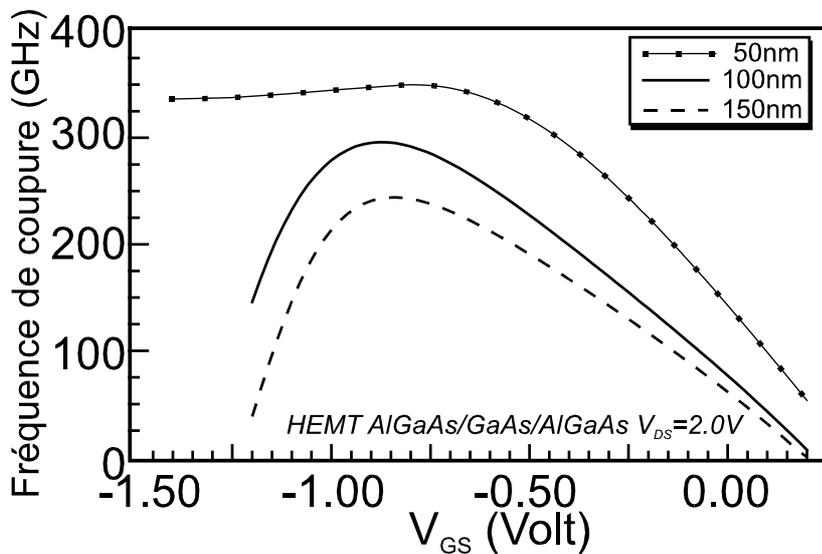


Figure IV-3 : fréquences de coupure intrinsèques en courant en fonction de la tension de grille à $V_{DS}=2.0\text{ V}$ pour différentes longueurs de grille (structure SA).

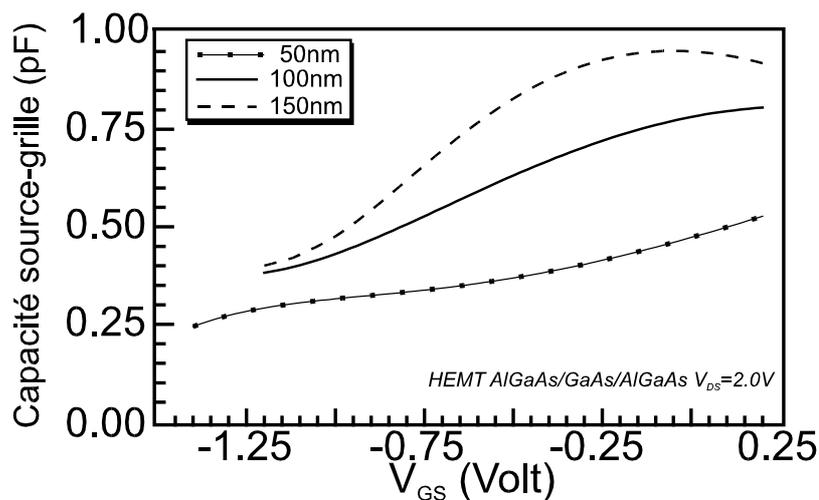


Figure IV-4 : capacités C_{GS} en fonction de la tension de grille à $V_{DS}=2.0$ V pour différentes longueurs de grille (structure SA).

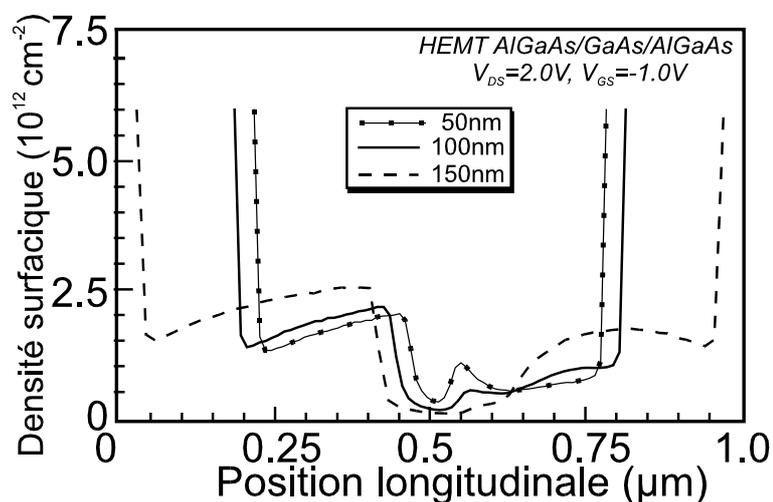


Figure IV-5 : densités surfaciques de charges dans le canal à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-1.0$ V pour différentes longueurs de grille (structure SA).

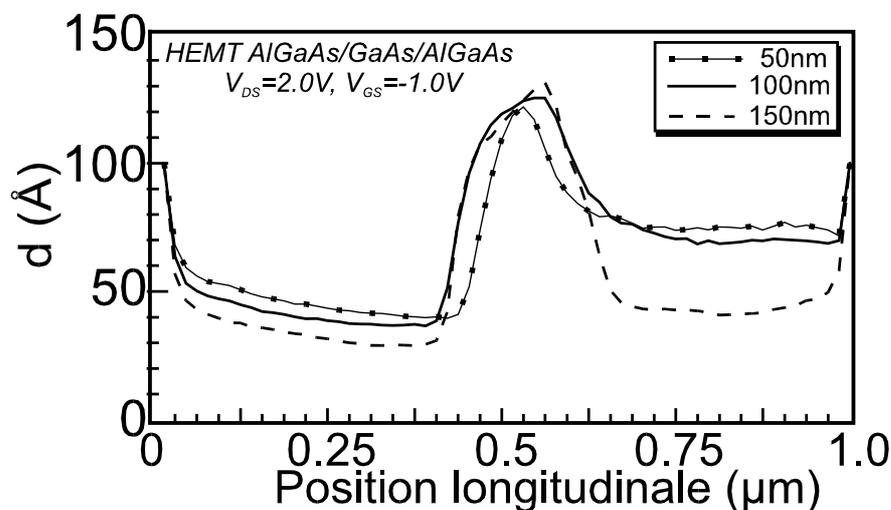


Figure IV-6 : distances moyennes entre les électrons du canal et l'interface principale à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-1.0$ V pour différentes longueurs de grille (structure SA).

L'examen de la structure de bande que nous avons représentée sur la Figure IV-7 pour la structure SA permet de comprendre les effets de déconfinement dans le cas des grilles les plus courtes. Pour $L_G=0.054\ \mu\text{m}$, les électrons dans le canal acquièrent plus d'énergie à la sortie de la région sous la grille car les champs électriques y sont plus élevés que dans le cas des structures à grille plus longue. Ces porteurs montent rapidement en vallées satellites (L et X) et comme les hauteurs de barrière pour ces vallées sont faibles entre GaAs et $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ ($\Delta E_{LL}=0.06\ \text{eV}$ et $\Delta E_{XX}=-0.08\ \text{eV}$), ils transfèrent sans aucune difficulté dans la couche donneuse. Ces transferts ont été représentés sur la Figure IV-8 en fonction de la position dans le canal. Après la grille on observe un flux massif d'électrons des vallées supérieures vers l'AlGaAs ce qui provoque un appauvrissement en porteurs de charge dans le canal qui n'est pas suffisamment enrayé par le retour des électrons en vallée Γ . Ce phénomène qui est à l'origine d'une conduction parasite dans la barrière et le buffer, est un défaut majeur des transistors de type SA avec des grilles très courtes.

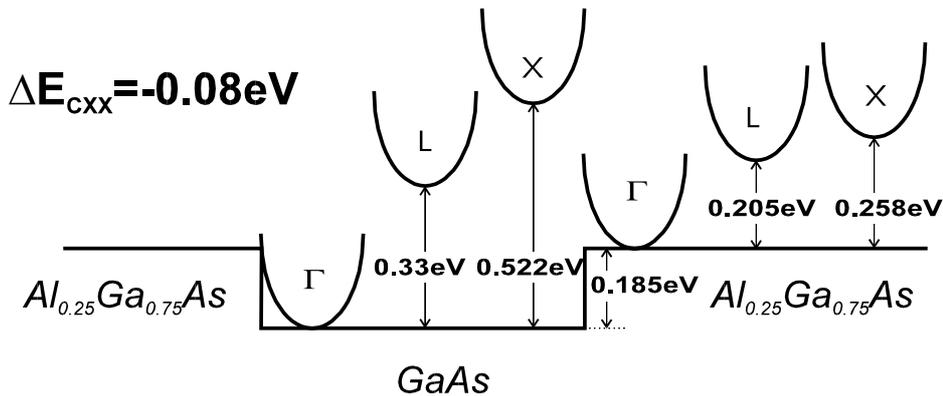


Figure IV-7 : structure de bande utilisée pour la simulation des transistors SA.

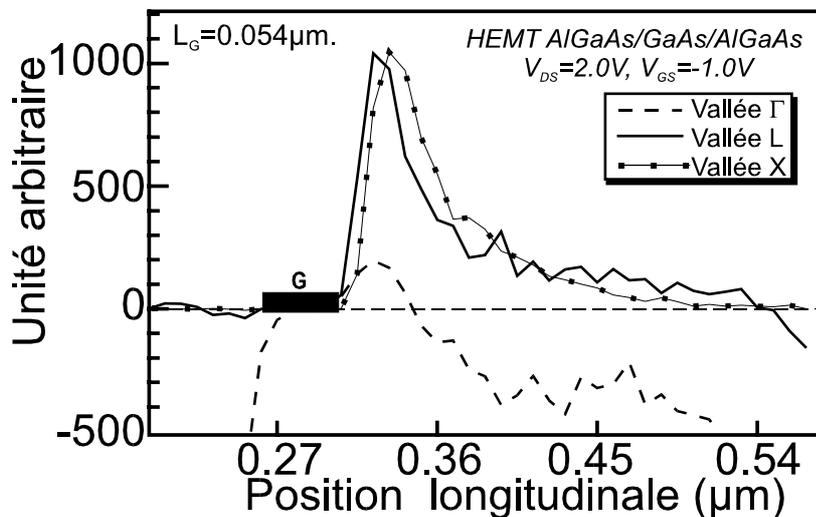


Figure IV-8 : transferts dans la barrière pour les différentes vallées (transistor SA1).

2. PHEMT sur substrat GaAs

Une tentative pour résoudre les problèmes liés à l'hétérojonction AlGaAs/GaAs consiste à introduire de l'indium dans le canal afin d'augmenter les hauteurs de barrière avec les couches voisines. Avec un taux d'indium de 20%, ΔE_c passe de 0.185 eV à 0.42 eV comme le montre la Figure IV-9 où est représentée la structure de bande pour le système AlGaAs/InGaAs/GaAs. Le transistor, basé sur ce type d'hétérostructures et désigné par SB, est décrit par la Figure IV-10. Il présente un canal de GaInAs pseudomorphique dans lequel apparaît la séparation des vallées X (Figure IV-9). Son épaisseur a été ramenée à 120 Å pour éviter les dislocations causées par la différence de maille entre l'AlGaAs et le $\text{Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{As}$.

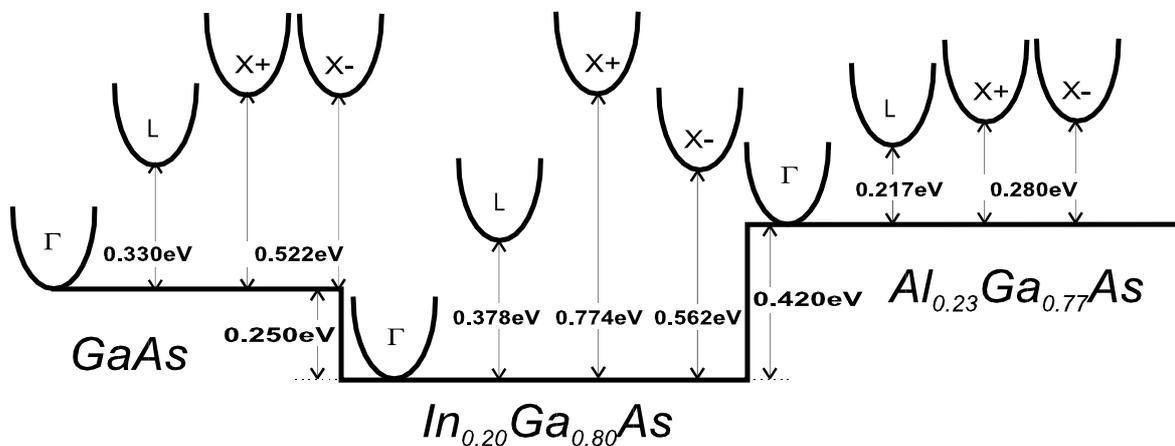


Figure IV-9 : structure de bande utilisée pour la simulation des transistors SB.

Les transconductances, dont les évolutions sont données en fonction de V_{GS} sur la Figure IV-11, présentent des maxima de 560 mS/mm pour $L_G = 250$ nm, 585 mS/mm pour 150 nm, 575 mS/mm pour 100 nm et 525 mS/mm pour 50 nm. Ce type de transistor supporte mieux la réduction de grille que les transistors SA mais 50 nm apparaît comme une limite à ne pas franchir au risque de voir les performances se détériorer nettement plus. Cette amélioration par rapport aux transistors SA est à mettre au compte des gaps énergétiques plus importants entre les vallées dans le canal et aussi de l'augmentation des hauteurs de barrière en vallées supérieures entre le canal et les couches voisines. Seule la vallée X+ n'assure pas un bon confinement mais elle est difficile à atteindre ($\Delta E_{\Gamma X^+} = 0.77$ eV). Les maxima des fréquences de coupure, représentées en fonction de V_{GS} sur la Figure IV-12, montrent une évolution avec L_G plus intéressante que pour la structure SA. En effet, une réduction d'un rapport deux de la longueur de grille, i.e. de SB2 à SB1, permet d'augmenter la fréquence maximale de 40% contre 20% dans le cas des transistors SA.

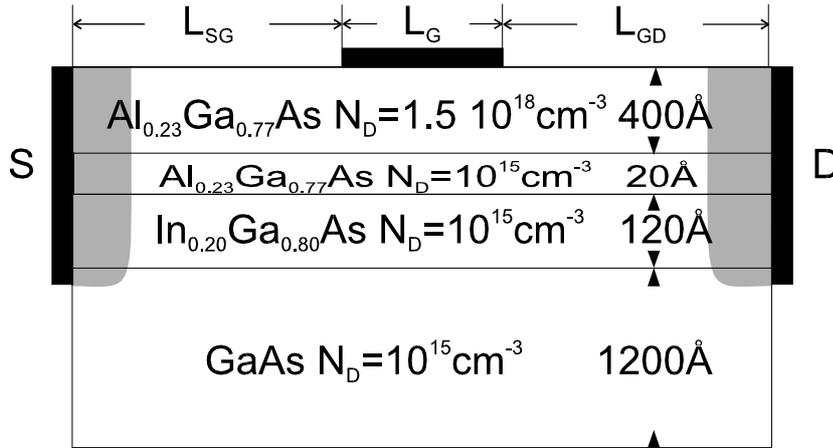


Figure IV-10 : structure SB (PHEMT $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{Ga}_{0.20}\text{In}_{0.20}\text{As}/\text{GaAs}$).

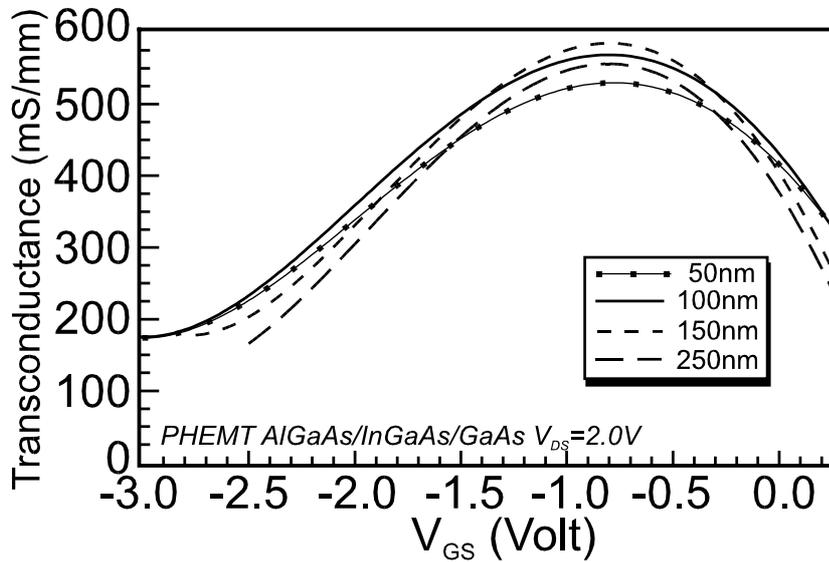


Figure IV-11 : transconductances en fonction de la tension de grille à $V_{DS}=2.0\text{ V}$ pour différentes longueurs de grille (structure SB).

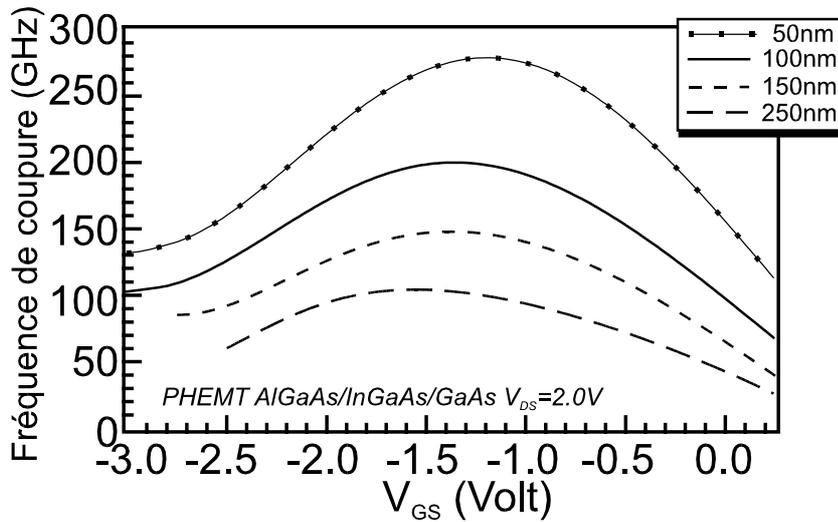


Figure IV-12 : fréquences de coupure intrinsèques en courant en fonction de la tension de grille à $V_{DS}=2.0\text{ V}$ pour différentes longueurs de grille (structure SB).

3. LHEMT sur substrat InP

La difficulté de confiner en vallées satellites n'étant pas complètement résolue pour les structures sur substrat GaAs et les fréquences de coupure du gain en courant pas suffisantes pour respecter le cahier des charges, un changement de filière doit être envisagé. Avec un substrat InP, il est possible d'utiliser des barrières d'AlInAs et des canaux beaucoup plus riches en indium. Dans l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, des gaps intervallées Γ -L et Γ -X de 1 eV et 0.8 eV (Figure IV-13), permettent d'assurer un bon maintien des porteurs chauds dans le canal. Dans le canal de GaInAs avec un taux d'indium de 53 %, nous obtenons des vitesses électroniques supérieures à celles fournies par les canaux des transistors SA et SB. Les transistors composés de ces deux matériaux (structure SC), comme le montre la Figure IV-14, seront capables de présenter des performances supérieures à celles obtenues par les transistors de la filière GaAs. Il est à préciser que les longueurs de grille et des zones d'accès sont identiques à celles de la structure SA.

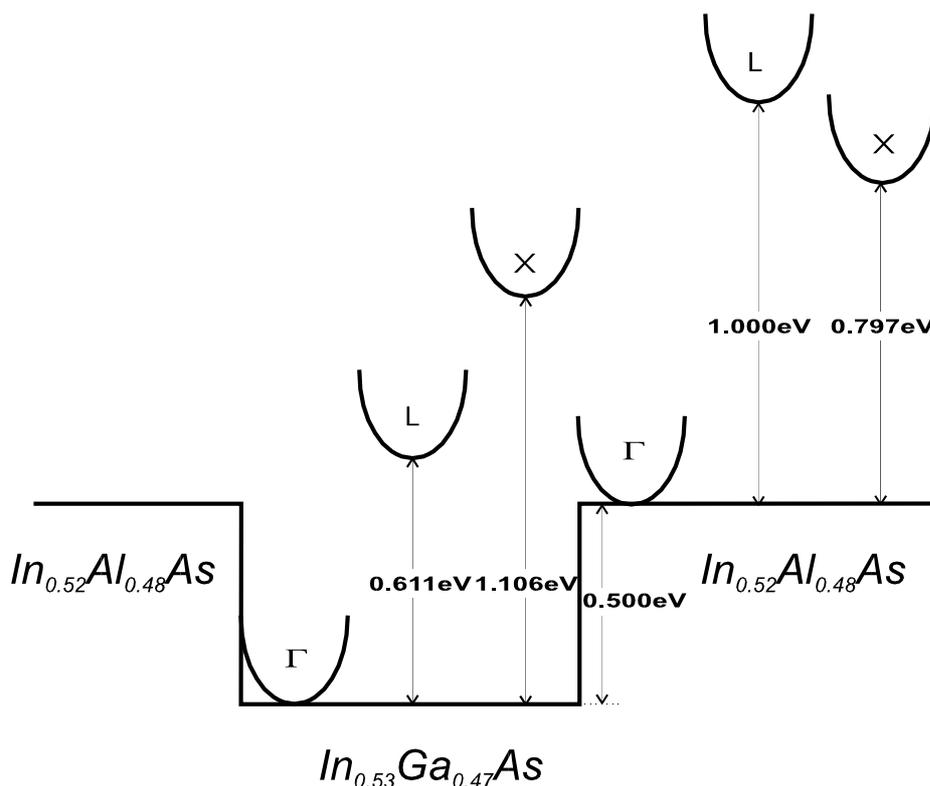


Figure IV-13 : structure de bande utilisée pour la simulation des transistors SC.

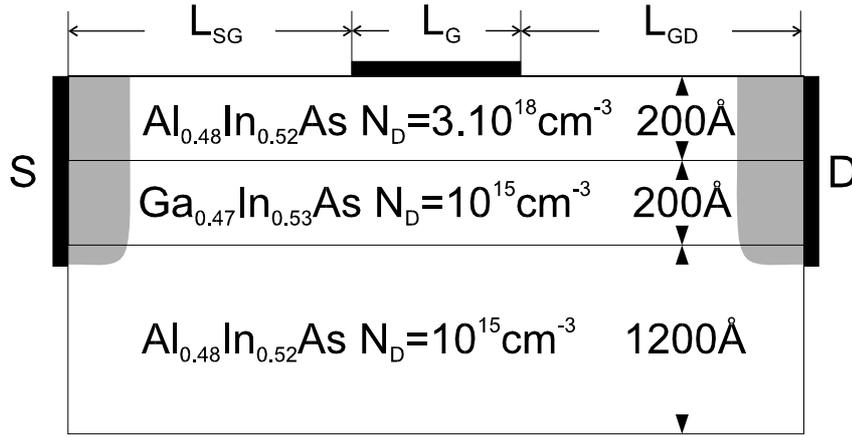


Figure IV-14 : structure SC (LMHEMT $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$).

Nous représentons sur la Figure IV-15 l'évolution des transconductances avec V_{GS} pour les trois longueurs de grille. Le premier point intéressant est la faible diminution du maximum de g_m avec la réduction de grille. Pour $L_G=150$ nm, on obtient 1075 mS/mm et pour une grille trois fois plus courte 1000 mS/mm. Quant à la fréquence de coupure des LMHEMT sur InP , représentée selon V_{GS} sur la Figure IV-16, une réduction de L_G à 50 nm permet d'obtenir un maximum vers 500 GHz.

Afin de comprendre les améliorations apportées par le choix du couple $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$, nous avons tracé l'évolution des densités surfaciques d'électrons pour toutes les longueurs de grille et les transferts vers la barrière pour $L_G=0.054$ μm selon la position dans le canal respectivement sur la Figure IV-17 et la Figure IV-18. Réalisées à $V_{DS}=2$ V et $V_{GS}=-1$ V, ces courbes montrent premièrement que les densités obtenues sont 60% plus élevées dans l'espace source grille mais surtout 3 fois plus importantes dans l'espace grille-drain par rapport aux transistors SA. En vallée basse, le confinement est relativement bon car la discontinuité de bande entre le canal et la barrière est de 0.5 eV. Quant aux porteurs chauds, leur transfert dans la barrière est réduit après la grille comme l'indique la Figure IV-18. En vallée L, ces transferts sont pratiquement inexistantes et en vallée X ils sont deux fois moins importants que ceux observés dans la structure SA. Ces caractéristiques sont à l'origine des excellentes performances du transistor SC, performances que l'on peut encore espérer améliorer par l'utilisation d'un canal plus riche encore en indium. Nous obtenons alors un PHEMT sur InP dont nous présentons l'étude dans le paragraphe qui suit.

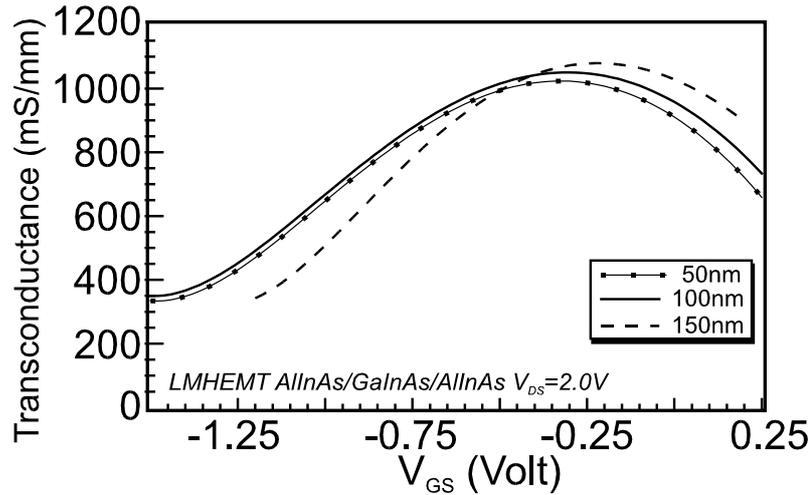


Figure IV-15 : transconductances en fonction de la tension de grille à $V_{DS}=2.0V$ pour différentes longueurs de grille (structure SC).

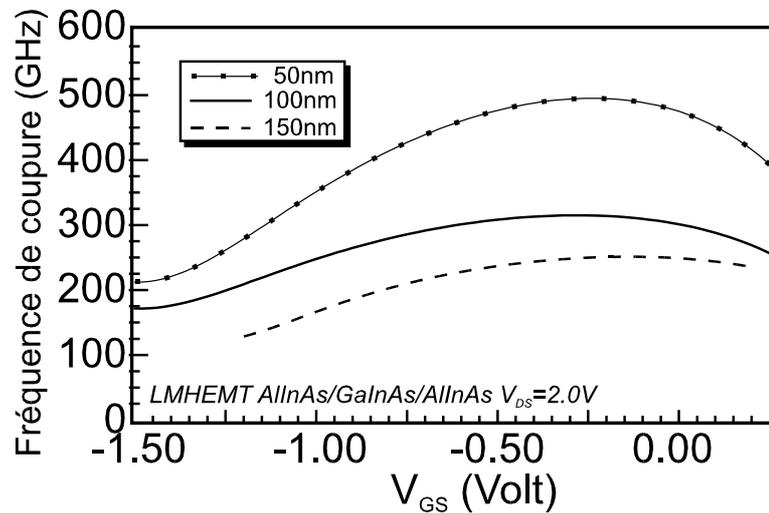


Figure IV-16 : fréquences de coupure intrinsèques en courant en fonction de la tension de grille à $V_{DS}=2.0V$ pour différentes longueurs de grille (structure SC).

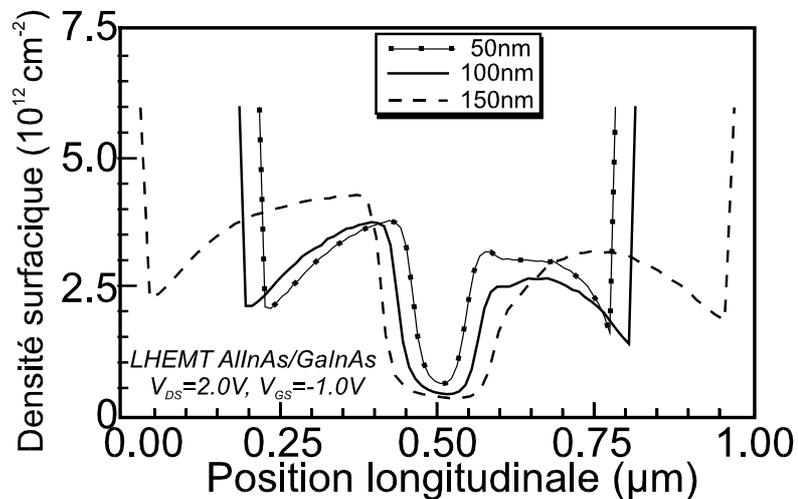


Figure IV-17 : densités surfaciques de charges dans le canal à $V_{DS}=2.0V$ et $V_{GS}=-1.0V$ pour différentes longueurs de grille (structure SC).

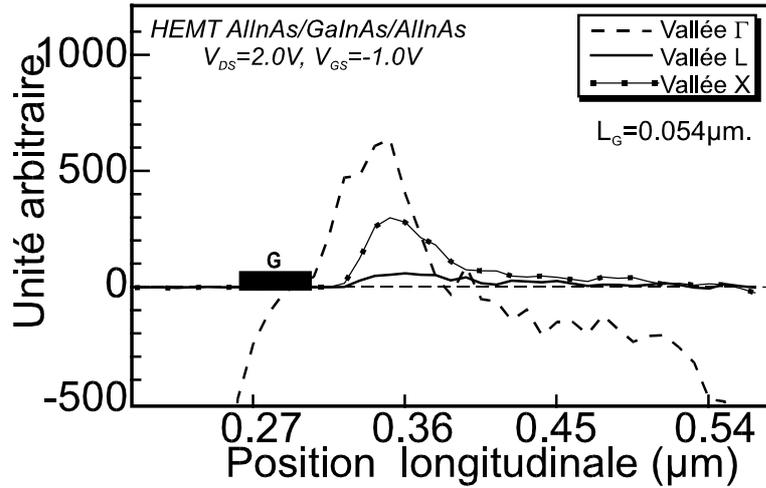


Figure IV-18 : comparaison des transferts en espace réel entre les différentes vallées pour le transistor SCI.

4. PHEMT sur substrat InP

La structure que nous avons adoptée pour réaliser l'étude de PHEMT sur InP [3] est schématisée par la Figure IV-19 (structure SD). Elle comporte une couche donneuse d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ dopée à $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et un canal de $\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.73}\text{As}$ épais de 125 \AA afin de rester en deçà de l'épaisseur critique.

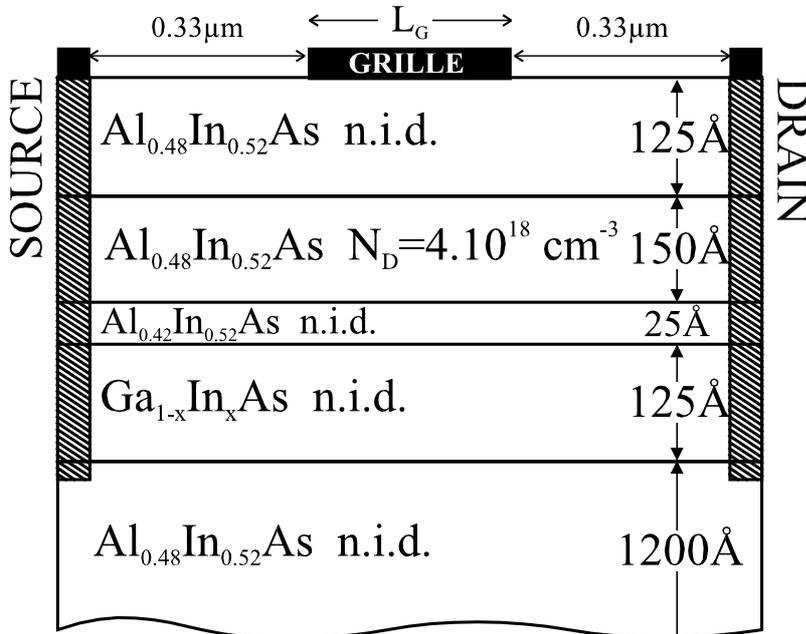


Figure IV-19 : structure adoptée pour l'étude de PHEMT $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.73}\text{As}/\text{InP}$.

Comme le montre la Figure IV-20, l'augmentation du taux d'indium à 73% ne provoque pas de grandes modifications dans la structure de bande par rapport à la structure SC si ce n'est une élévation de 0.19 eV de ΔE_c . Dans le canal de $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$ pseudomorphique les vallées satellites sont légèrement plus difficiles à atteindre que dans le cas du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Comme pour le LMHEMT sur InP , les transconductances ne sont que très peu dégradées lorsqu'on réduit la longueur de grille. Représentées sur la Figure IV-21, elles montrent un maximum de 1040 mS/mm pour $L_G=0.30\ \mu\text{m}$ et 950 mS/mm pour $L_G=0.054\ \mu\text{m}$, soit une réduction de 9% seulement.

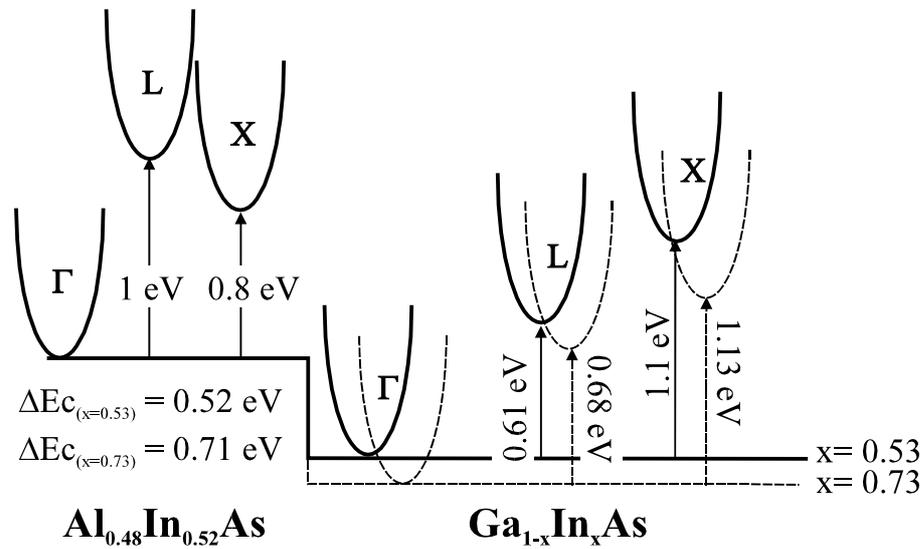


Figure IV-20 : structure de bande utilisée pour la simulation de transistor LMHEMT et PHEMT de la filière InP .

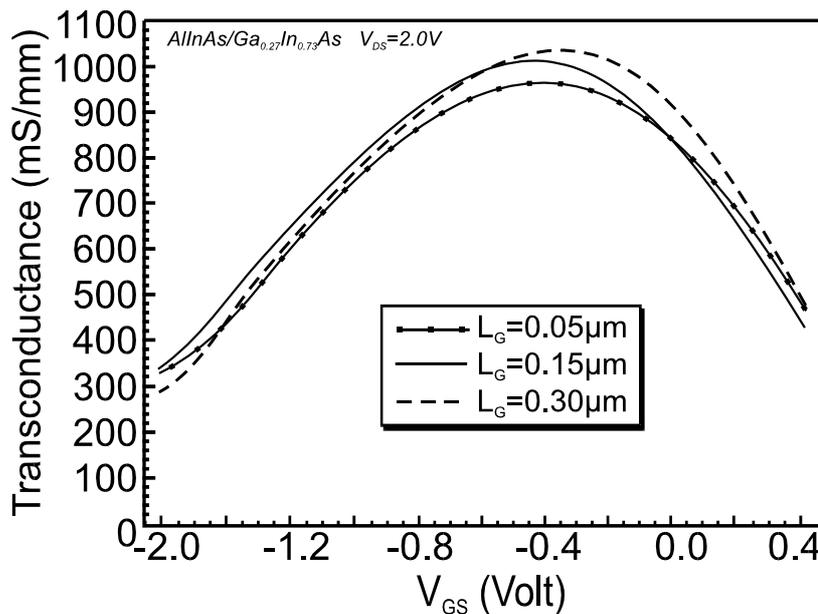


Figure IV-21 : transconductances des PHEMT sur InP (structures SD) pour $V_{DS}=2.0\ \text{V}$.

La figure suivante donne l'évolution de la fréquence de coupure en courant pour le PHEMT pour les trois longueurs de grille. Les maxima sont 132 GHz, 265 GHz et 540 GHz pour L_G égal respectivement à 0.30 μm , 0.15 μm et 0.05 μm . Les performances de ces transistors confirment bien que la filière InP répond bien au cahier des charges que nous nous sommes fixés, c'est-à-dire la réalisation de dispositifs fonctionnant au delà de 100GHz.

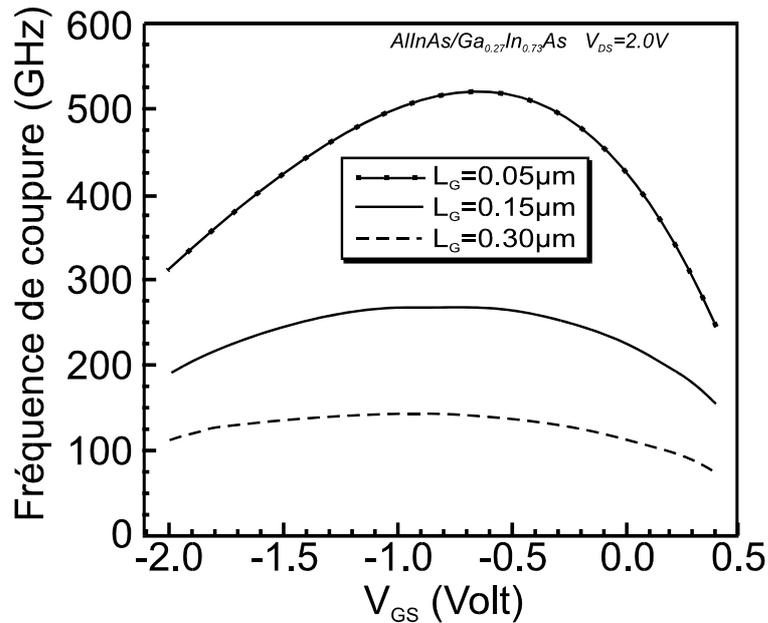


Figure IV-22 : fréquences de coupure du gain en courant des PHEMT sur InP (structures SD) pour $V_{DS}=2.0$ V.

C. Conclusion

Signalons tout d'abord que l'utilisation de grille aussi courte que 0.054 μm doit s'accompagner de la réduction de la distance grille-gaz 2D. En effet dans toutes les structures examinées, des effets de canal court apparaissent lorsque le rapport L_G/d n'est pas suffisant (cf. Ch. I). Sur la Figure IV-5 et la Figure IV-17, on peut voir que les densités de porteurs sous la plus petite grille sont bien supérieures à celles obtenues avec les grilles plus longues. C'est le signe d'un contrôle de charge plus difficile qui conduit à la "compression" des transconductances [4].

Des résultats que nous avons exposés dans cette partie, il est possible de tirer des conséquences importantes qui guident notre choix de filière. Les performances des transistors de la filière GaAs sont soit dégradées dans le cas des g_m avec la réduction de la grille sur le LMHEMT soit insuffisantes pour nos objectifs même avec une grille de 50 nm. Les performances des transistors de la filière InP sont excellentes pour tout type de grille. Les g_m

atteignent le Siemens par mm et les fréquences 500 GHz. Nous avons comparé les performances des HEMT en accord de maille et pseudomorphique pour cette filière avec une grille de $0.30 \mu\text{m}$ [3]. Les transconductances sur la Figure IV-23 et les fréquences de coupure sur la Figure IV-24 sont tracées selon V_{GS} à $V_{DS}=2.0 \text{ V}$. Il n'apparaît dans les deux cas qu'un écart de l'ordre de 10% en faveur du PHEMT (SD3).

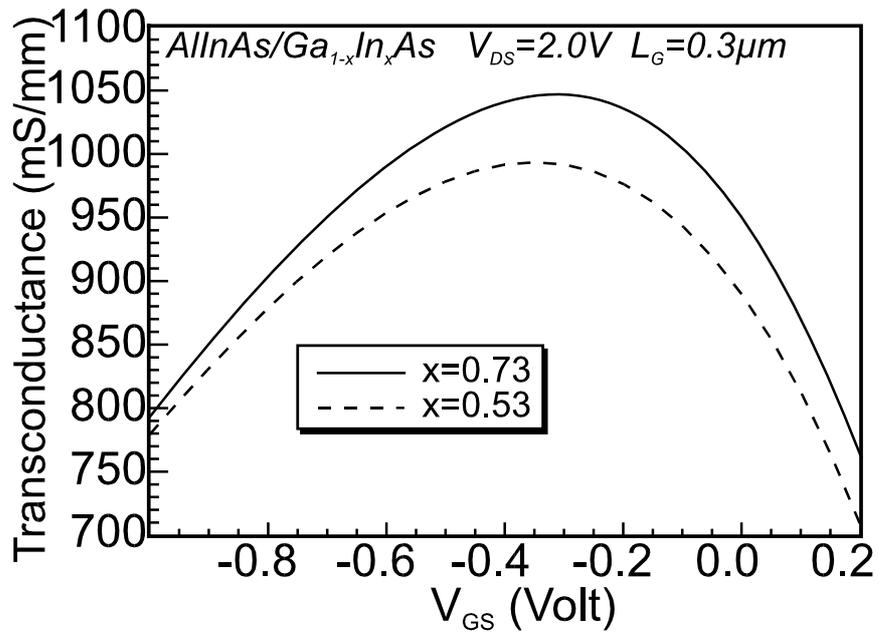


Figure IV-23 : comparaison des transconductances du LMHEMT sur InP (53% d'indium) et du PHEMT sur InP (73% d'indium).

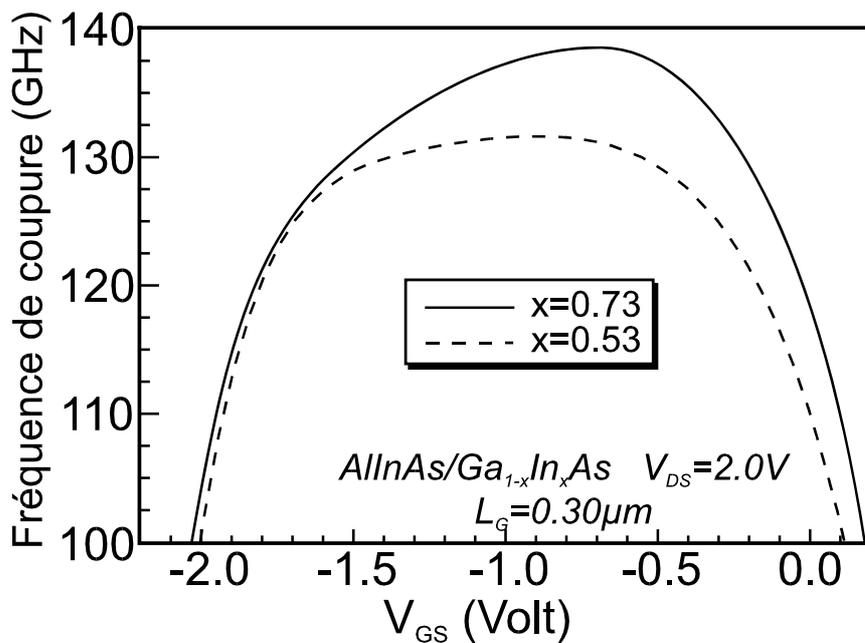


Figure IV-24 : comparaison des fréquences de coupure du LMHEMT sur InP (53% d'indium) et du PHEMT sur InP (73% d'indium).

L'observation des événements ionisants représentés sur la Figure IV-25 pour le LMHEMT et sur la Figure IV-26 pour le PHEMT montre d'une part que l'ionisation par impact est déjà très importante dans le canal en $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et d'autre part l'utilisation d'un canal plus riche en indium amplifie fortement ces phénomènes. Les principales limitations liées à l'ionisation par impact sont les tensions de claquage faibles et des conductances de sortie élevées. Une étude expérimentale réalisée par K.B. Chough [5] a montré l'élévation considérable de g_D avec la composition d'indium dans le puits de PHEMT sur InP comme le révèlent les courbes de la Figure IV-27. Pour des compositions d'indium allant de 0.53 à 0.87, la conductance de sortie g_D varie de 45mS/mm à 147mS/mm faisant chuter le rapport g_m/g_D de 10.3 à 6.74. Ces dégradations des performances dans les PHEMT sur InP expliquent en grande partie notre préférence pour le LMHEMT sur InP pour la majeure partie de nos travaux. De plus, le choix d'une structure en accord de maille a été en partie motivé par le fait que des réalisations de LMHEMT sur InP étaient également en cours durant notre étude dans le cadre d'un contrat avec la DRET (94/160) et Dassault.

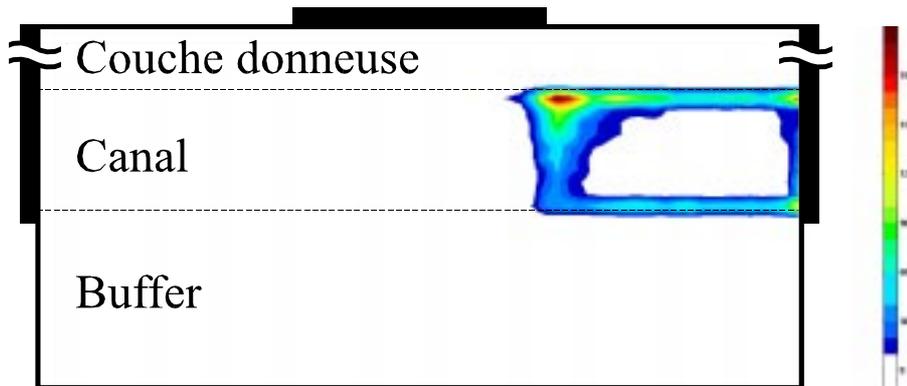


Figure IV-25 : carte des événements ionisants dans le LMHEMT sur InP .

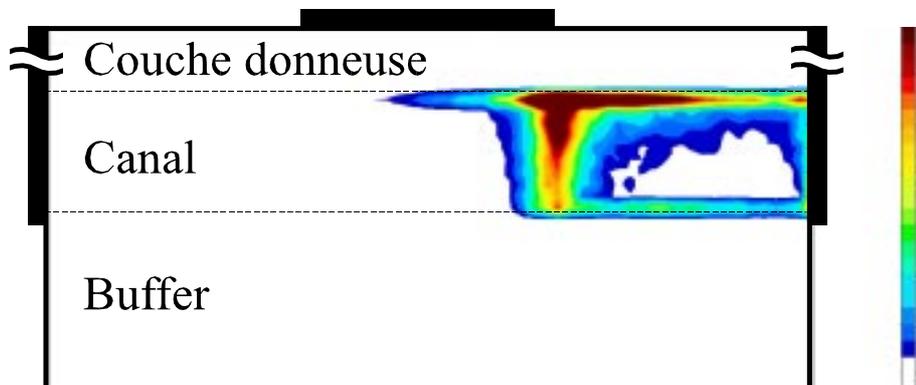


Figure IV-26 : carte des événements ionisants dans le PHEMT sur InP .

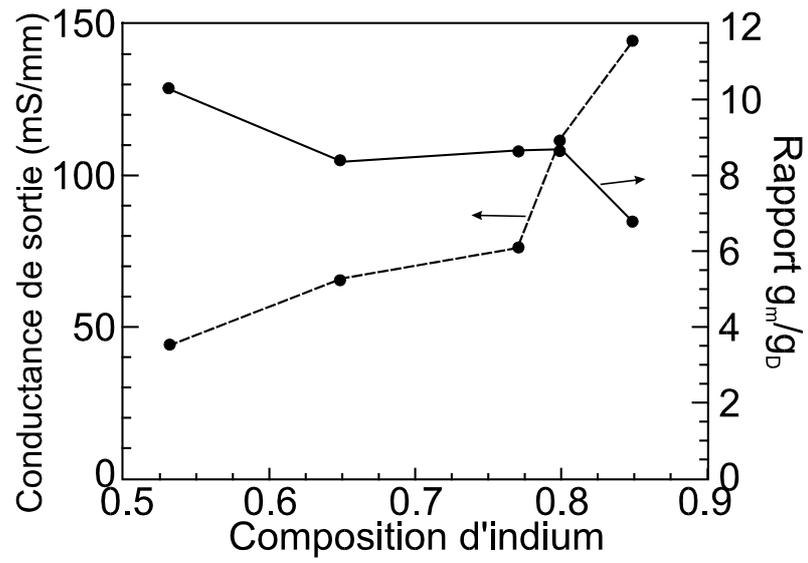


Figure IV-27 : influence du taux d'indium dans le canal de PHEMT sur InP sur le gain en tension et la conductance de sortie (d'après K.B. Chough [5]).

II. ETUDE DE LMHEMT AlInAs/GaInAs/InP

A. Introduction

Cette deuxième partie porte sur l'étude d'un transistor LMHEMT "standard" sur substrat InP avec des longueurs de grille largement submicroniques. L'examen du fonctionnement et des performances de ce composant s'inscrit dans une campagne prospective en vue de la réalisation d'amplificateurs faible bruit à 60 et 94 GHz [6] (contrat DRET 94/160 et Dassault). Tout d'abord, nous présentons en détail la structure choisie ainsi que les principales étapes technologiques nécessaires à sa réalisation. Afin d'aborder les phénomènes de transport électronique, nous utilisons le simulateur décrit au chapitre III en montrant l'influence de certaines conditions de simulation. Après une étape préliminaire qui a permis de calibrer notre modèle, nous examinons les mécanismes physiques régissant le fonctionnement du transistor pour expliquer ses performances et certaines de ses limitations. Les problèmes associés à l'ionisation par impact sont examinés dans notre structure simulée. Cela permettra d'expliquer en grande partie les fortes conductances de sortie expérimentales constatées avec une réalisation type du transistor.

B. Présentation du composant "standard"

1. Profil du transistor

Nous donnons dans le tableau 2, le profil des couches du transistor mis à l'étude. L'épitaxie, réalisée par jet moléculaire à source gazeuse, présente notamment un canal de 200 Å de Ga_{0,47}In_{0,53}As n.i.d., une barrière de 200 Å d'Al_{0,48}In_{0,52}As et un plan de dopage à 5x10¹²cm⁻².

Epitaxie G960209			
Couche	Dopage (/m ³)	Matériau	Epaisseur
Cap layer	5x10 ²⁴	In _{0,53} Ga _{0,47} As	100 Å
Schottky	n.i.d.	Al _{0,48} In _{0,52} As	200 Å
δ-doped	5x10 ¹⁶	Si	
Spacer	n.i.d.	Al _{0,48} In _{0,52} As	50 Å
Canal	n.i.d.	In _{0,53} Ga _{0,47} As	240 Å
Buffer	n.i.d.	Al _{0,48} In _{0,52} As	3000 Å
Substrat	S.I.	InP	

Tableau 2 : structure de la couche G960209 pour la réalisation de LMHEMT sur InP

Dans l'optique de fabriquer des amplificateurs monolithiques faible bruit fonctionnant en bande W (70-110 GHz), il est nécessaire d'utiliser des longueurs de grille inférieures à $0.15 \mu\text{m}$ pour obtenir des fréquences de coupure extrinsèques en courant de l'ordre de 200 GHz. La structure réalisée, représentée Figure IV-28, a une grille en T de longueur $0.13 \mu\text{m}$ et de développement $75 \mu\text{m}$, centrée dans un espace source-drain de $1.3 \mu\text{m}$. La technologie pour cette grille est de type nitrure avec masquage en grande partie électronique. Elle a été décrite de façon extensive par ailleurs [7,8,9] et n'est abordée ici que brièvement.

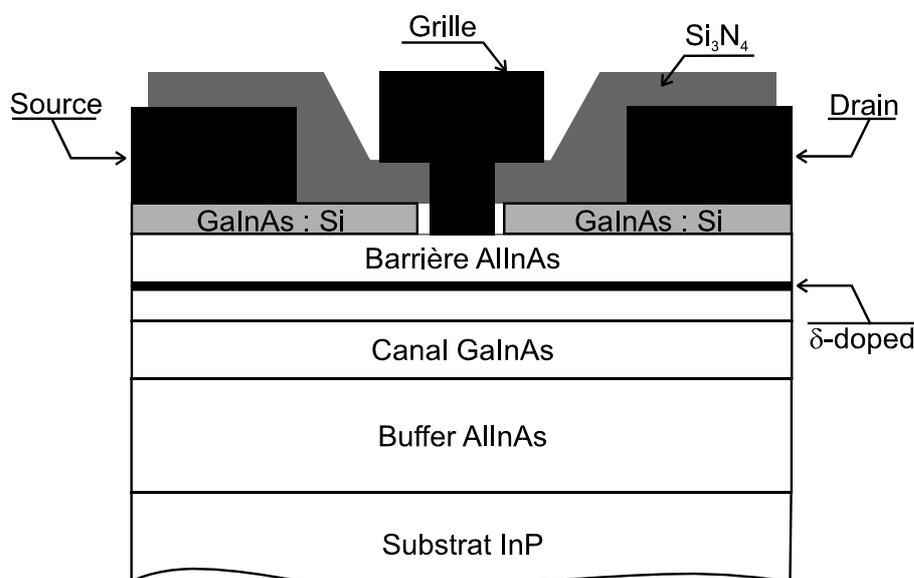


Figure IV-28 : structure du LMHEMT "standard" sur InP et à grille en T.

2. Détails technologiques

Après la réalisation des contacts ohmiques et métalliques de source et de drain, la passivation du composant est assurée par le dépôt de 800 \AA de nitrure (Si_3N_4) qui maintiendra également le pied de grille. La réalisation de celle-ci s'articule en quatre étapes reproduites sur la Figure IV-29. Tout d'abord la définition du pied de grille est obtenue successivement par un résinage par PMMA 950K 5% dans l'anisole sur 2000 \AA , un masquage électronique, la révélation de la résine et l'ouverture du nitrure par plasma CF_4 . Ensuite la définition de la tête de grille est accomplie par le dépôt de copolymère et de PMMA 4% masquée et révélée sur la longueur désirée. La troisième étape s'effectue par une attaque chimique par l'acide succinique/ H_2O_2 (30:4) pendant 90 secondes pour faire apparaître le recess qui sera désoxydé par argon à 40 eV pendant 15 s. Enfin on effectue un dépôt métallique en Pt(250 \AA)/Ti(500)/Pt(500)/Au(3250) pour aboutir sur une grille en forme de

champignon. Un lift-off Acétone suivi d'un rinçage permet d'enlever la résine et les métaux résiduels. Le nitrure a pour rôle de soutenir la grille comme nous le montre la photo de la Figure IV-30 mais il entraîne la présence de capacités parasites importantes qui limitent les performances du composant. La photo de la Figure IV-31 montre la topologie des contacts électriques du transistor en fin de réalisation.

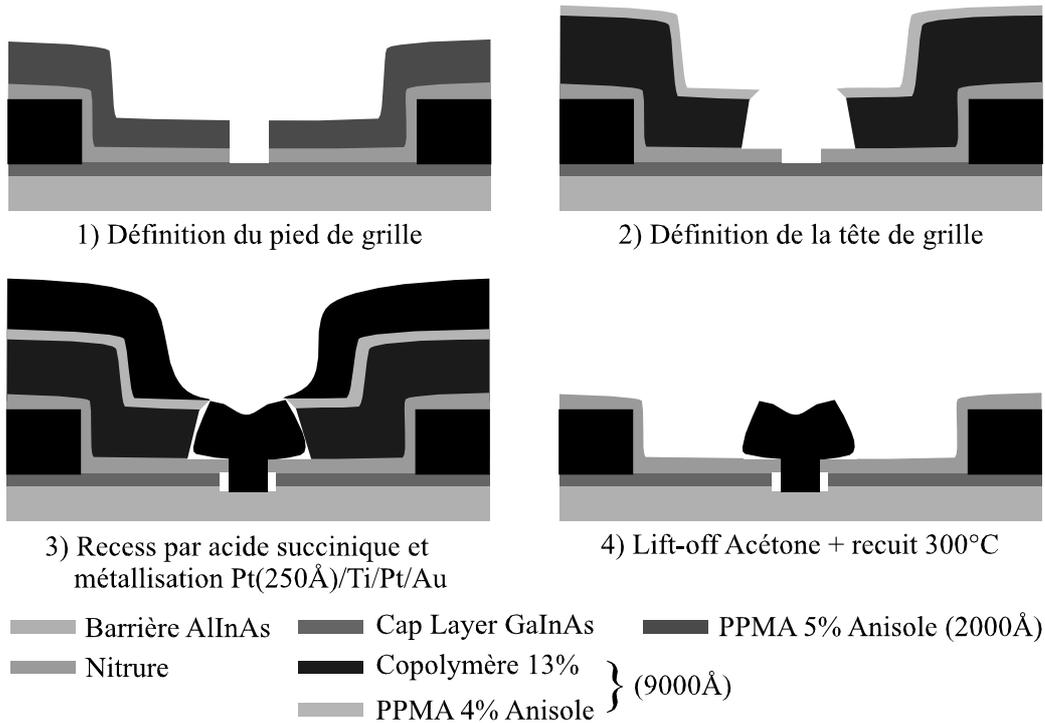


Figure IV-29 : réalisation du recess et de la grille par technologie bicouche Nitrure.

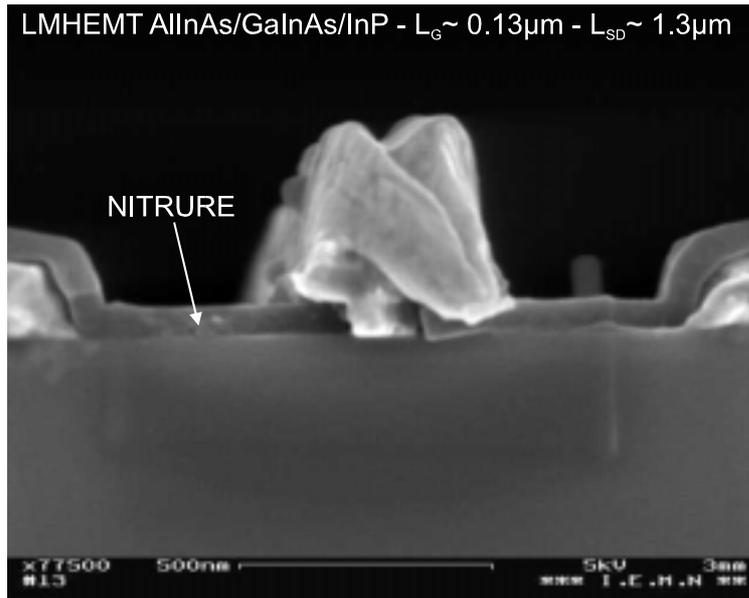


Figure IV-30 : photographie de la grille en T réalisée par technologie bicouche nitrure (microscopie électronique à balayage).

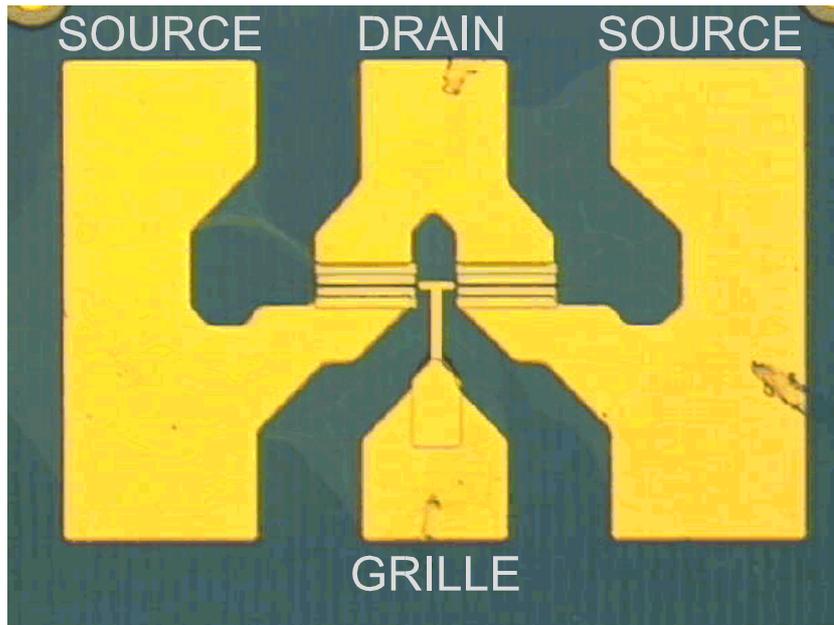


Figure IV-31 : topologie du LMHEMT à grille en T avec un motif cascade $2 \times 75 \times 0.15 \mu\text{m}$.

Pour terminer les aspects liés à technologie, il faut préciser que des études sont en cours pour améliorer l'uniformité du recess par attaque chimique, pour réduire les capacités de grille par dénituration et pour réaliser la grille sans nitrure par un procédé de résinage tri-couche [6].

C. Etude théorique du transistor

La modélisation du LMHEMT standard sur InP nécessite une phase de mise au point qui s'avère assez fastidieuse. Il faut dans un premier temps choisir, entre, d'une part, une configuration de type planar qui permet un bon compromis entre qualité des résultats et vitesse d'exécution, et, d'autre part, une structure où l'on a introduit le recess de grille. Les deux versions conduisent à un fonctionnement différent du transistor et par souci de réalisme nous optons pour la seconde, ce qui ne va pas sans inconvénient. En effet la prise en compte du recess de grille nous oblige à considérer l'influence du potentiel à sa surface et de ses dimensions. Autre paramètre dépendant de la technologie, la diffusion de la grille peut modifier de manière importante les performances. Nous étudions l'effet du potentiel de surface, des dimensions du recess et de la diffusion de la grille sur les performances du transistor. Nous avons vu, dans le chapitre III, l'incidence de la modélisation des contacts ohmiques. Afin de reproduire les résistances d'accès expérimentales, nous associons ces modèles de contact à des résistances séries externes dont on mesurera l'effet. Enfin, dans un domaine plus proche du transport électronique, nous examinons l'influence de l'ionisation par choc sur les caractéristiques électriques du LMHEMT étudié.

1. Influence du type de modélisation

La modélisation du transistor a été faite en l'utilisant un maillage 101×129 et 40400 particules. Le temps de simulation est de 20 ps avec la résolution de l'équation de Poisson toutes les femtosecondes. Nous considérons que le plan de dopage s'étale sur 25 \AA . Les autres données de simulation respectent les caractéristiques du Tableau 1. Nous pouvons réaliser les calculs sans introduire le recess de grille, ce qui permet de réduire les temps de simulation. Les résultats obtenus de la sorte peuvent se montrer étonnants par rapport aux performances expérimentales. Nous en expliquons les raisons et la nécessité d'utiliser un cap layer dopé dans lequel est gravé le recess.

Dans la suite de cette étude théorique, les tensions de grille indiquées correspondent aux potentiels appliqués directement sur le semi-conducteur. Nous nous affranchissons ainsi de la valeur de la tension de built-in du contact Schottky qui peut différer suivant les réalisations technologiques.

a) Simulation de transistor planar

Le HEMT effectivement simulé par rapport à la structure réelle est schématisé sur la Figure IV-32. Ses caractéristiques I-V sont reportées sur la Figure IV-33 et le point le plus remarquable est la forte résistance différentielle négative observée à canal ouvert pour une tension V_{DS} au delà de 1.5 V. Ce comportement a été confirmé lors d'autres travaux de modélisation avec un autre modèle [10] pour le même transistor [11]. Les courants sont élevés en comparaison des données expérimentales puisqu'ils atteignent 2150 mA/mm à canal ouvert (-0.2 V). La transconductance et la fréquence de coupure, reportées en fonction de V_{GS} sur la Figure IV-34, présentent aussi des évolutions singulières avec des valeurs élevées. Les courbes présentent, à $V_{GS}=-1.0$ V et 0.1 V, deux pics entre lesquels se situe un large plateau à 1900 mS/mm pour g_m et 300 GHz pour f_c . Ce type d'évolution est caractéristique de la présence d'un fort courant de type MESFET dans la barrière.

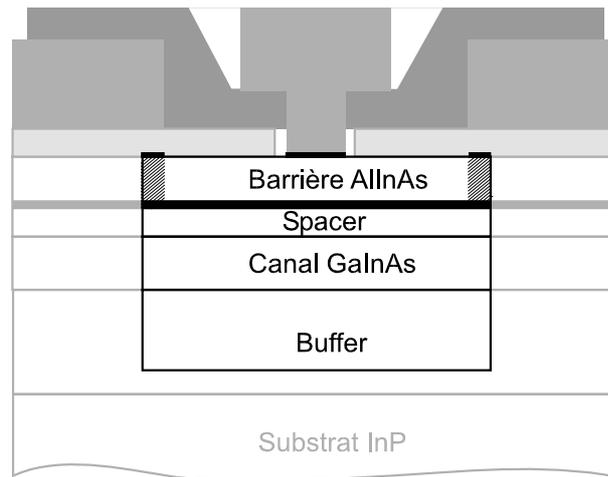


Figure IV-32 : LMHEMT simulé (traits noirs) lors d'une modélisation de type planar.

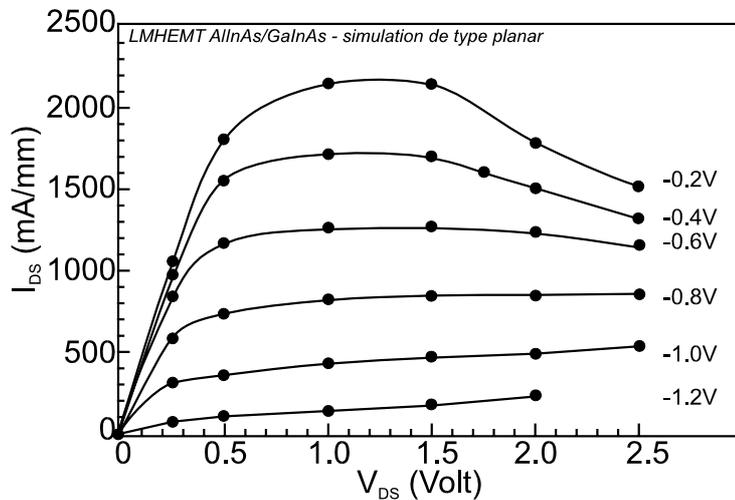


Figure IV-33 : caractéristiques I-V pour le LMHEMT planar.

Afin d'expliquer le phénomène de résistance différentielle négative, nous avons tracé les évolutions de données microscopiques le long de la structure dans le canal pour des tensions V_{DS} de 0.5 V, 1.0 V, 1.5 V, 2.0 V et 2.5 V. Il s'agit du potentiel (Figure IV-35), du champ électrique longitudinal (Figure IV-36), des vitesses (Figure IV-37) et énergies électroniques (Figure IV-38). Dans le cas du potentiel, on peut observer dans la région grille-drain une faible augmentation des tensions pour les faibles V_{DS} tandis que pour les tensions de drain supérieures à 2.0 V, une forte différence de potentiel apparaît. L'incidence sur les champs électriques est alors importante car on peut discerner deux modes (Figure IV-36) :

1. pour des tensions V_{DS} de 1.0 à 1.5 Volts, les champs sont plus importants sous la grille qu'en fin de zone grille-drain. Les électrons vont donc avoir des survitesses très élevées sous la grille avec un pic à $7 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ (Figure IV-37) et des vitesses plus faibles au drain ($2.8 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$) ;

2. pour des tensions de 2.0 à 2.5 V, les champs sont plus importants près du drain que sous la grille. Le régime quasi-ballistique sous la grille est beaucoup moins performant ($4 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$) et un régime de porteurs chauds survient à l'entrée du drain. Les électrons y sont plus énergétiques (Figure IV-38) et plus véloces ($3.3 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$) qu'avec les faibles tensions de drain.

Habituellement les phénomènes de résistance différentielle négative dans les FET sont liés aux transferts en vallées satellites [12], aux transferts en espace réel [13] ou à des phénomènes thermiques. Dans notre cas, il apparaît que le transport électronique sous la grille se dégrade par suite d'un déplacement, dans le canal, du maximum du champ électrique vers le drain avec V_{DS} . Cela a pour conséquence la réduction de I_{DS} à partir de 1.5 V.

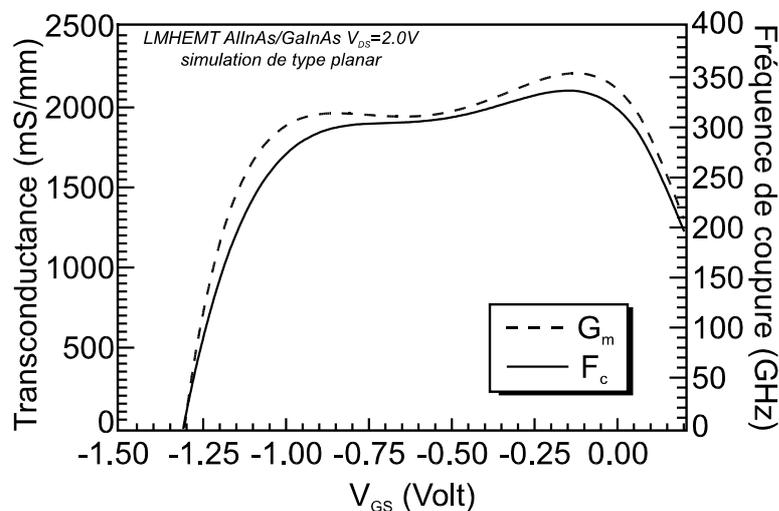


Figure IV-34 : transconductance et fréquence de coupure intrinsèques (LMHEMT planar).

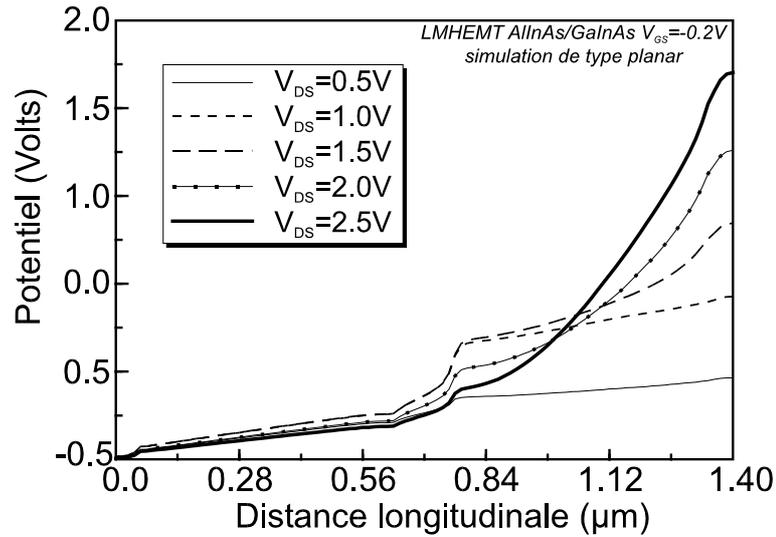


Figure IV-35 : potentiels dans le canal (LMHEMT planar).

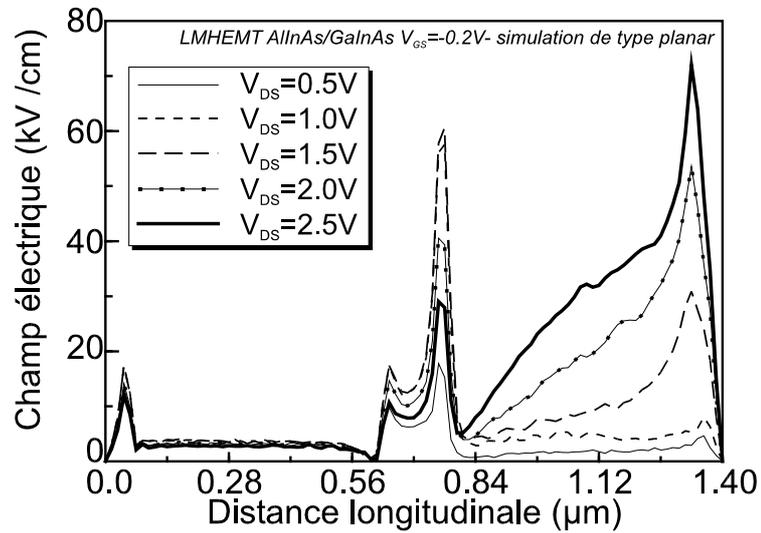


Figure IV-36 : champs électriques longitudinaux dans le canal (LMHEMT planar).

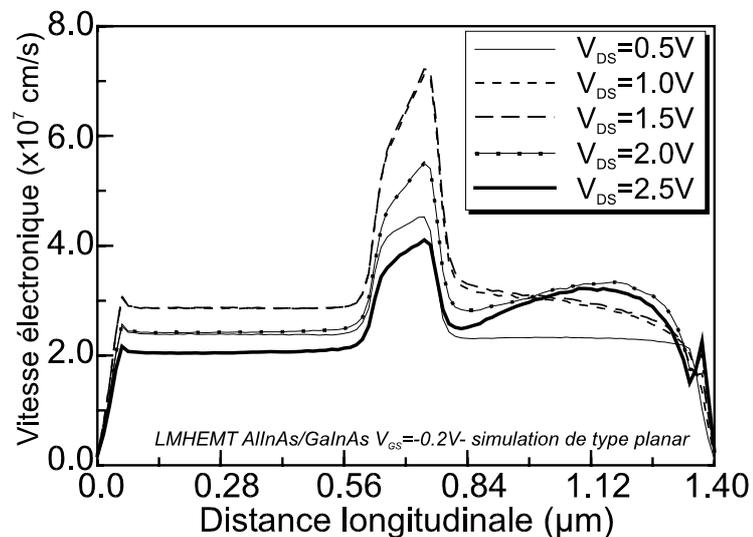


Figure IV-37 : vitesses électroniques longitudinales dans le canal (LMHEMT planar).

La répartition des événements ionisants dans la structure est reproduite sur la Figure IV-39 pour les tensions V_{GS} de -0.4 V et V_{DS} de 2.0 V. On constate que l'ionisation par choc est distribuée dans toute la zone entre la grille et le drain. Cette situation est logique car l'énergie moyenne des porteurs est élevée et pratiquement constante dans toute cette région (Figure IV-38).

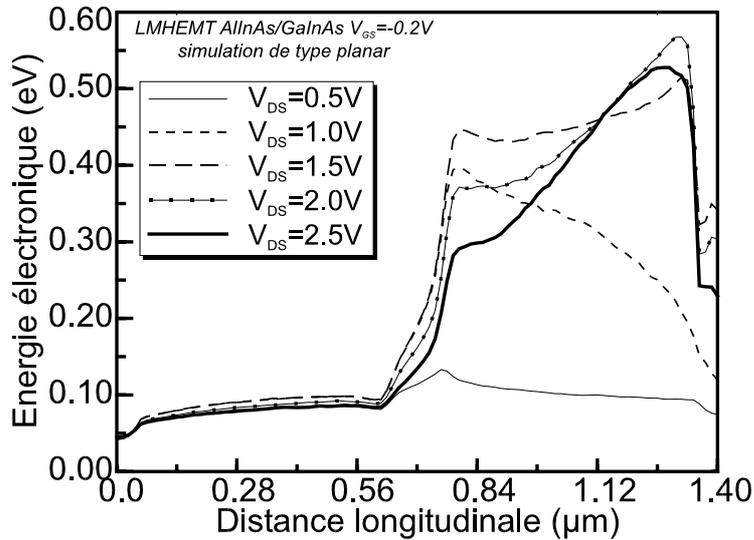


Figure IV-38 : énergies des électrons dans le canal (LMHEMT planar).

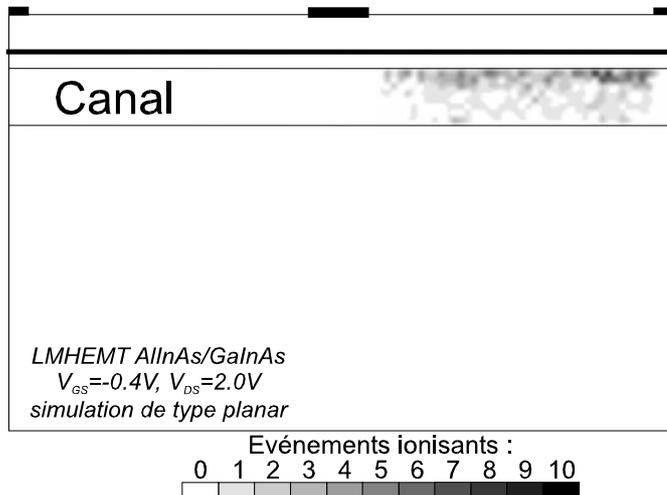


Figure IV-39 : événements ionisants dans le LMHEMT de type planar.

b) Simulation de LMHEMT à grille recessée

Pour la simulation de LMHEMT dans lequel on introduit le recess de grille, nous employons d'une part un cap layer dopé et, d'autre part, un cap layer non intentionnellement dopé afin de mettre en évidence l'importance de cette couche de surface.

(1) Structure à cap layer dopé

La structure réellement prise en compte pour mener ce nouveau type de simulation est schématisée sur la Figure IV-40. Les caractéristiques I-V de la Figure IV-41 fournissent des densités de courant de drain plus modestes que dans le cas du LMHEMT planar avec $I_{DS}=1500$ mA/mm pour $V_{DS}=2.5$ V et $V_{GS}=0.0$ V. La transconductance et la fréquence de coupure ne présentent plus qu'un pic lorsqu'on trace leur évolution selon V_{GS} sur la Figure IV-42. Ces maxima sont supérieurs à ceux obtenus pour le LMHEMT planar avec 1950 mS/mm et 350 GHz pour $V_{GS}=-0.2$ V~-0.3 V. Ceci est le signe d'un fonctionnement du transistor avec des courants en majeure partie de type TEGFET.

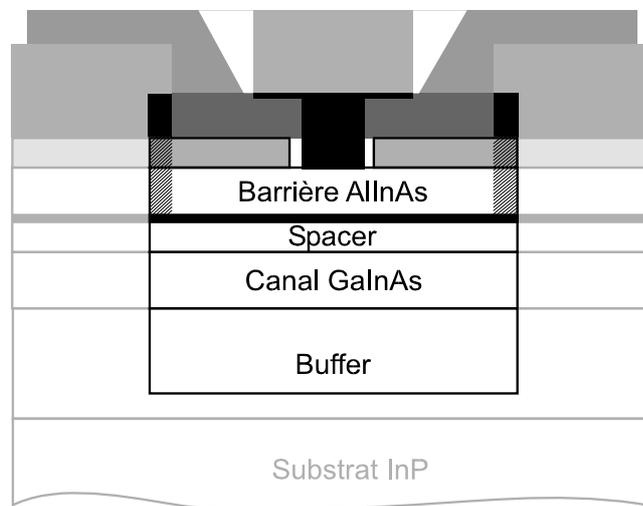


Figure IV-40 : LMHEMT simulée (traits noirs) lors d'une modélisation de type recessé.

L'évolution du champ électrique avec V_{DS} est à l'origine des dissemblances de fonctionnement entre les deux types de simulation. Sur la Figure IV-43 qui donne les variations du potentiel le long du transistor pour des tensions de drain entre 0.5 V et 2.5 V, on observe une forte variation en sortie de grille suivi par une évolution plus douce avant l'apparition d'un plateau quelque soit V_{DS} . Les champs électriques dans le canal (Figure IV-44) présentent alors des maxima dans une région proche de la grille et s'annulent près du drain. Les vitesses électroniques, que l'on représente sur la Figure IV-45, sont maximales exclusivement sous la grille où elles croissent jusqu'à saturation (9×10^7 cm.s⁻¹) avec V_{DS} .

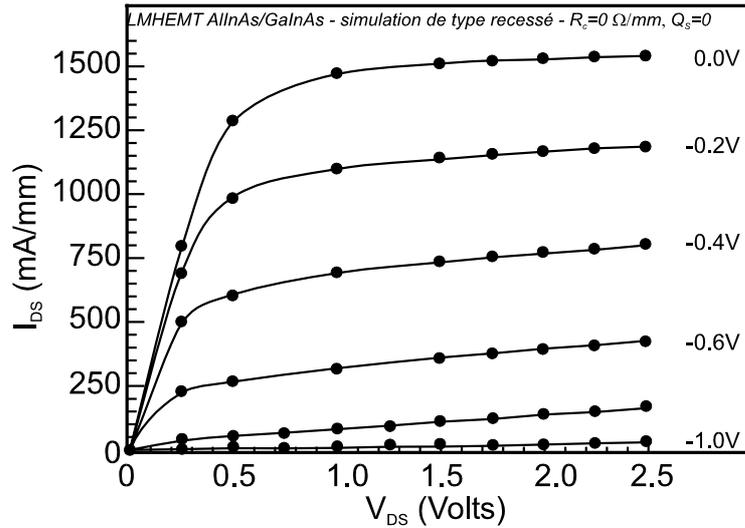


Figure IV-41 : caractéristiques I-V pour le LMHEMT avec recess.

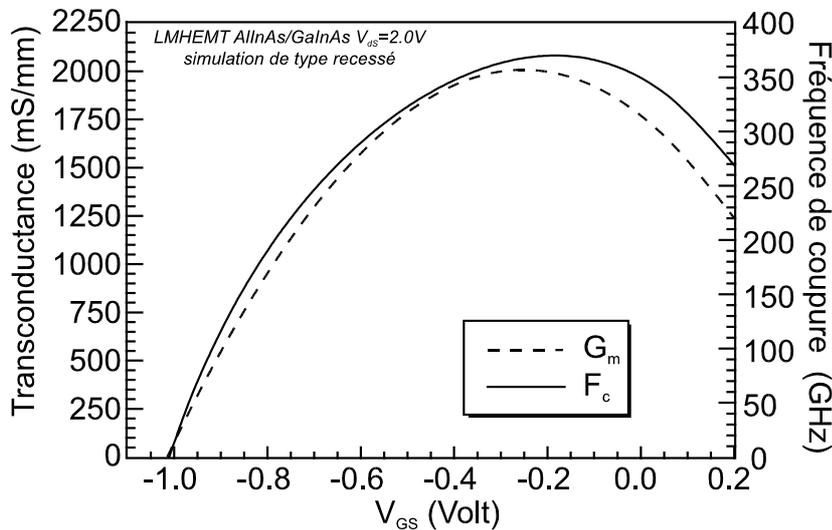


Figure IV-42 : transconductance et fréquence de coupure pour le LMHEMT avec recess.

Les électrons se montrant plus rapides sous la grille avec l'introduction du recess, il est normal de constater des énergies plus élevées en début de région grille-drain avec des phénomènes d'ionisations par conséquent plus importants. La représentation de l'énergie électronique dans le canal sur la Figure IV-46 fait apparaître une concentration importante de porteurs très énergétiques dans le canal du côté drain du recess. L'examen de la Figure IV-47, confirme la présence d'une forte densité d'événements ionisants dans cette région et on remarquera la présence de quelques événements dans le cap layer.

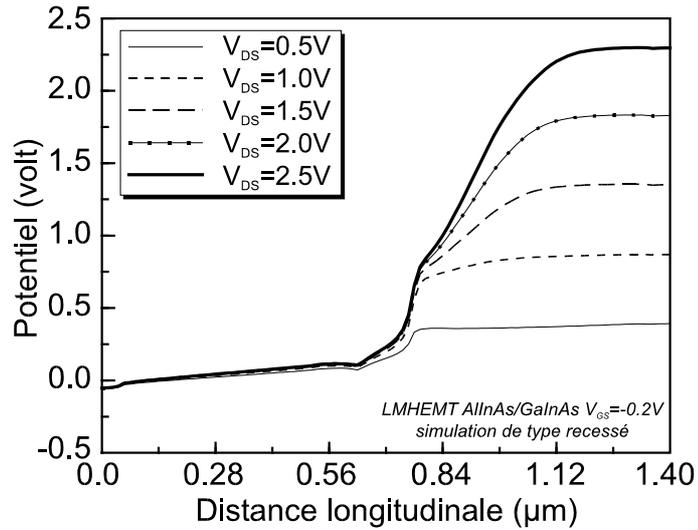


Figure IV-43 : potentiels électriques dans la canal pour le LMHEMT recessé.

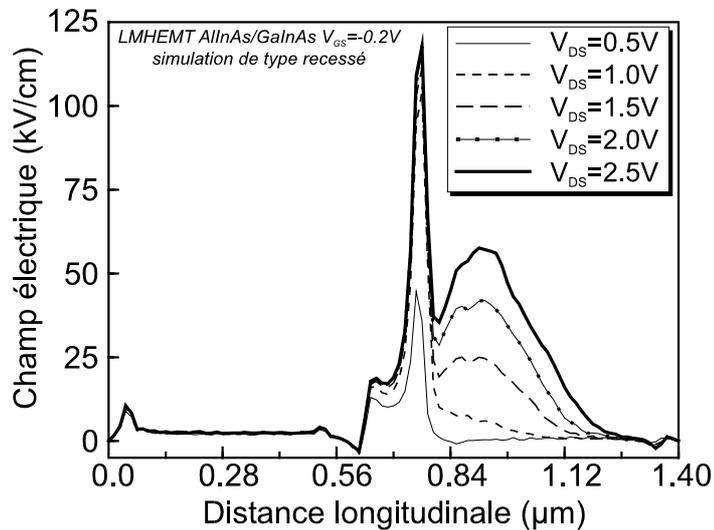


Figure IV-44 : champs électriques longitudinaux dans la canal pour le LMHEMT recessé.

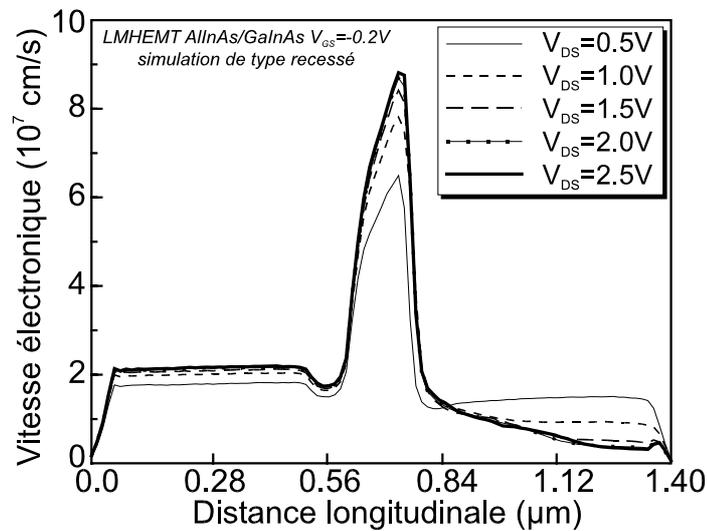


Figure IV-45 : vitesses électroniques dans le canal pour le LMHEMT recessé.

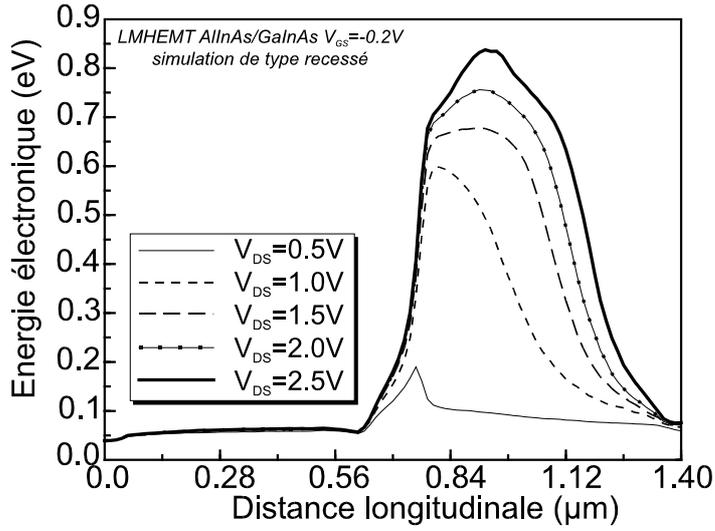


Figure IV-46 : énergies électroniques dans le canal pour le LMHEMT recessé.

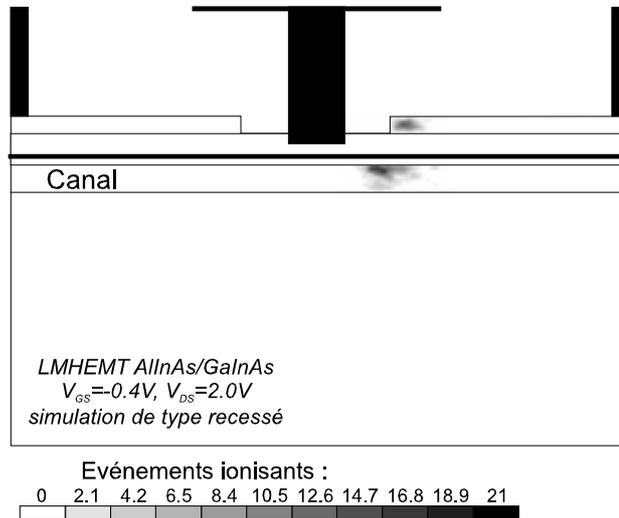


Figure IV-47 : événements ionisants dans le LMHEMT de type recessé.

(2) Structure à cap layer n.i.d.

Pour mettre en évidence l'impact du dopage du cap layer, nous avons effectué la modélisation de LMHEMT à recess de grille avec une couche de surface non intentionnellement dopée (Figure IV-48). Le résultat peut s'observer sur les courants de drain dont les évolutions selon V_{DS} sont présentées sur la Figure IV-49. Le phénomène de résistance différentielle négative réapparaît à partir de $V_{DS}=1.5$ V. Nous pouvons vérifier, en examinant les potentiels dans le canal pour plusieurs tensions de drain, sur la Figure IV-50, que leur évolution avec V_{DS} est identique à celle rencontrée dans le cas de LMHEMT planar.

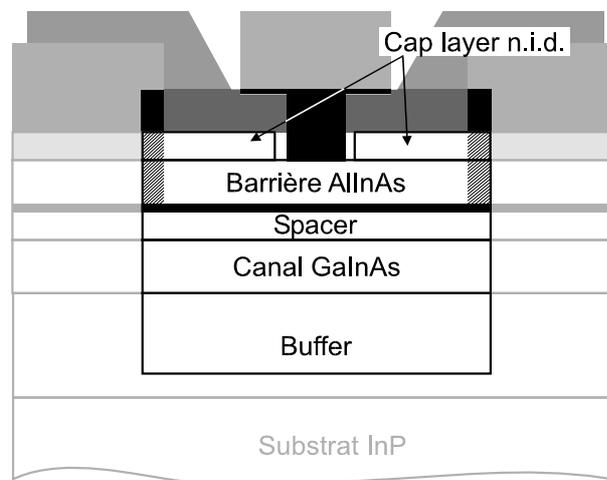


Figure IV-48 : structure recessée simulée pour le LMHEMT à cap layer n.i.d. .

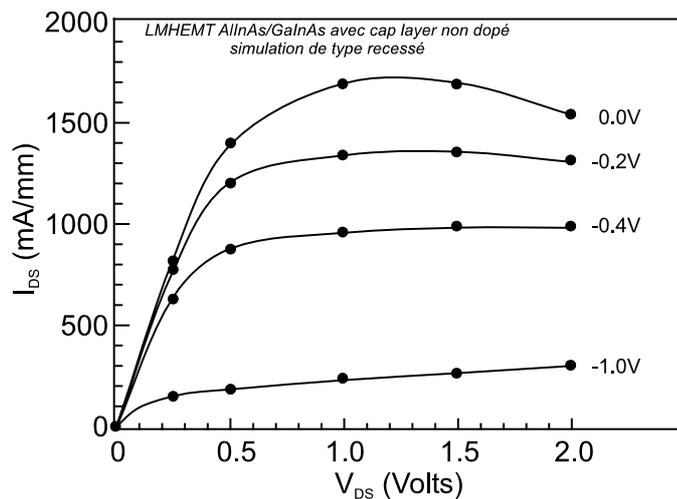


Figure IV-49 : réseau de caractéristiques I-V du LMHEMT avec recess et cap layer n.i.d.

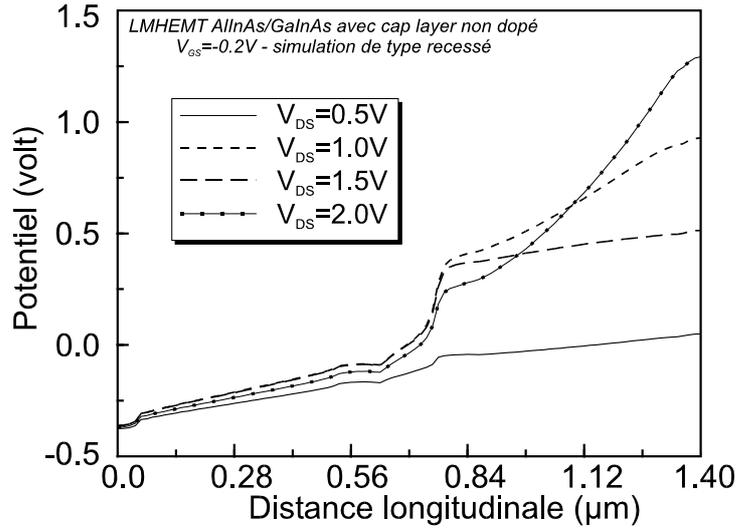


Figure IV-50 : potentiel dans le canal pour le LMHEMT à grille recessée et cap layer n.i.d.

Afin de bien analyser l'influence du cap layer sur le fonctionnement du LMHEMT, une comparaison des cartes de potentiel dans les cas de cap layer non dopé et dopé à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-0.4$ V est proposée par la Figure IV-51. On observe dans le cas du cap layer dopé ($5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) un resserrement des lignes de potentiel dans toutes les couches du transistor juste après le flan vertical côté drain du recess de grille, ce qui a pour effet de générer des pics de champ électriques importants. Par contre, si le cap layer n'est pas dopé, le potentiel se développe dans tout l'espace grille drain générant un niveau de champ électrique pratiquement uniforme dans toute cette région. Des travaux comparatifs sur l'incidence des couches de surfaces ont été réalisés par J. Dickmann [14]. Ils portent sur un HEMT d'une part avec un cap layer épais (10 nm, $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) non déplété et d'autre part avec un cap layer fin (3 nm, $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) déplété. Dans les deux cas, les cap layer permettent la réalisation de bons contacts ohmiques et une excellente protection du gaz2D des effets dus aux surfaces libres. L'auteur observe dans le premier cas des performances assez modestes à cause de courants de fuite élevés, d'une tension de claquage faible, de g_D et C_{GD} élevés. Il conclut à la création d'un plan équipotentiel s'étendant du drain jusque dans une région proche de la grille, ce qui induit des champs électriques très élevés près de cette électrode. Dans le cas du cap layer déplété, les performances s'améliorent largement grâce à la suppression des forts pics de champ et de leurs conséquences sur le transport de charges. On se rend donc compte que le choix des paramètres concernant les couches de surface peut faire l'objet d'une étude très détaillée car l'influence de ces couches est primordiale.

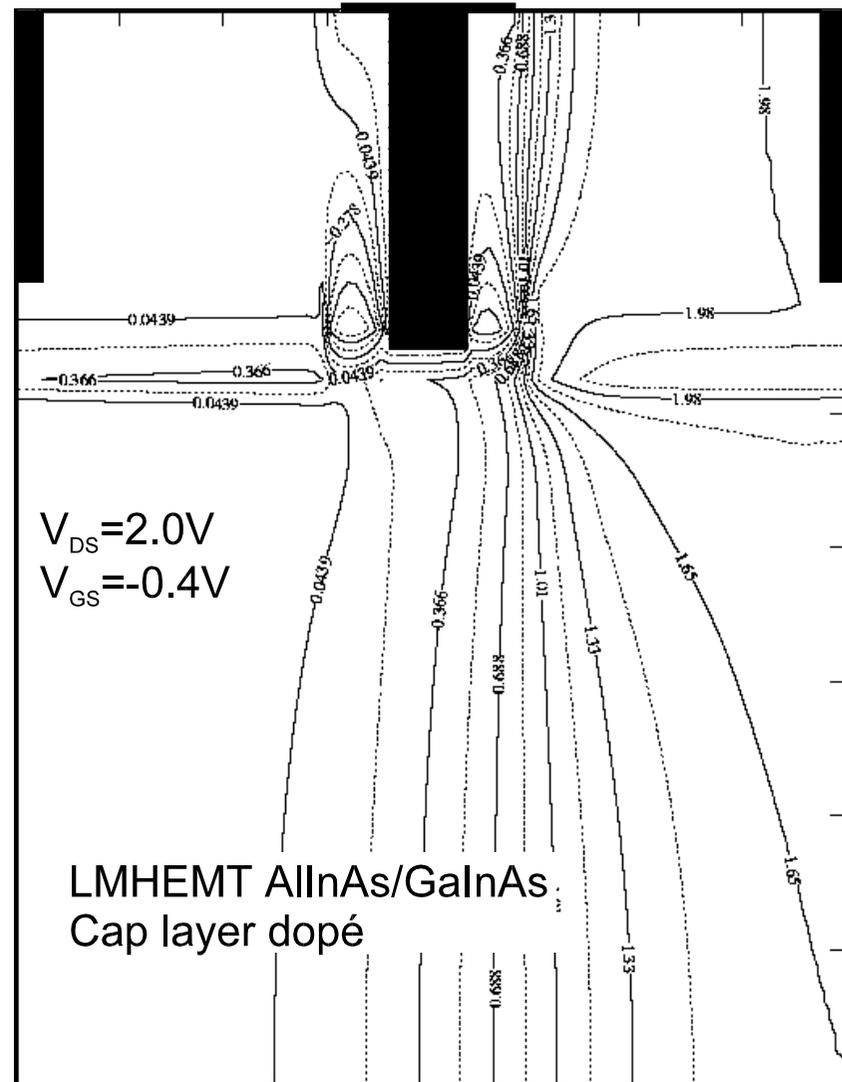
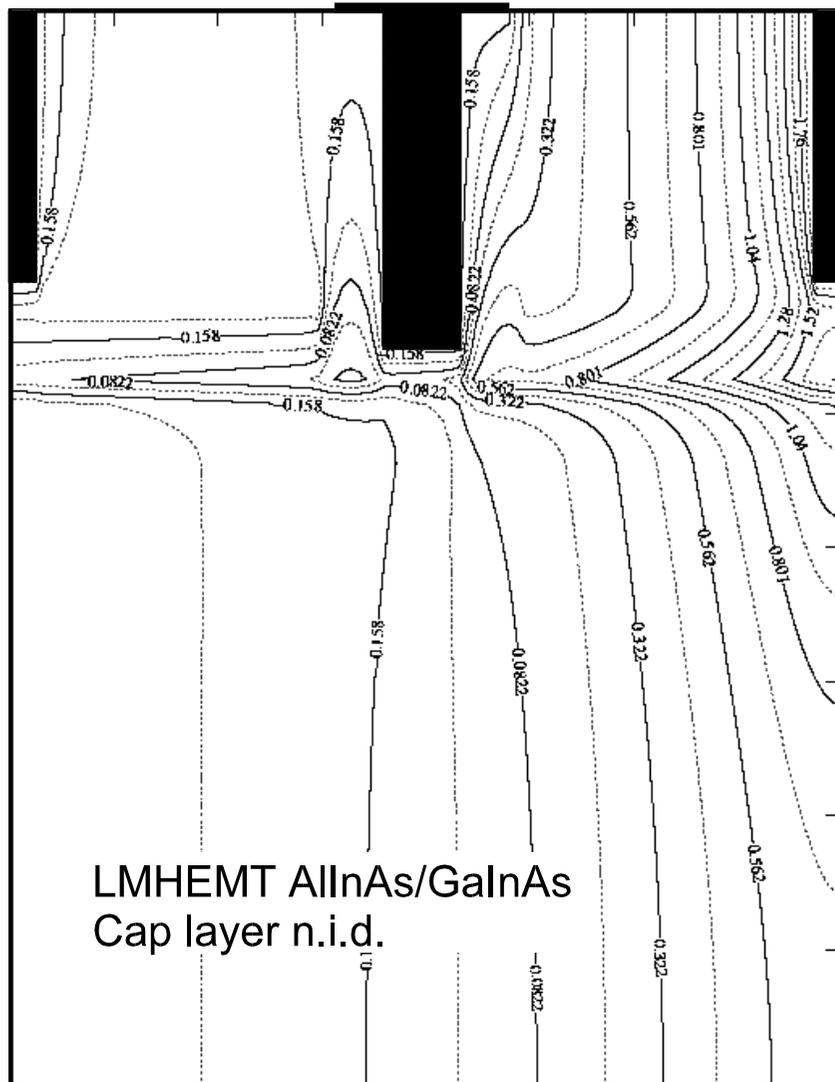


Figure IV-51 : carte de potentiel dans un LMHEMT à cap layer n.i.d (a gauche) et d'un LMHEMT à cap layer dopé à $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (a droite)

c) Conclusion

Trois points importants constituent notre conclusion sur les types de modélisation utilisables pour les LMHEMT. La simulation d'une structure non complètement réaliste, c'est à dire sans recess de grille, peut parfois engendrer des évolutions bien différentes de celles obtenues expérimentalement alors que dans la plupart des cas elle s'est avérée tout à fait satisfaisante. Le fait d'utiliser des cap layer dopés permet de prolonger le potentiel de drain plus près de la zone de grille donc de diminuer la résistance des couches mais génère une zone de champ électriques très élevés qui concentre les phénomènes d'ionisation sous le recess de grille. Dans les deux configurations possibles, les courants ainsi que les transconductances et fréquences de coupure sont bien supérieures aux valeurs expérimentales classiques. L'introduction de certains paramètres supplémentaires, relatifs à la présence du recess notamment et décrits dans le paragraphe suivant, pourrait nous permettre de nous placer dans des conditions de simulation plus proches de la réalité expérimentale.

2. Influences de paramètres technologiques

La prise en compte d'un recess de grille, du dépôt de grille et du transistor en général fait intervenir certains paramètres difficilement maîtrisables technologiquement ou mesurables expérimentalement. C'est pourquoi nous ne les avons pas introduit naturellement comme les autres paramètres classiques, i.e. L_G , épaisseur et dopage des couches..., dans nos simulations. Il nous a semblé préférable d'étudier leur influence pour permettre de calibrer judicieusement notre simulateur.

Le potentiel aux surfaces libres du transistor et plus précisément dans le recess où il joue un rôle important, fait partie des facteurs assez délicats à préciser. Sa détermination nécessite une série d'ajustements par comparaison théorie-expérience, ce qui engendre généralement une longue période d'essais souvent infructueux. L'action quelque fois mal contrôlée de l'acide succinique pour réaliser le recess ou la diffusion involontaire du platine de la grille dans la couche d'AlInAs lors de recuits sont autant de facteurs qui modifient les caractéristiques électriques intrinsèques de nos composants. La variation des dimensions du recess, conjugué à "l'enterrement" de la grille peut expliquer l'obtention de transistor avec des caractéristiques fort différentes pour la même technologie. Enfin des variations de la résistance des contacts, facteur extrinsèque qui s'avère très influent sur les performances,

peuvent également permettre d'obtenir des caractéristiques proches des mesures expérimentales.

a) Potentiel de surface

(a) Mise en oeuvre

Aux surfaces d'un transistor, la périodicité cristalline est rompue : les orbitales, qui forment les liaisons pendantes assurant normalement la formation du réseau, se recombinent et donnent naissance à des états dont les niveaux d'énergie peuvent se situer dans la bande interdite. Cela tend à provoquer une zone de désertion et réduire le courant de drain. De plus des oxydes natifs apparaissent à la surface des matériaux non recouverts créant par la même des défauts et des états piégeants modifiant d'autant plus le fonctionnement des transistors. On procède alors à la passivation de la surface du composant pour supprimer les perturbations et les évolutions dues à des agressions extérieures de types électriques, physico-chimiques (oxydation) ou thermiques. Elles peuvent être à l'origine de désordre d'alliage au voisinage de la surface ou de migration d'atomes d'indium à la surface. L'impératif est la stabilité des performances électriques en essayant d'éliminer les états de surface par une passivation électrique empêchant la formation d'états d'interface dans la bande interdite.

Quelques articles mentionnent des mesures de potentiel de surface [15,16] et certains auteurs ont essayé de les déterminer analytiquement [17,18]. Leurs résultats sont peu exploitables dans notre cas car, soit ils correspondent à d'autres types de matériaux, soit les modèles ne prennent pas en compte tous les éléments parasites qui dépendent de la technologie utilisée. Une méthode simple et souvent reprise [19,20] consiste à utiliser l'expression (IV-1) dans le cas simple d'une couche dopée :

$$(IV-1) \quad Q_s = \sqrt{\frac{2V_s \epsilon N_D}{q}}$$

avec Q_s la densité de charges à placer en surface, V_s le potentiel de surface que l'on désire imposer et N_D le dopage de la couche de semi-conducteur. Cette expression ne peut s'appliquer au cas d'une couche d'AlInAs non dopée et contenant un dopage plan. Nous avons donc décidé de suivre une méthode simple qui consiste à ajuster la densité de charges à placer en surface pour obtenir des courants du même ordre de grandeur que ceux déterminés par l'expérience aux mêmes polarisations [21]. La présence d'une importante densité surfacique

de charge au voisinage de la grille modifie radicalement la carte des champs électriques longitudinaux. Dans le cas d'un transistor planar il est possible d'imposer un potentiel de surface dans une région restreinte pour simuler la zone de recess (Figure IV-52). On constate, sur la courbe d'évolution du champ électrique en surface de la Figure IV-53, qu'avec le potentiel de surface ($Q_s=1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), des pics supplémentaires apparaissent. De plus, les pics, déjà existants sans charge de surface, s'inversent avec des valeurs absolues plus élevées. On peut aussi remarquer l'élimination du pic se trouvant au drain avec l'introduction de charges de surface, ce qui supprime les résistances différentielles négatives des caractéristiques I-V observées pour le LMHEMT planar au paragraphe C-1-a) .



Figure IV-52 : utilisation de potentiel de surface dans le transistor planar pour simuler la présence de recess.

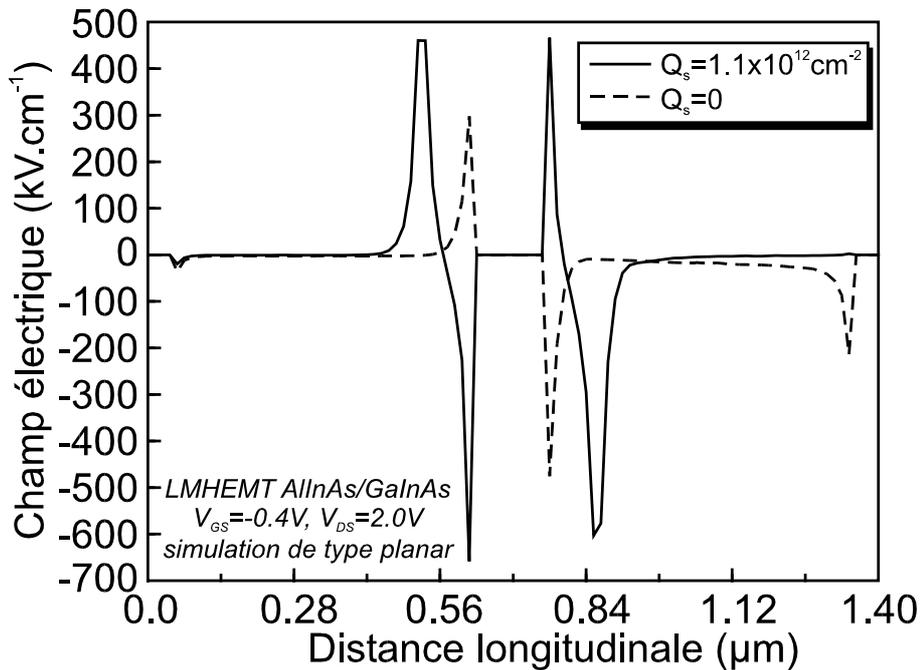


Figure IV-53 : champ électriques longitudinaux en surface dans le cas d'un LMHEMT planar avec ou sans potentiel de surface.

Dans le cas d'une structure à recess de grille (Figure IV-54), les modifications du champ électrique longitudinal sont semblables à celles observées dans le cas de la structure planar. Représenté sur la Figure IV-55, le champ électrique peut présenter un pic très important du côté source du recess (350 kV/cm) et aussi du côté drain (-600 kV/cm). Sans charge de surface (traits pointillés sur la courbe), le premier pic correspond à un champ attractif de -100 kV/cm et le second côté drain est nettement moins élevé avec -130 kV/cm pour un cap layer dopé et +30 kV/cm pour un cap layer non dopé. Les potentiels imposés en surface par des densités de charge nulle et égale à $1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sont tracés dans le graphe de la Figure IV-56. Dans la zone du recess du côté source par rapport à la grille, le potentiel est négatif avec -0.8 V avec les charges et positif avec 0.4 V sans charge.

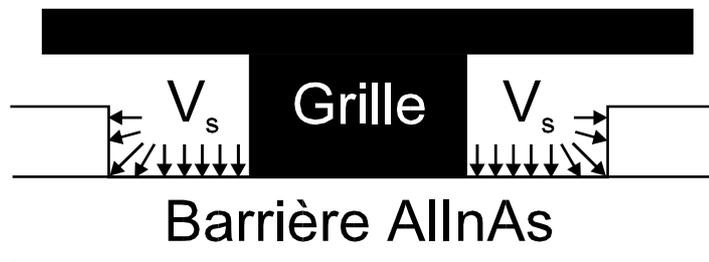


Figure IV-54 : présence du potentiel de surface dans le transistor à recess de grille.

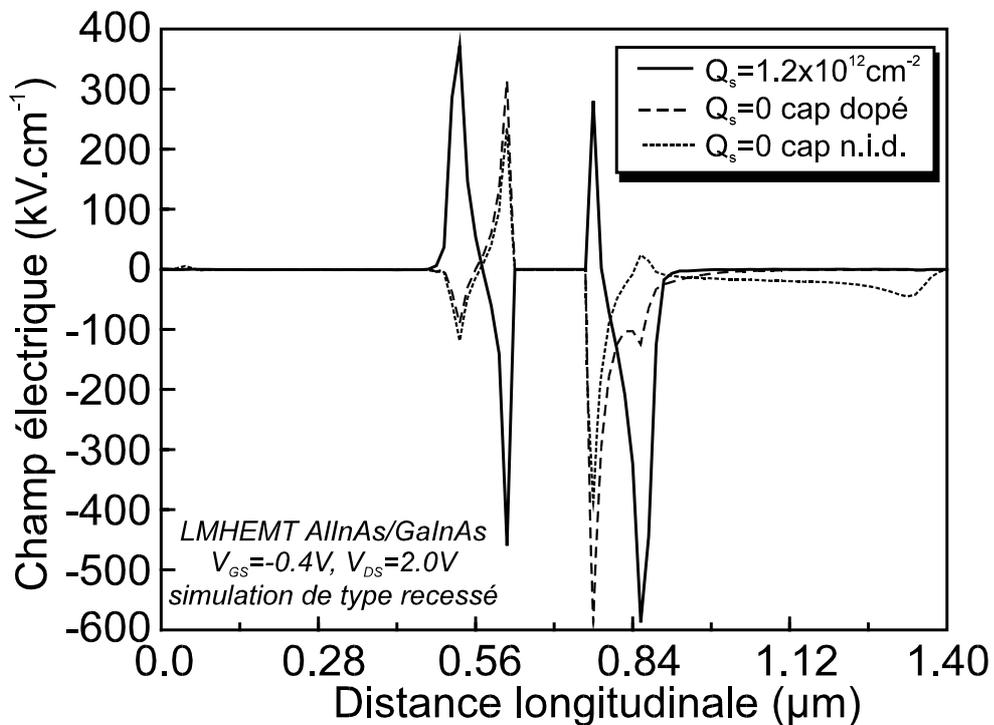


Figure IV-55 : modification du profil du champ électrique longitudinal dans le bas du recess de grille par la présence de charges surfaciques.

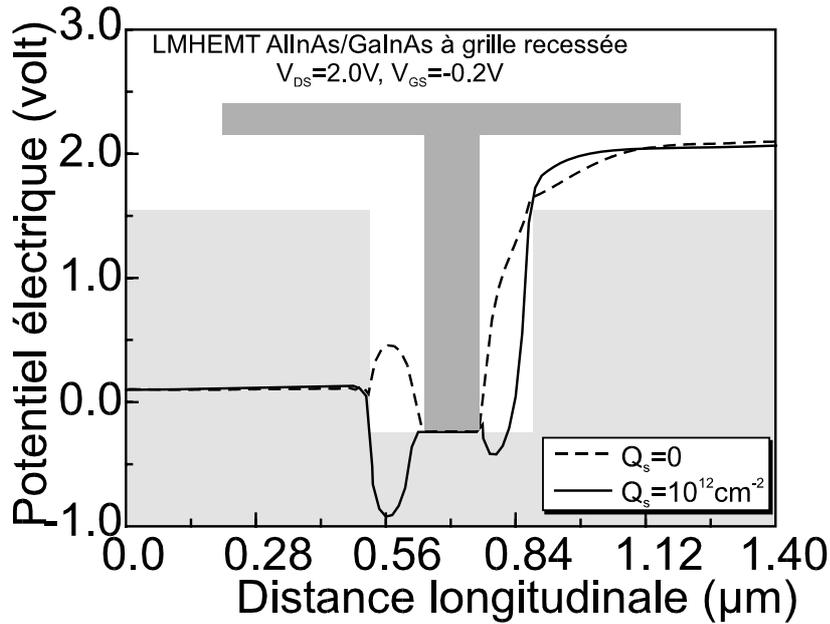


Figure IV-56 : potentiel en surface et à l'interface cap layer/couche donneuse avec et sans charge de surface sur les parois du recess.

(b) Influence sur les performances

Connaissant les lourdes modifications amenées par des charges en surface sur les potentiels et les champs dans la région du recess, on peut s'attendre à d'importants changements dans les performances du transistor. Des caractéristiques I-V du même LMHEMT ont été calculées pour quatre valeurs de Q_s (10^{12} , 1.07×10^{12} , 1.14×10^{12} et 1.21×10^{12} cm^{-2}) et sont fournies sur la Figure IV-57. Dans les conditions de polarisation $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-0.2$ V, le courant I_{DS} passe successivement pour des densités Q_s croissantes à 660, 550, 440 et 280 mA/mm, faisant preuve d'une sensibilité très importante avec le potentiel de surface autour de $Q_s=10^{12}$ cm^{-2} . De même les transconductances représentées sur la Figure IV-58 et les fréquences de coupure du gain en courant sur la Figure IV-59 subissent les effets du potentiel de surface comme d'autres travaux sur les FET l'ont montrées auparavant [19,20,22,23]. Avec une densité de 10^{12} cm^{-2} , les maxima de g_m et f_c sont 1100 mS/mm et 250 GHz, valeurs bien inférieures aux 2000mS/mm et 350 GHz obtenus avec $Q_s=0$. Les principales raisons sont la réduction des concentrations dans le canal et l'augmentation des transferts en espace réel causés par l'élévation des pics de champs. En élevant les densités jusqu'à 1.21×10^{12} cm^{-2} , les performances s'écroulent pour donner une transconductance et une fréquence de coupure maximales de 600 mS/mm et 150 GHz. Les tensions V_{GS} correspondant à ces maxima se sont décalées vers les valeurs positives de 0.45 V pour g_m et 0.15 V pour f_c . Nous n'avons pas réalisé d'étude particulière dans ce sens, mais il

faut s'attendre à ce que le potentiel de surface modifie également la tenue en tension des transistors [24] et leur conductance de sortie.

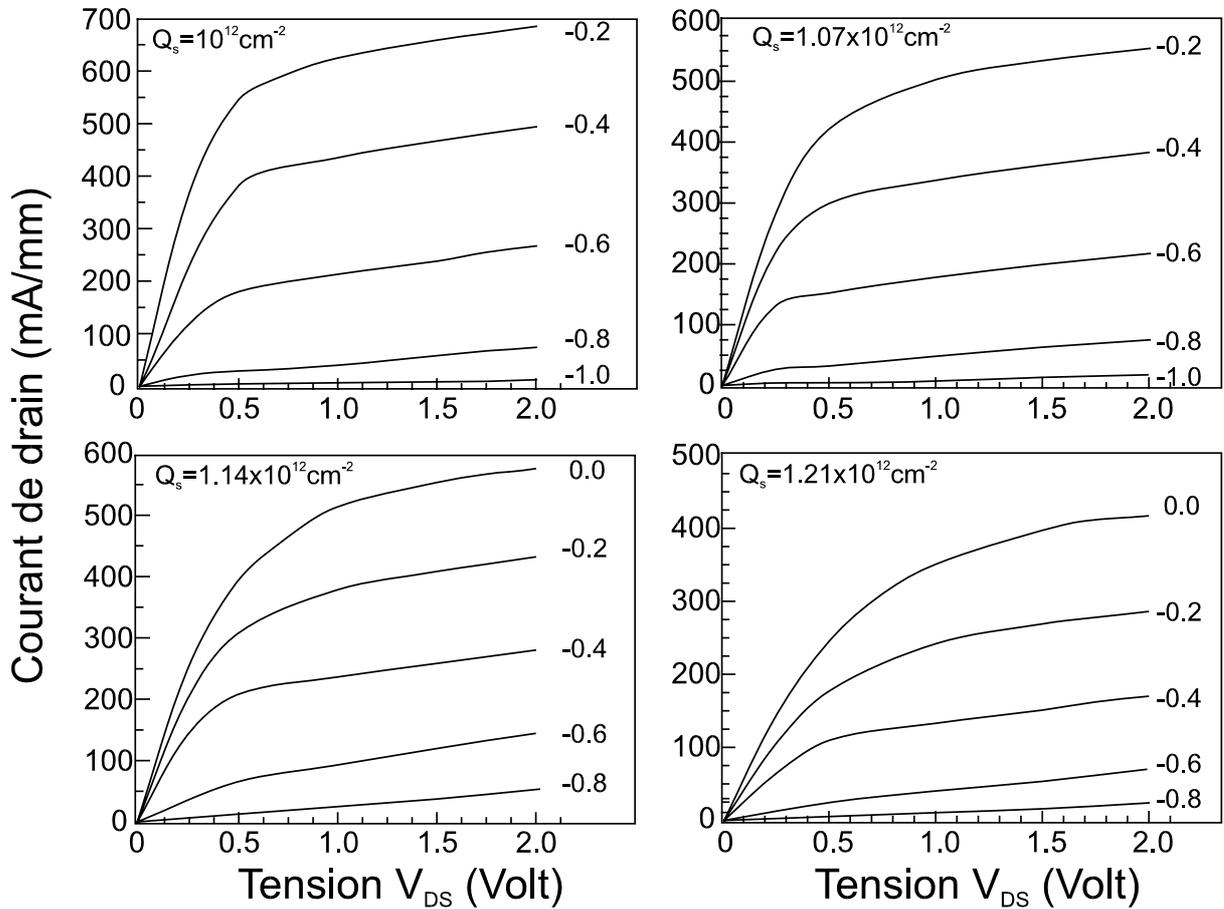


Figure IV-57 : caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ de LMHEMT sur InP pour quatre densités de charges surfaciques différentes dans le recess.

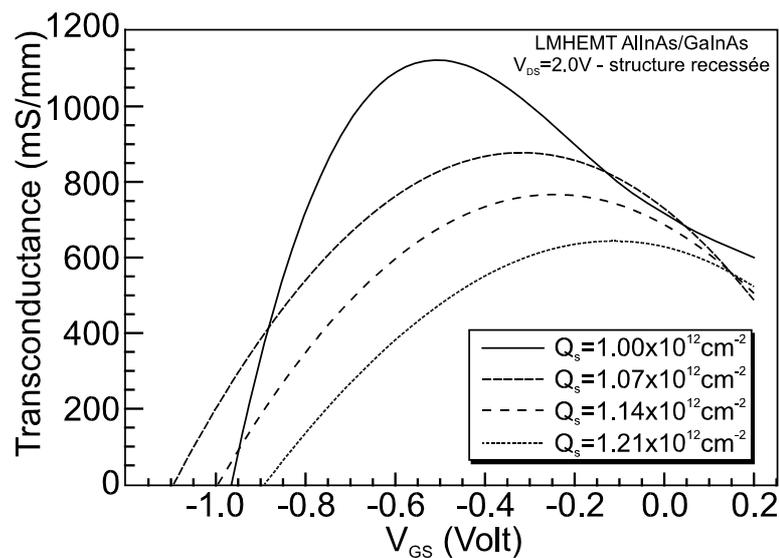


Figure IV-58 : évolution de la tranconductance avec V_{GS} pour différentes densités de charges sur les parois du recess.

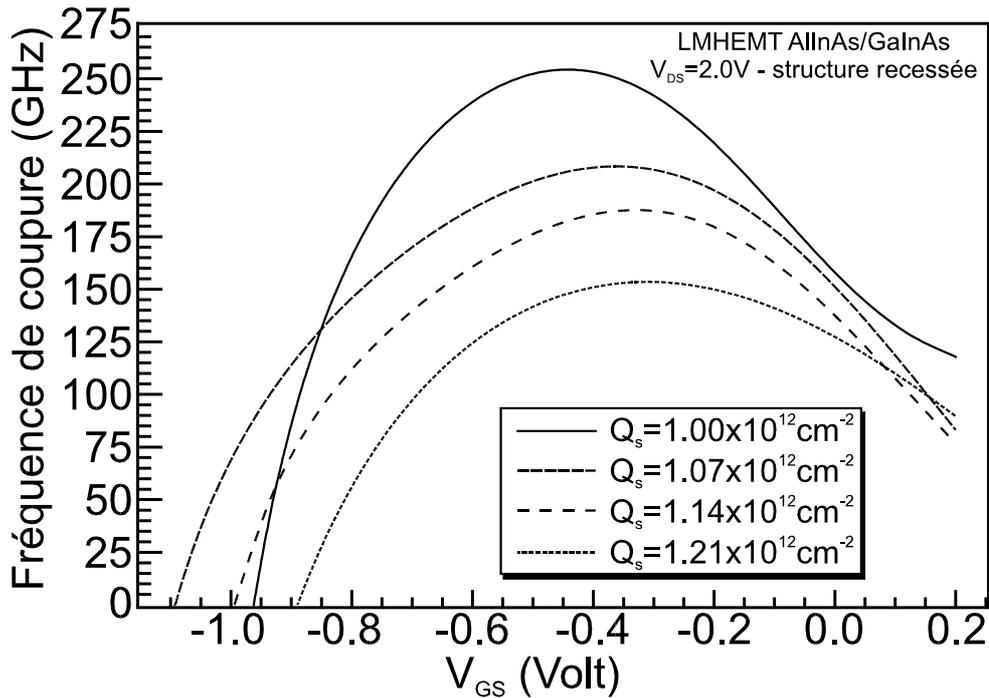


Figure IV-59 : évolution de la fréquence de coupure intrinsèque en courant avec V_{GS} pour différentes densités de charges sur les parois du recess.

b) Dimensions du recess

La gravure du cap layer, pour l'obtention du recess de grille, par l'acide succinique nécessite un étalonnage précis car une légère variation du temps d'attaque peut provoquer des variations importantes de la quantité de semi-conducteur dissout. On a reporté, sur la Figure IV-60, la largeur et la profondeur du recess selon la durée d'attaque chimique sur un cap layer de 100 Å. La sélectivité entre $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ et $Al_{0.48}In_{0.52}As$ est environ 70 avec une vitesse d'attaque de 6 à 8 Å/min sur le composé à base d'aluminium. Il a suffi de moins de 30 secondes pour retirer la couche de surface sur une largeur de 187 nm. Ensuite l'acide succinique s'en prend à la barrière d'AlInAs qu'elle retire beaucoup moins rapidement que le GaInAs ce qui explique la saturation de la courbe de la profondeur d'attaque. Au bout de quatre minutes, le recess peut s'étaler sur 723 nm avec une profondeur de 175 Å seulement.

Le but de ce paragraphe est d'estimer l'influence de 30 secondes d'attaque chimique supplémentaires sur le composant. Pour 120 s de temps d'attaque, les dimensions du recess sont 476 nm en largeur et 162 Å en profondeur. Ne disposant que d'un pas de discrétisation verticale de 25 Å, une profondeur de 175 Å a été adoptée (Figure IV-61). La charge surfacique imposée sur les parois du recess est 10^{12} cm^{-2} . Les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ de la Figure IV-62 montrent, par rapport au graphe en haut à gauche de la Figure IV-57, une dégradation assez importante des courants. On obtient un maximum à

$V_{GS}=0.2$ V et $V_{DS}=2.0$ V de 275 mA/mm contre 660 mA/mm avec un temps d'attaque de 90 s. Le retrait d'une grande partie de la couche de surface a provoqué la réduction des concentrations de charges dans les couches sous le recess, par l'action du potentiel de surface. Sur la Figure IV-63, les densités surfaciques de charges dans le canal le long du transistor ont été tracées dans le cas de gravures de 90 et 120 s. Elles montrent que les électrons sont environ 2 fois plus nombreux dans le cas où l'attaque chimique est la plus brève.

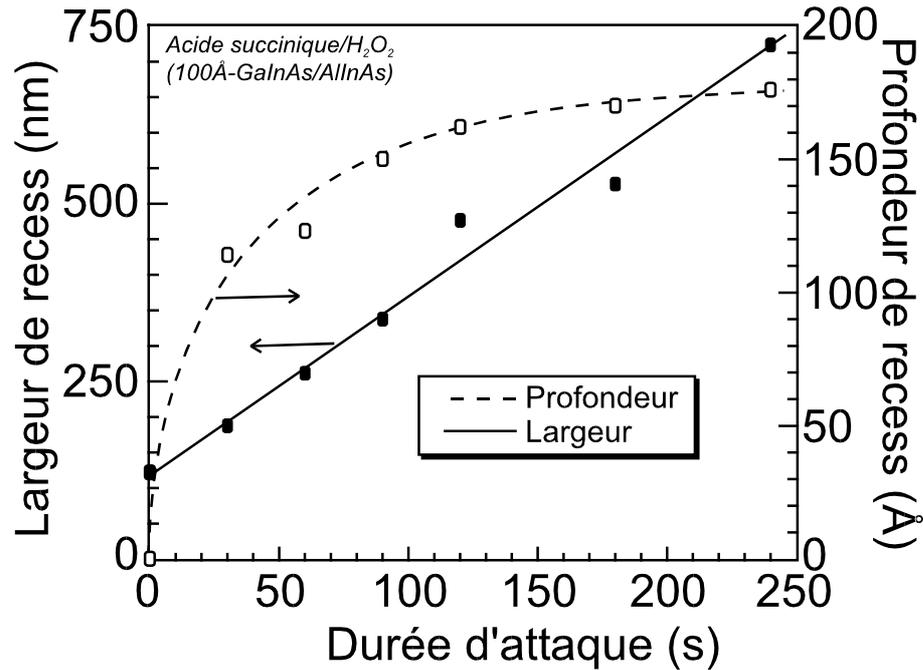


Figure IV-60 : largeur et profondeur de recess selon la durée d'attaque par acide succinique.

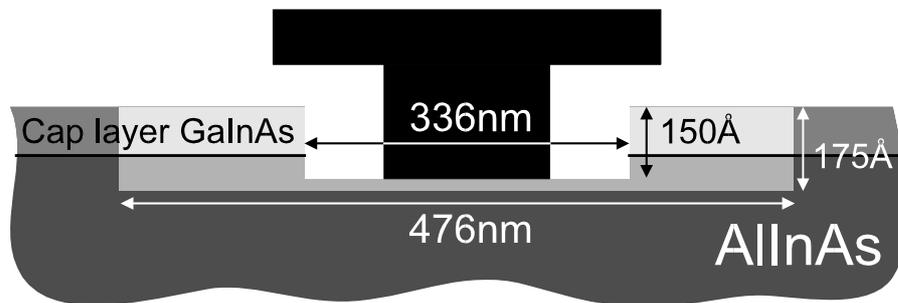


Figure IV-61 : dimensions de recess simulées pour des temps d'attaque de 90 et 120 s.

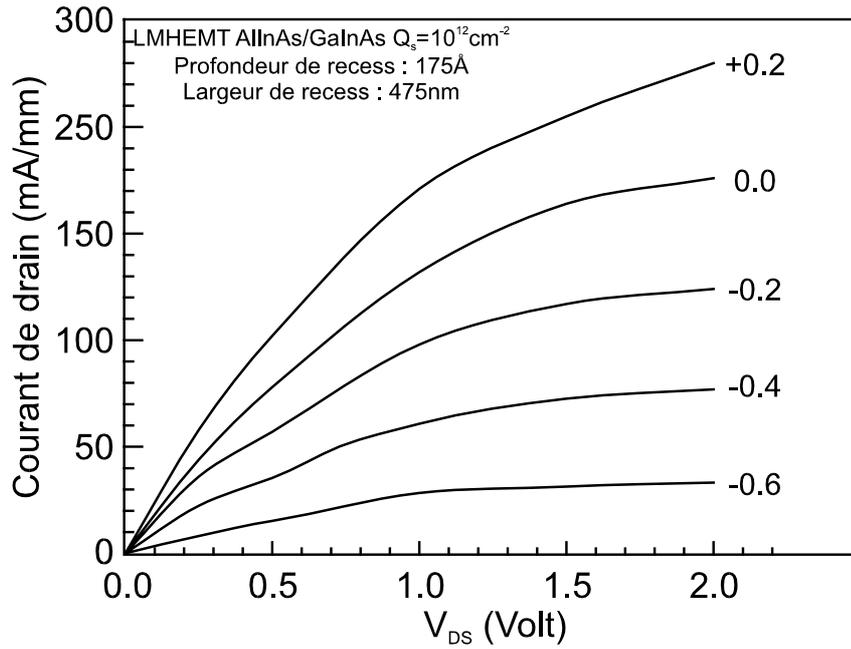


Figure IV-62 : caractéristiques I-V d'un LMHEMT AllnAs/GaInAs pour une gravure de recess de 120 s.

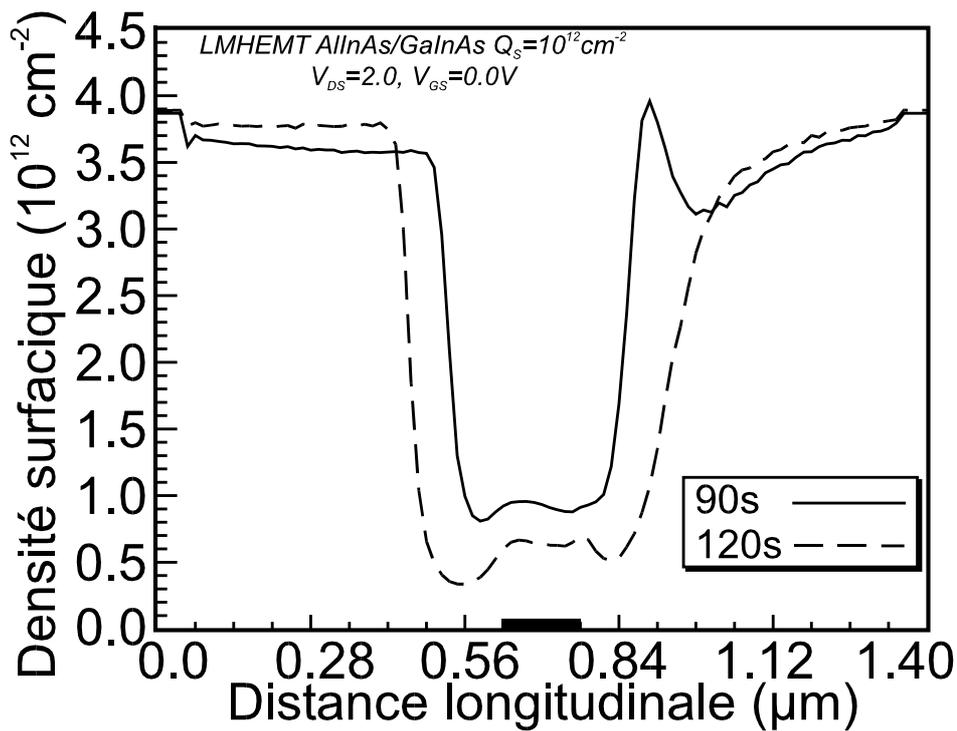


Figure IV-63 : densités surfaciques de charges dans le puits pour des LMHEMT subissant des attaques chimiques d'acide succinique de 90 s et 120 s pour la réalisation du recess.

c) Diffusion de la grille

La diffusion de métal provenant de la grille dans la couche donneuse d'AlInAs est le résultat de l'élévation de la température. Elle peut être involontaire et se réaliser lors de la fabrication du transistor [25] ou lors de son fonctionnement. Dans la plupart des cas, comme il s'agit d'un procédé non maîtrisé, les performances sont amoindries [26]. On peut aussi décider de modifier volontairement les caractéristiques du transistor en lui faisant subir un recuit contrôlé. K.J. Chen [27,28] a provoqué la diffusion de 40 Å de platine dans l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ pour former du PtAs_2 par un recuit à 250°C pendant 5 secondes. La tension de seuil de son LMHEMT doté d'une grille en Pt/Ti/Pt/Au de longueur 0.5 µm s'est accrue de 0.25 V. Le maximum de transconductance à $V_{DS}=2.0$ V est passé de 1030 mS/mm pour $V_{GS}=0.35$ V à 1170 mS/mm à $V_{GS}=0.5$ V. Avec une grille de même type mais plus courte (0.3 µm), A. Mahajan [29] a exposé des LMHEMT AlInAs/GaInAs à une température de 375°C durant 60 secondes. La diffusion de la grille a entraîné l'augmentation de la tension de seuil de -68 mV à 171 mV et de la transconductance maximale qui passe de 677 mS/mm ($V_{GS}=0.2$ V) à 697 mS/mm ($V_{GS}=0.4$ V). La conductance de sortie subit par contre une réduction sensible de 40 mS/mm à 22 mS/mm.

L'étude théorique de l'influence de la diffusion de la grille peut être réalisée en imposant le potentiel V_G dans la zone de la barrière juxtaposant la base de l'électrode. Cette démarche qui ne prend en compte que l'expansion verticale est approximative car on peut supposer qu'en réalité le métal diffuse dans plusieurs directions. La diffusion réelle augmente probablement la longueur effective de la grille et du même coup les capacités de grille. La profondeur de diffusion a été fixée à 50 Å (Figure IV-64). Les résultats électriques obtenus sont présentés sur la Figure IV-65 pour les courants de drain et sur la Figure IV-66 pour la transconductance. Dans le premier cas, on remarque que le fait d'enterrer la grille provoque une réduction du courant pour toute la gamme des tensions V_{GS} et modifie la tension de pincement qui passe de -1.4 V à -1.0 V. Sur le deuxième graphe, on note une augmentation et un déplacement vers les tensions positives du maximum de la transconductance de 800 mS/mm pour $V_{GS}=-0.75$ V à 1100 mS/mm pour $V_{GS}=-0.5$ V. On constate une grande similitude avec les résultats expérimentaux de Chen [27] qui sont tracés en médaillon en haut à droite de la Figure IV-66.

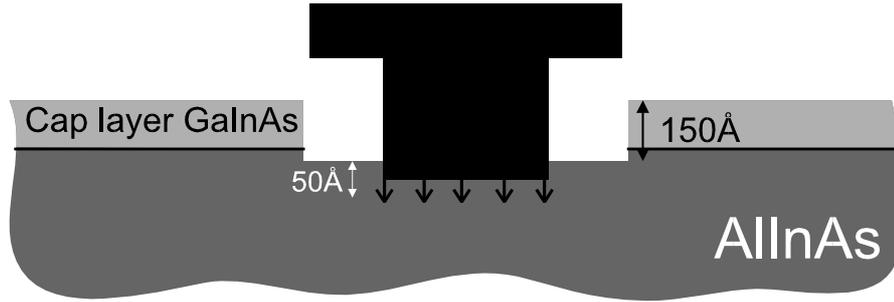


Figure IV-64 : simulation de la diffusion de la grille par imposition du potentiel dans les cases sous l'électrode.

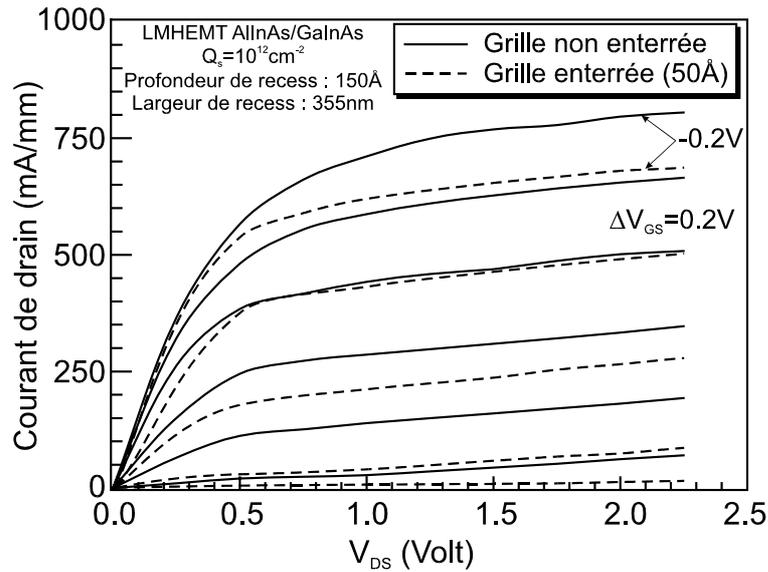


Figure IV-65 : caractéristiques I-V des LMHEMT sur InP avec et sans diffusion de grille.

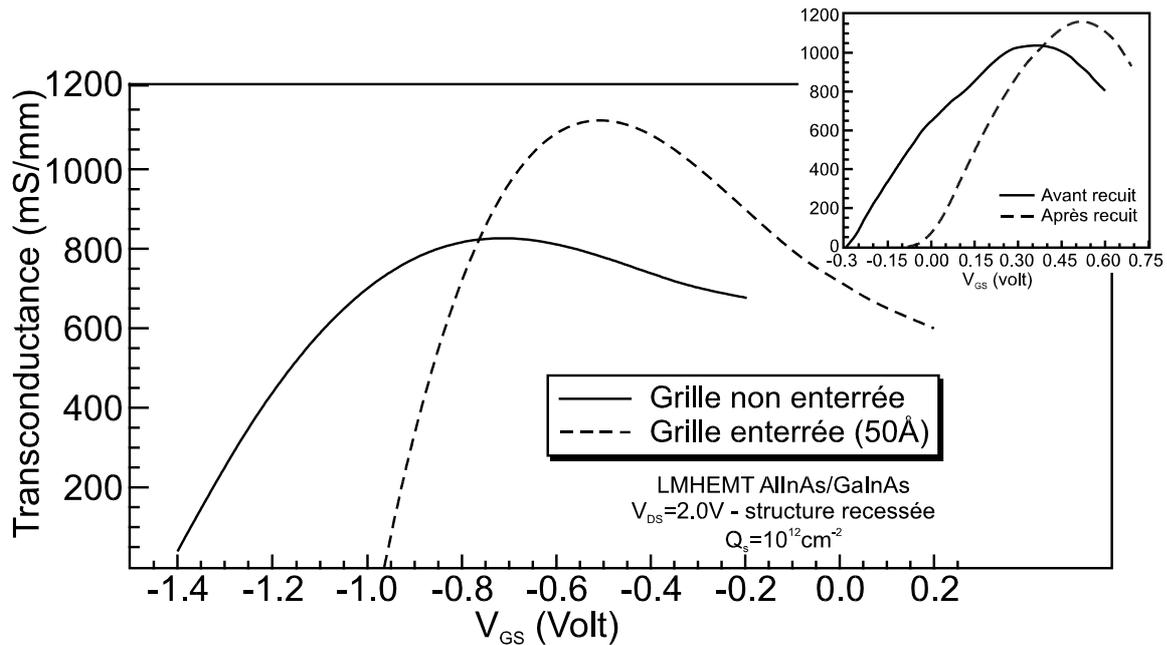


Figure IV-66 : transconductance des LMHEMT sur InP avec et sans diffusion de grille. En médaillon en haut à droite sont représentés des résultats expérimentaux par K.J. Chen [27].

d) Influence des résistances de contacts

L'association de résistances en série avec les contacts ohmiques dans les simulations de transistor à effet de champ est un principe qui commence à se répandre. Les contacts ohmiques, tels qu'ils sont modélisés, sont quasi idéaux ($R_C \approx 0 \Omega$) contrairement à la réalité. Nous utilisons alors des résistances R_{CS} et R_{CD} comme sur la représentation de la Figure IV-67. Elles permettent de réactualiser le potentiel interne des électrodes sur le semi-conducteur à partir des potentiels réellement appliqués, V_S et V_D et du courant I_{DS} :

(IV-2)
$$V'_S = V_S + R_{CS}I_{DS} \quad \text{et} \quad V'_D = V_D - R_{CD}I_{DS}$$

Il faut veiller à inclure dans R_{CS} et R_{CD} la résistance de l'équipement de mesure utilisé pour les caractéristiques en courant [30].

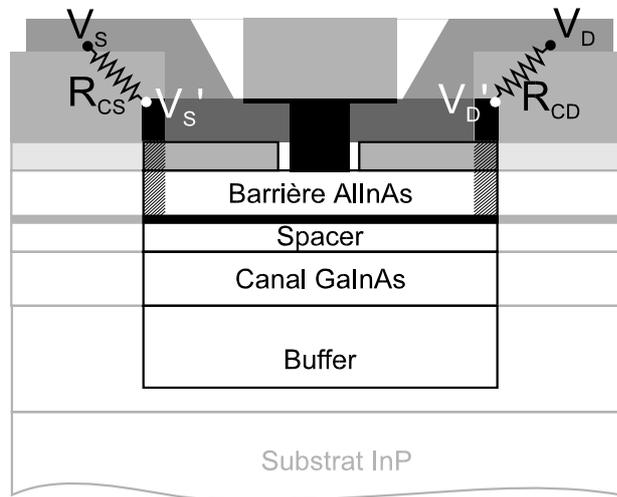


Figure IV-67 : modélisation de LMHEMT avec des résistances de contact R_{CS} et R_{CD} .

Nous représentons sur la Figure IV-68 les caractéristiques I-V du transistor LMHEMT sans potentiel de surface, avec un recess large de 336 nm sur 150 Å et avec des résistances R_{CS} et R_{CD} égales respectivement à 0.3 Ω .mm et 0.6 Ω .mm. A canal ouvert, on observe un niveau de courant comparable à celui obtenu expérimentalement (Figure IV-70) avec cependant une tension coude plus faible avec 0.25 V.

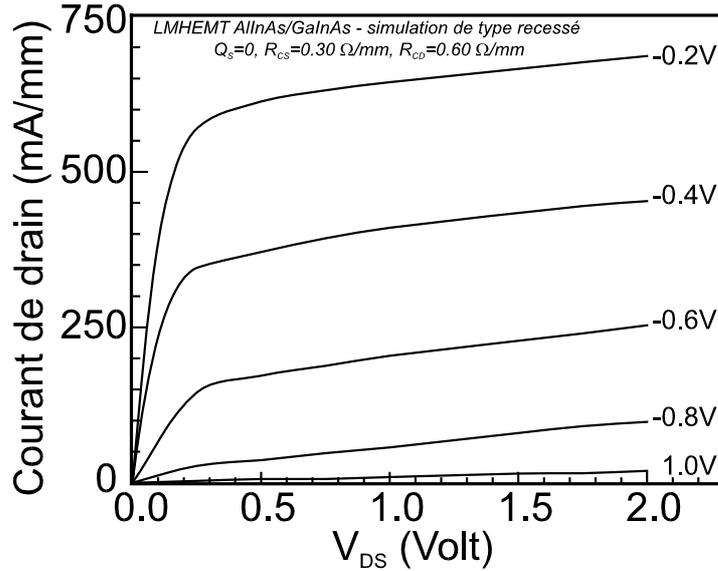


Figure IV-68 : caractéristiques I-V d'un LMHEMT simulé avec des résistances de contact.

e) Conclusion

L'obtention de performances réalistes, lors de la modélisation de LMHEMT, a nécessité l'emploi de 4 facteurs paramétrables : les dimensions du recess, la diffusion de la grille, le potentiel de surface et les résistances de contact¹. La difficulté majeure est l'estimation de l'influence relative de chacun d'eux. Quelques caractéristiques comme le courant de drain à canal ouvert, les tensions coude et de pincement, la transconductance et la capacité C_{GS} , peuvent guider l'utilisateur du programme. Il est fastidieux voire utopique de vouloir faire coïncider valeurs expérimentales et valeurs théoriques et nous nous limitons aux ordres de grandeur dans une grande majorité des cas. Des études paramétriques et la multiplication des comparaisons avec l'expérience sont d'une assistance primordiale.

¹ Cette liste n'est pas exhaustive car on aurait pu prendre en compte de facteurs aussi divers que le dopage et la profondeur des contacts, les caractéristiques du plan de dopage et la longueur ainsi que la forme de la grille.

3. Influence de l'ionisation par impact

La micro-électronique sur substrat InP souffre des limitations liées à l'ionisation par impact dans les matériaux petit gap comme GaInAs [31]. A l'origine de tensions de claquage faibles [32,33], de forts courants parasites à la grille [34,35], d'une source de bruit supplémentaire [36] et partiellement de l'effet kink, sujet de controverse, [37,38], l'ionisation influe aussi sensiblement sur la conductance de sortie des HEMT [39]. Afin d'isoler l'influence de l'ionisation par impact sur les performances du LMHEMT, la modélisation de ce composant a été réalisée en ignorant les phénomènes d'ionisation dans le transport électronique. On obtient la possibilité de comparer les caractéristiques I-V du LMHEMT avec et sans ionisation. Les courants de drain ne sont pratiquement pas affectés par l'ionisation pour des tensions inférieures à 1.0 V et dans la zone de saturation la prise en compte des événements ionisants accroît I_{DS} . Une légère élévation du courant est liée à la thermalisation des porteurs après le choc (Figure II-11) et à la génération de particules supplémentaires dans les matériaux à petit gap [40] (Figure IV-47). Une différence plus nette apparaît sur la Figure IV-69 où sont tracées les conductances de sortie du LMHEMT fonction de V_{GS} . L'introduction de l'ionisation par choc a provoqué l'augmentation de g_{Dmax} de 42 mS/mm à 52 mS/mm, soit un surplus de 25 %. A canal ouvert, i.e. $V_{GS}=-0.2$ V, la conductance de sortie est plus que doublée.

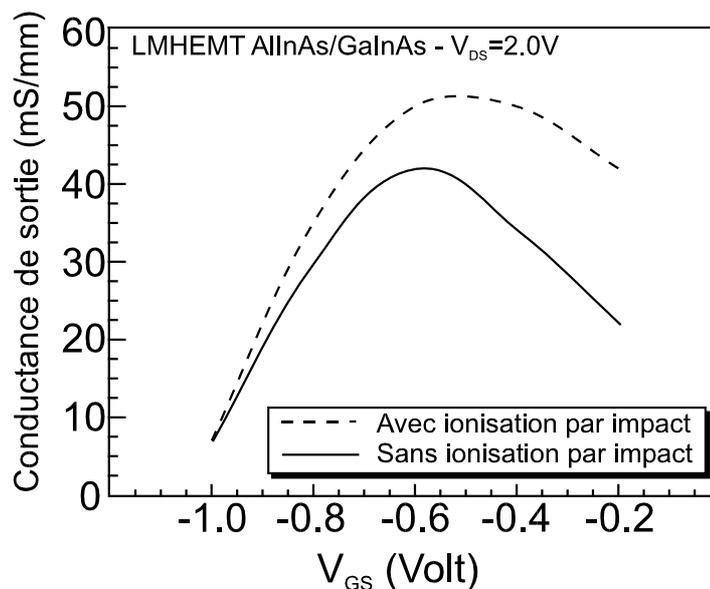


Figure IV-69 : influence de l'ionisation par impact sur la conductance de sortie du LMHEMT sur InP.

D. Etude expérimentale du transistor standard

Les transistors réalisés [6] pour cette étude correspondent à la plaquette de l'opération repérée par le numéro 10261-A (2/2). Assurant une bonne représentativité de l'ensemble des composants caractérisés, un transistor a été choisi pour montrer les caractéristiques des contacts Schottky et ohmiques, les caractéristiques I-V et les performances fréquentielles de l'ensemble de la plaquette.

1. Caractérisation des contacts

a) Contacts ohmiques

Les contacts ohmiques ont été réalisés par dépôt de métallisation en $\text{Ni}(25 \text{ \AA})/\text{Ge}(400 \text{ \AA})/\text{Au}(800 \text{ \AA})/\text{Ni}(50 \text{ \AA})/\text{Au}(600 \text{ \AA})$. A cause de la faible épaisseur du cap layer et de la présence du plan de dopage, nous estimons qu'ils sont non alliés. La résistance de contact est de l'ordre de $0.15 \Omega \cdot \text{mm}$.

b) Contacts Schottky

Le contact Schottky réalisé sur le transistor standard présente une tension de built-in, V_b , de 0.55 V avec un coefficient d'idéalité, η , de 1.5 . En inverse, un courant de $25 \mu\text{A}$ a été obtenu à -4.0 V . La qualité de ce contact est comparable à celle des contacts habituellement obtenus au laboratoire [8] ou par d'autres auteurs [41,42,43].

2. Caractéristique $I_{\text{DS}}(V_{\text{DS}}, V_{\text{GS}})$ et transconductance

Nous représentons sur la Figure IV-70 le réseau de caractéristiques I-V du transistor LMHEMT standard sur InP . Ce composant est de type normally-on avec une tension de pincement à -0.51 V mesurée à $V_{\text{DS}}=0.75 \text{ V}$. A canal ouvert, i.e. $V_{\text{GS}}=0.4 \text{ V}$, le courant de drain atteint 550 mA/mm . D'après les caractéristiques de transfert données par la Figure IV-71, à $V_{\text{DS}}=0.75 \text{ V}$, le courant de drain à canal ouvert chute à 460 mA/mm . Les transconductances qui ont été mesurées pour la même tension de drain sont reproduites sur la Figure IV-72. En valeur intrinsèque, elles culminent à 1010 mS/mm à $V_{\text{GS}}=0.1 \text{ V}$. A la même tension de grille la conductance de sortie intrinsèque est de 170 mS/mm ce qui nous donne un rapport g_m/g_D de 6 au maximum de la transconductance.

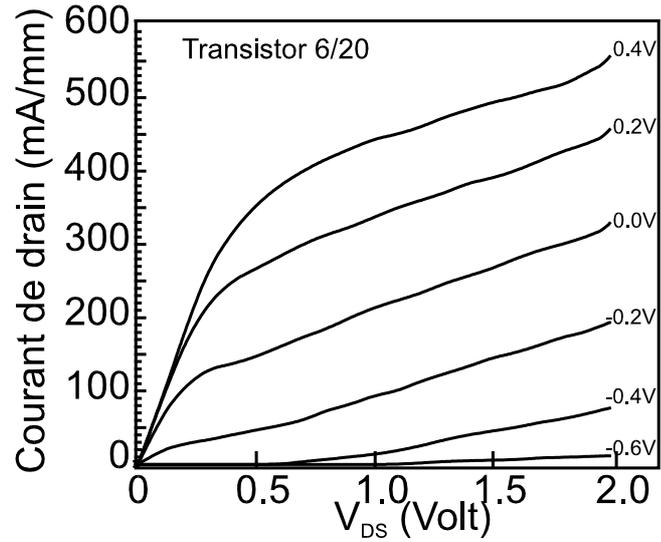


Figure IV-70 : réseau des caractéristiques I-V du LMHEMT réalisé ($V_{DS}=0.75\text{V}$).

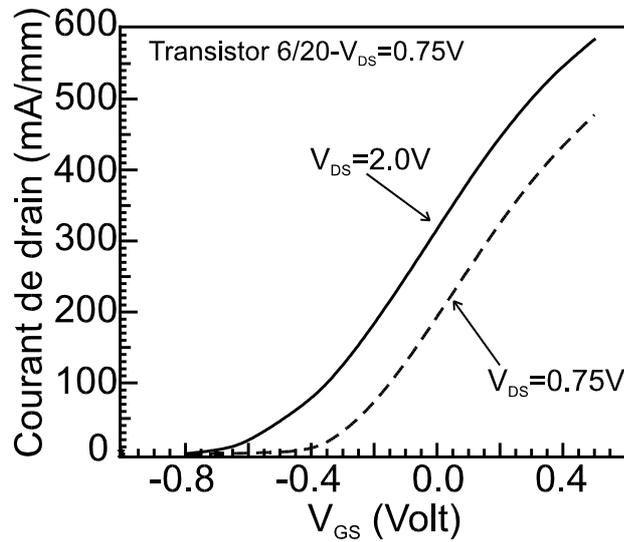


Figure IV-71 : caractéristiques de transfert du LMHEMT réalisé.

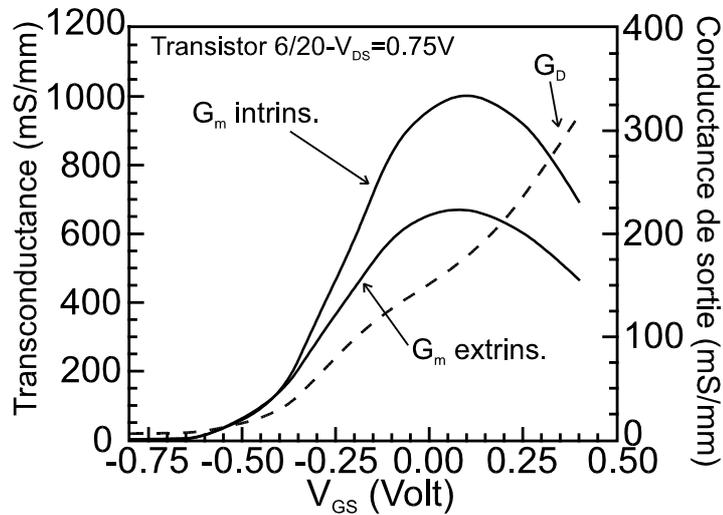


Figure IV-72 : transconductance et conductance de sortie pour le LMHEMT réalisé.

3. Caractéristiques fréquentielles

La mesure des capacités C_{GS} et C_{GD} dont les évolutions en fonction de V_{GS} sont tracées sur la Figure IV-73 nous permet la détermination de la plupart des fréquences caractéristiques. La capacité source-grille présente une courbe en forme de cloche avec un maximum, 0.68 pF, à $V_{GS}=0.1$ V tandis que les valeurs de la capacité C_{GD} se maintiennent entre 0.20 et 0.25 pF. Grâce à la relation (I-6) nous déduisons la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant dont nous avons reporté les variations avec V_{GS} sur la Figure IV-74. La valeur la plus élevée s'obtient aussi à $V_{GS}= 0.1$ V avec 235 GHz.

Dans le Tableau 3, nous avons regroupé les principales caractéristiques électriques extrinsèques du transistor réalisé. Les fréquences f_T et f_{max} sont déterminées à partir des courbes de gain de la Figure IV-75. La valeur de f_{max} plutôt faible, 100 GHz, est la conséquence d'une résistance de grille R_G et d'une conductance de sortie g_D élevées.

	LMHEMT réalisé (N-on)
R_S (Ohm)	1.6
R_D (Ohm)	2.8
R_G (Ohm)	5.4
Capacité du plot d'accès de grille C_{PG} (fF)	14.5
Capacité du plot d'accès de drain C_{PD} (fF)	55.0
H_{21}^2 (2GHz) (dB)	34.8
H_{21}^2 (40GHz) (dB)	11.2
U (20dB) (GHz)	4.0
f_{max} (GHz)	~100
f_t (GHz)	~130

Tableau 3 : caractéristiques extrinsèques du LMHEMT réalisé.

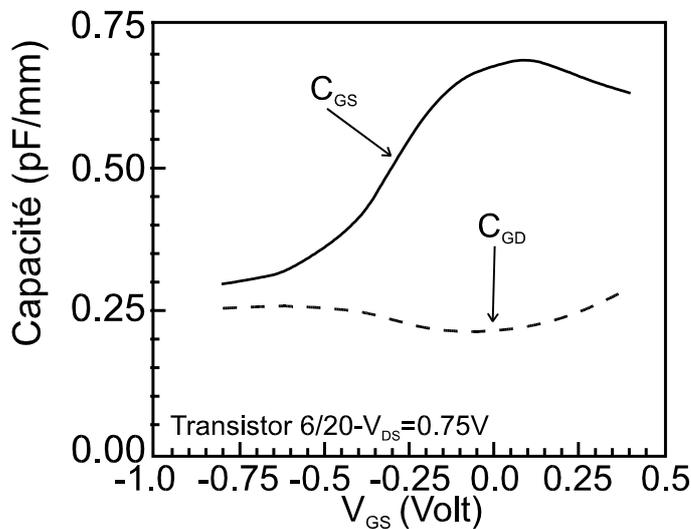


Figure IV-73 : capacités C_{GS} et C_{GD} fonction de V_{GS} pour le LMHEMT réalisé.

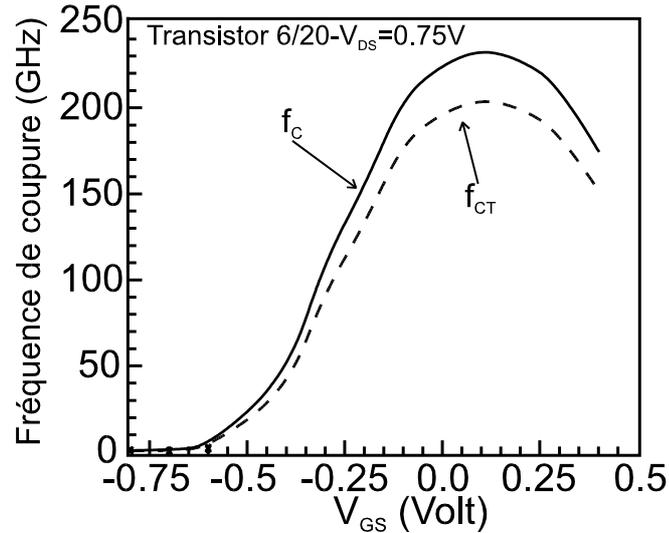


Figure IV-74 : fréquences de coupure f_c et f_{ct} fonction de V_{GS} pour le LMHEMT réalisé.

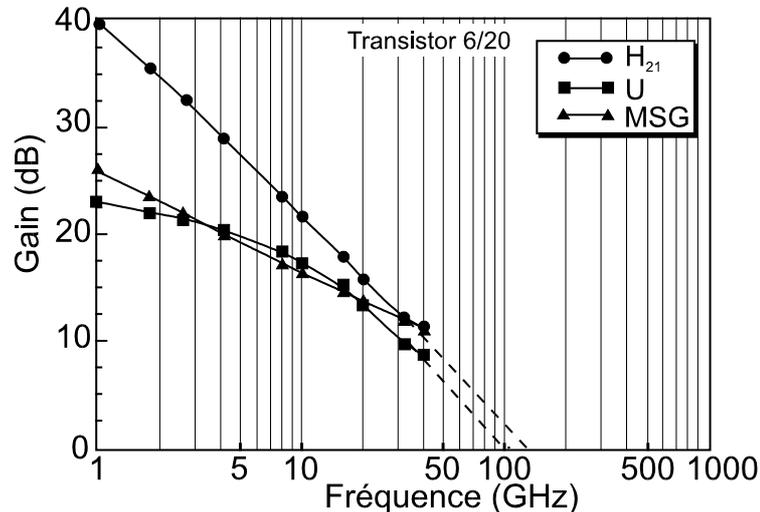


Figure IV-75 : gains fonction de la fréquence pour le LMHEMT réalisé. f_T et f_{max} , obtenues par extrapolation à 0 dB, atteignent 129 GHz et 100 GHz.

4. Conclusion

Nous avons comparé les performances de notre transistor standard avec celles d'autres LMHEMT ($L_G=0.15 \mu\text{m}$) constituant l'état de l'art (Tableau 4). Les transconductances et les fréquences de coupure extrinsèques en courant sont peu dispersées alors que l'on peut observer de larges différences pour les conductances de sortie et les fréquence maximales d'oscillations. Notre composant présente un g_D élevé et un f_{max} faible, défauts qui peuvent être imputés en grande partie à l'élaboration du recess de grille avec des capacité trop élevées (technologie nitrure), au design des couches avec un rapport L_G/a aux environs de 4 et aux phénomènes d'ionisation par impact. La première raison des contre-performances est à l'étude [6] avec l'utilisation d'autres procédés technologiques comme une méthode tricouche pour le

recess de grille ou de matériaux isolants de permittivité diélectrique plus faible comme les sulfures afin de réduire les capacités parasites. Quant à la présence des événements ionisants qui influent sur la conductance de sortie mais aussi sur la tension de claquage, une étude théorique a été menée afin de mieux comprendre leur origine et de chercher des voies pour les atténuer.

I_{DS} (mA/mm)	g_{mi} (mS/mm)	g_D (mS/mm)	f_t (GHz)	f_{max} (GHz)	Références
550	1010	170	130	100	LMHEMT réalisé
1254	1300	50	165	405	[44]
508	1080	157	187		[45]
		135	160	240	[46]
880	1000	25			[47]
	900			455	[48]

Tableau 4 : performances de LMHEMT sur InP publiées dans la littérature.

E. Conclusion

Les performances obtenues théoriquement sont tout à fait comparables aux résultats expérimentaux. Les niveaux de courant sont du même ordre de grandeur à condition de considérer une charge de surface voisine de 10^{12} cm^{-2} . La tension de pincement expérimentale (0.51 V) est plus grande que la valeur obtenue par simulation car nous avons considéré une diffusion de grille trop importante conduisant à une tension $|V_p|$ de 0.45 V (en tenant compte de la Schottky de grille). Dans la suite, la structure de référence pour nos études théoriques présentera un recess de $336 \text{ nm} \times 150 \text{ \AA}$ avec une charge de surface de $1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et une grille ayant diffusé de 50 \AA dans l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$.

La simulation du LMHEMT standard sur InP nécessite plusieurs étapes de mise au point. La modélisation Monte Carlo du composant a requis une étude fastidieuse pour l'amélioration, l'adaptation et la calibration du programme et des conditions de simulation. Après avoir stabilisé nos paramètres de calcul, une étude bien ciblée a mis en lumière un des facteurs à l'origine d'une conductance de sortie importante, l'ionisation par choc. Expérimentalement, Le rapport g_m/g_D est proche de 6, valeur insuffisante pour obtenir des gains importants à hautes fréquences. L'optimisation du transistor s'impose alors et une série de procédés sont à notre disposition pour la réaliser en enrayant principalement les phénomènes d'ionisation. Il s'agit du thème de la troisième partie de ce chapitre.

III. OPTIMISATION DE LA STRUCTURE HEMT

A. Introduction

La deuxième partie de ce chapitre a montré que les performances du transistor LMHEMT sont restreintes par une conductance de sortie élevée. Les phénomènes d'ionisation sont à mettre en cause pour une grande part. Deux grandes familles de moyens peuvent être mis en oeuvre pour tenter de les réduire. La première concerne les mesures qui modifient favorablement la carte de champs électriques dans l'espace grille-drain pour éviter que les porteurs atteignent des énergies supérieures au seuil d'ionisation. On peut mentionner l'utilisation de cap layer non dopés [49,50] ou dopés mais se déplaçant facilement par le potentiel de surface car de faible épaisseur [14,47,51,52]. La région de la grille étant une zone propice à de forts champs, beaucoup ont cherché à la modifier par le décentrage de la grille vers la source, l'ajout d'un recess supplémentaire dans l'espace grille-drain (anti-recess) avec [53] ou sans électrode supplémentaire [54], par l'utilisation de deux recess imbriqués (double recess) [55,56,57] ou l'élargissement côté drain du recess de la grille (recess asymétrique) [46,58,59]. La figure suivante illustre ces différentes possibilités :

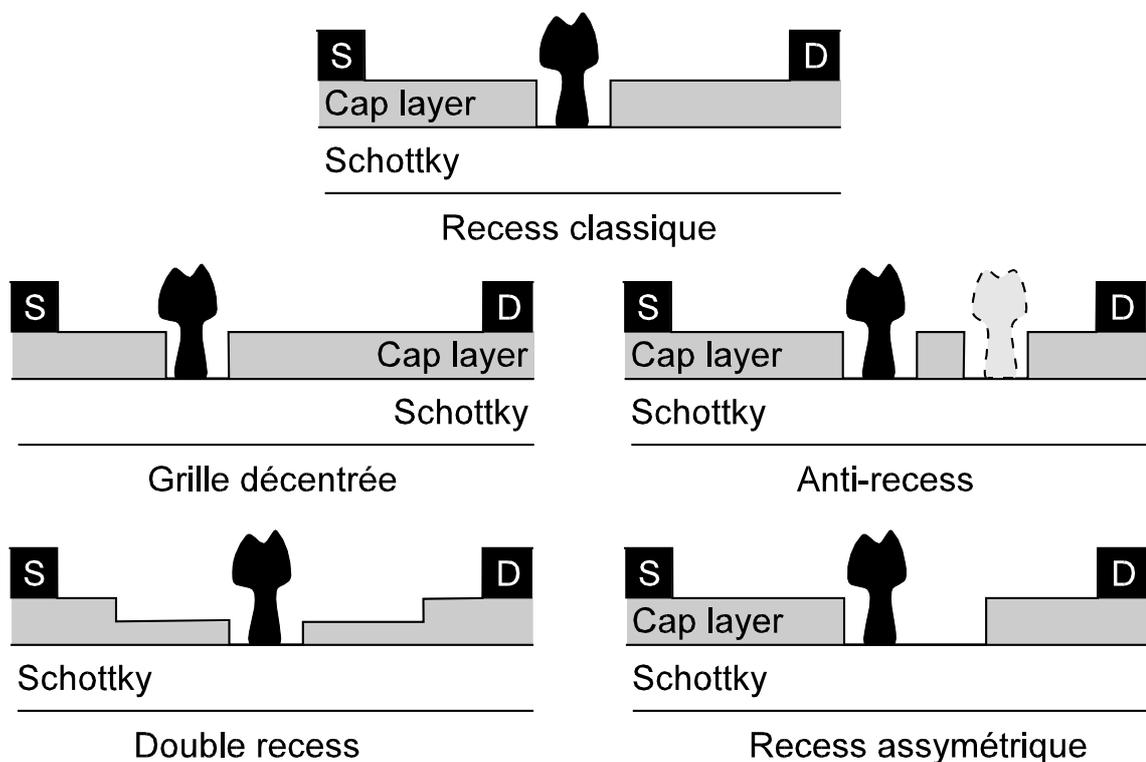


Figure IV-76 : différentes déclinaisons du recess pour la réduction de l'ionisation.

La deuxième famille de procédés à l'encontre de l'ionisation par impact dans les HEMT sur InP est relative à des opérations sur le canal siège des phénomènes ionisants. Changer de matériaux pour l' InP [60,61] ou le GaInAsP [62] est une alternative pour augmenter le seuil d'ionisation. Dans le cas de PHEMT, on peut réaliser des canaux où la composition d'indium évolue avec la position transverse dans le canal. Chough produit des PHEMT, à canal graduel avec une composition allant de 0.53 à 0.70 [63,64]. Un schéma donnant un aperçu de l'hétérostructure est représenté sur la Figure IV-77. La composition la plus faible se trouve du côté de la barrière tendant à écarter une partie des porteurs de l'interface où les champs sont très importants. On peut imaginer d'inverser les compositions pour que les électrons chauds se déplacent dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ plutôt que dans $\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$ où le seuil d'ionisation est plus faible [65,66].

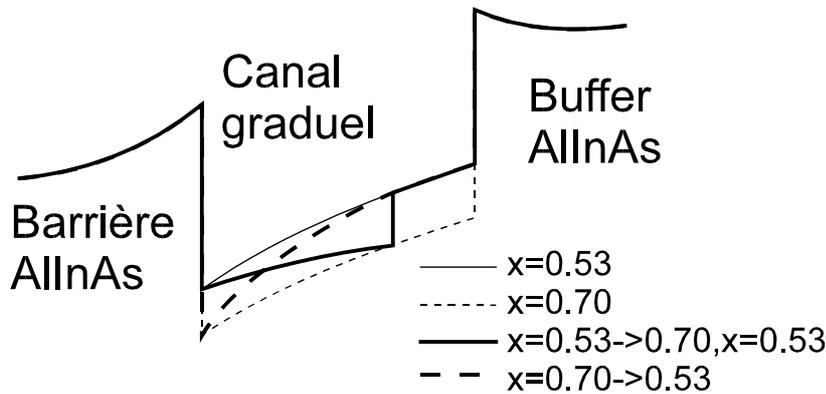


Figure IV-77 : design des PHEMT à canal à composition graduelle.

L'idée de changer le milieu semi-conducteur dans lequel le flux de porteurs chauds prend place peut se faire de façon plus abrupte par l'utilisation de canal composite. Dans le cas des PHEMT le couple $\text{Ga}_{0.47-x}\text{In}_{0.53+x}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ($x > 0.53$) a déjà servi dans plusieurs réalisations [63]. Pour les LMHEMT, l'association avec le $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ne peut se faire qu'avec un matériau dont les qualités de transport ne sont pas trop éloignées et avec un seuil d'ionisation élevé. Doté d'une vitesse de saturation importante et d'une énergie de seuil de 1.69 eV, l' InP est le candidat tout désigné.

Dans cette dernière partie nous allons passer en revue trois systèmes d'amélioration distincts. Nous procédons tour à tour à l'emploi d'un recess asymétrique, au changement de la nature du matériau du canal et à l'introduction d'un canal composite dans la structure

B. Utilisation d'un recess asymétrique

1. Introduction

La réalisation de recess de grille asymétrique est illustrée par la Figure IV-78. Initialement à 98 nm, la largeur du recess de grille côté drain, L_{RD} , a été doublée puis triplée. Ceci porte alors la largeur totale du recess à 434 et 537 nm, sa profondeur étant constamment maintenue à 150 Å.

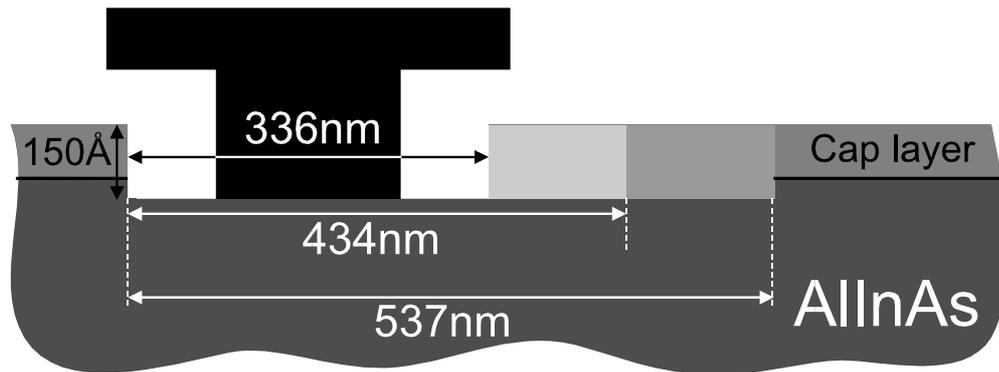


Figure IV-78 : élargissement du recess de grille vers le drain pour le LMHEMT sur InP.

2. Performances du LMHEMT à recess asymétrique

Les caractéristiques I-V du LMHEMT avec $L_{RD}=196$ nm et $L_{RD}=297$ nm ont été reproduites respectivement sur la Figure IV-79 et sur la Figure IV-80. Dans le premier cas, les courants subissent une légère diminution par rapport à la structure de base avec $L_{RD}=98$ nm. La tension coude est par contre modifiée puisqu'à $V_{GS}=-0.2$ V elle peut être évaluée à 2.0 V. Cette réduction du courant avec l'élargissement du recess est confirmée par des travaux théoriques [46,58] et expérimentaux [67]. Dans le cas de $L_{RD} = 297$ nm, l'évolution du courant I_{DS} est très dégradée du point de vue des valeurs obtenues et de la forme des courbes. A canal ouvert, on n'observe pas de coude avant $V_{DS}=4.0$ V et I_{DS} a chuté à 400 mA/mm. De plus, le courant est pratiquement nul tant que V_{DS} n'excède pas 0.5 V. Sur les caractéristiques de transfert de la Figure IV-81, le LMHEMT avec le recess le plus large présente un comportement tout à fait différent avec une saturation précoce du courant de drain à 350 mA/mm à canal ouvert. Cette modification du fonctionnement du LMHEMT est liée aux charges à la surface de l'AlInAs qui réduisent les concentrations électroniques dans le canal [68].

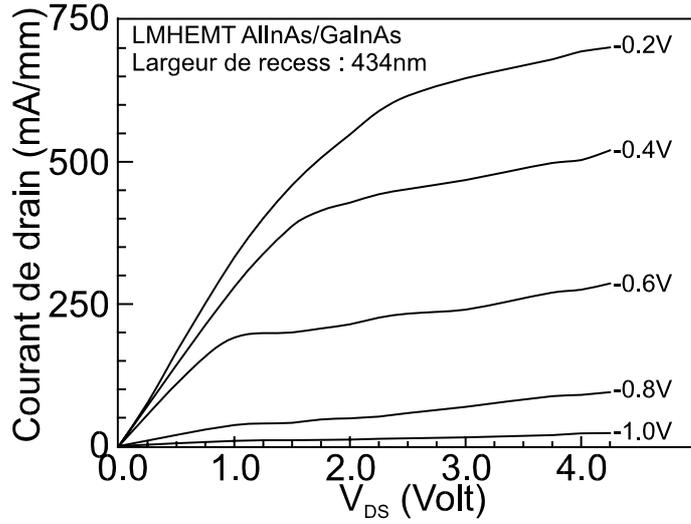


Figure IV-79 : caractéristiques I-V du LMHEMT avec un recess asymétrique de 434 nm.

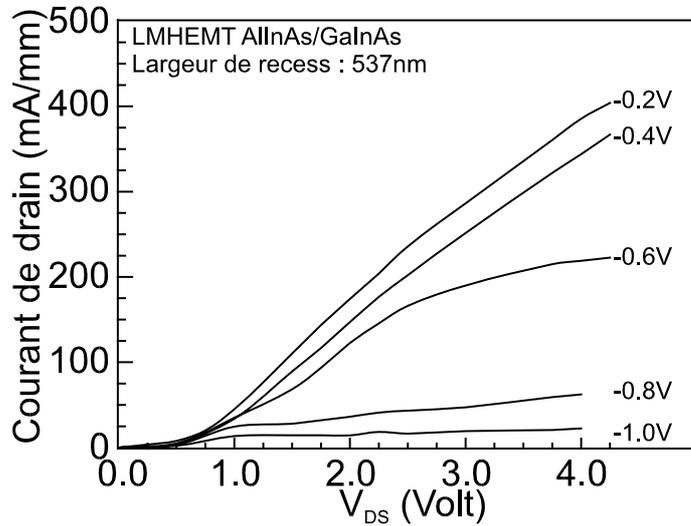


Figure IV-80 : caractéristiques I-V du LMHEMT avec un recess asymétrique de 537 nm.

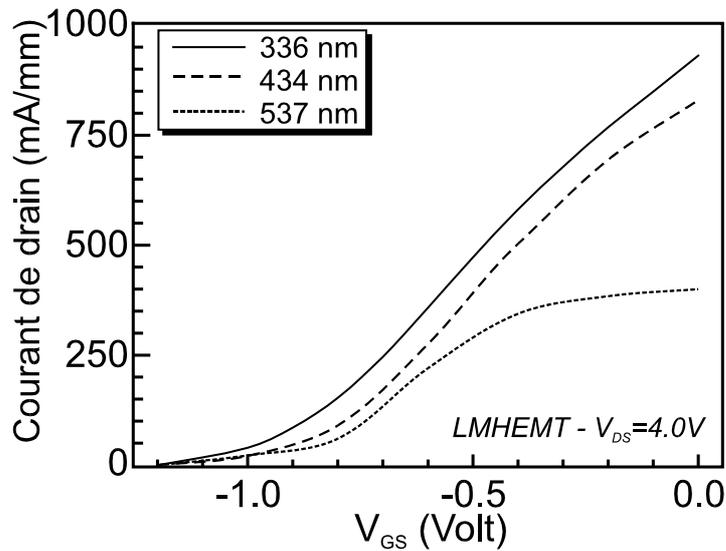


Figure IV-81 : caractéristiques de transfert du LMHEMT pour trois recess asymétriques.

Pour les trois types de recess, à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-0.2$ V, l'évolution du potentiel à la surface de l'AlInAs est représentée sur la Figure IV-82. On peut voir que du côté drain il passe de -0.2 V à -0.8 V. Le recess se conduit comme une véritable grille qui pince le canal. La conduction du canal peut alors être annihilée à tension V_{DS} faible et on peut observer un effet redresseur caractérisé par une évolution linéaire de I_{DS} avec la tension de drain. En augmentant la largeur de recess pour lui faire atteindre une valeur de L_{RD} de 400 nm, nous n'obtenons plus de courant dans la structure quelques soient V_{DS} et V_{GS} .

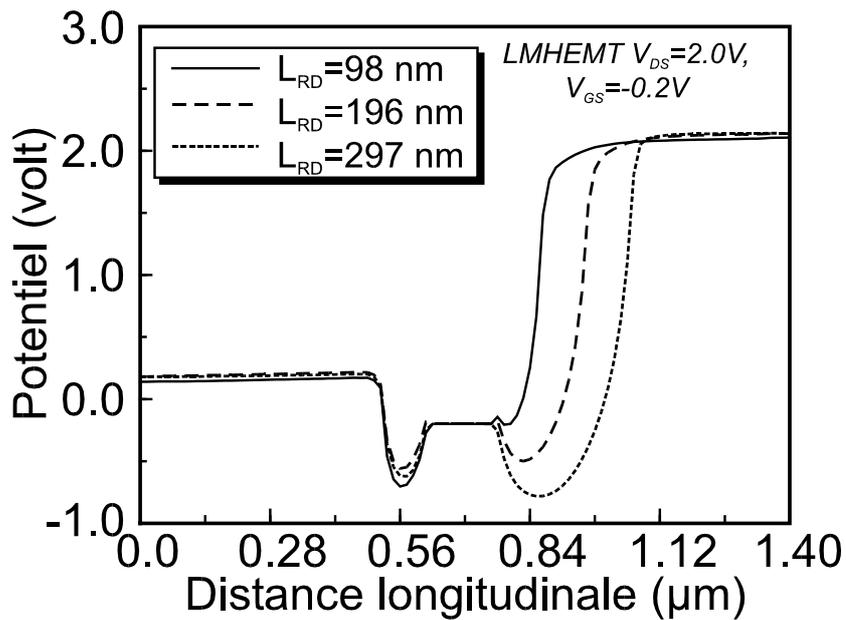


Figure IV-82 : potentiel à la surface de l'AlInAs pour trois types de recess.

Sur les courbes des conductances de sortie fonction de V_{GS} à $V_{DS}=2.0$ V (Figure IV-83) et $V_{DS}=4.0$ V (Figure IV-84), on constate que g_D n'est réduit que sur une partie de la gamme de tensions lorsqu'on élargit le recess de grille. A titre d'exemple, pour $V_{DS}=2.0$ V, à canal pincé ($V_{GS}=-0.8$ V), g_D est divisée par trois de 33 mS/mm à environ 10 mS/mm pour les recess plus larges. Par contre à canal ouvert, la conductance de sortie, à l'origine à 40 mS/mm, passe à 115 mS/mm pour $L_{RD}=196$ nm et à 160 mS/mm pour $L_{RD}=297$ nm. Pour éclaircir ce comportement différent selon V_{GS} nous avons représenté les champ électriques dans le canal pour $L_{RD}=98$ nm et $L_{RD}=197$ nm à deux tensions V_{GS} . Pour $V_{GS}=-0.2$ V, il s'agit de la Figure IV-85 et, pour $V_{GS}=-0.6$ V, de la Figure IV-86. Dans le premier cas, le pic de champ varie de -135 kV/cm à -155 kV/cm allant à l'encontre de l'effet recherché. Par contre dans le deuxième cas à $V_{GS}=-0.6$ V, la réduction du pic de champ est réussie avec un passage de -195 kV/cm à -180 kV/cm en doublant L_{RD} .

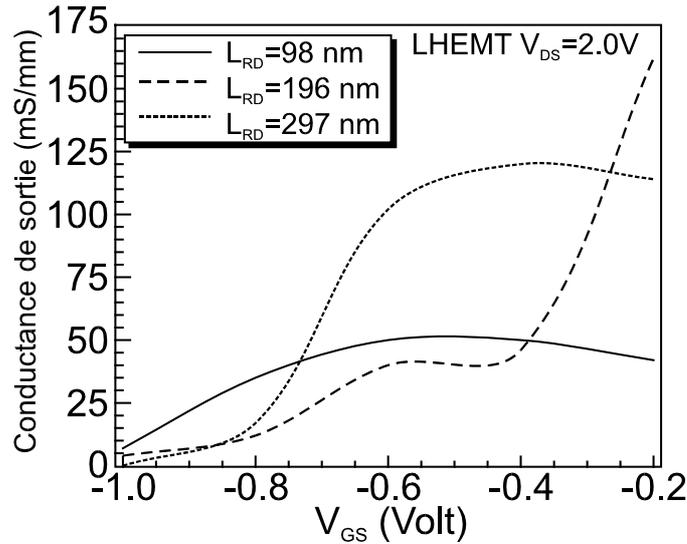


Figure IV-83 : conductance de sortie du LMHEMT avec trois types de recess à $V_{DS} = 2.0$ V.

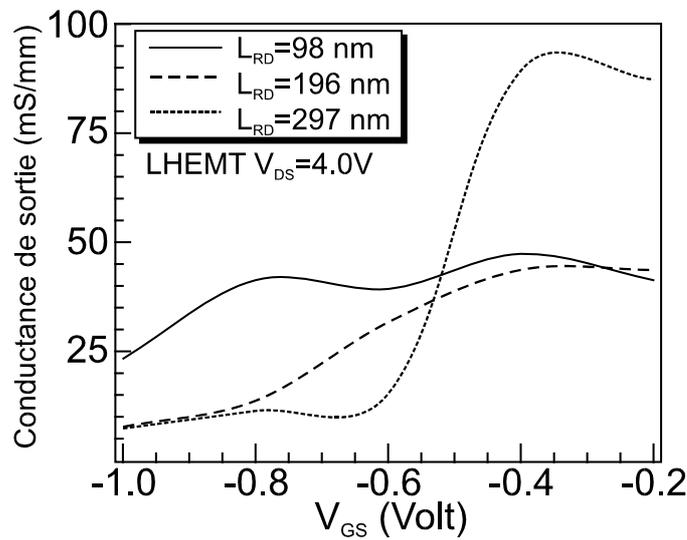


Figure IV-84 : conductance de sortie du LMHEMT avec trois types de recess à $V_{DS} = 4.0$ V.

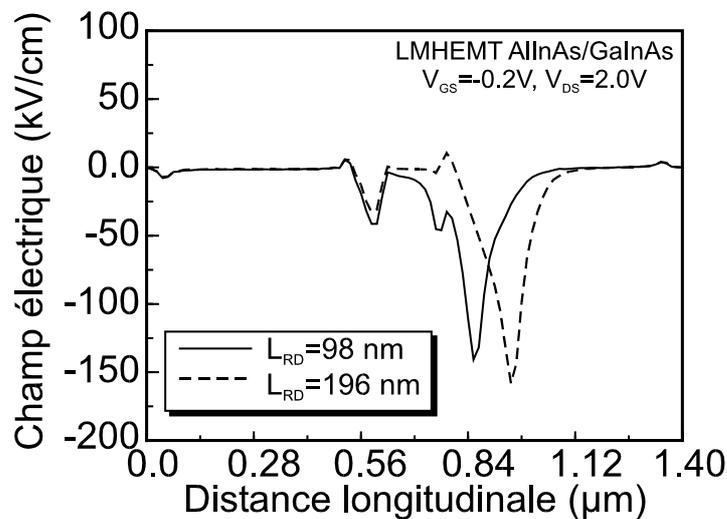


Figure IV-85 : champs électriques dans le canal pour deux types de recess $V_{GS} = -0.2$ V.

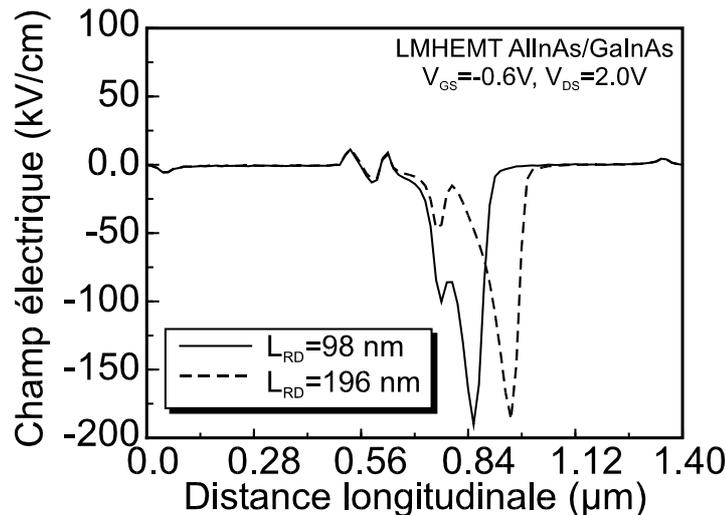


Figure IV-86 : champs électriques dans le canal pour deux types de recess à $V_{GS} = -0.6V$.

La conductance est réduite pour certaines plages de tensions V_{GS} dépendantes de V_{DS} . L'amélioration du rapport g_m/g_D ne sera alors effective que pour certaines polarisations. Sur le Tableau 5 ont été réunies les principales caractéristiques intrinsèques du LMHEMT sur InP avec trois largeurs de recess de grille. Les valeurs des transconductances sont les valeurs maximales et celles des conductances de sortie correspondent aux tensions V_{GS} de ces maxima. Le transistor avec un recess présentant une largeur côté drain de 196 nm nous semble intéressant car tout en conservant un niveau de courant élevé à canal ouvert, 550 mA/mm, il permet d'augmenter le rapport g_m/g_D de 15% environ à $V_{DS} = 2.0 V$. Avec un recess plus large, ce transistor offre un gain en tension de 54 à $V_{DS} = 4.0 V$, soit 100% plus important que le LMHEMT de référence. Mais les courants se sont réduits de 30 % avec des caractéristiques peu orthodoxes et à $V_{DS} = 2.0 V$, le gain est réduit d'un facteur 3.

L_{RD}	I_{DS} (2 V)	g_m (2 V)	g_m (4 V)	g_D (2 V)	g_D (4 V)	g_m/g_D (2 V)	g_m/g_D (4 V)
98 nm	660	1100 ^(-0.5)	1120 ^(-0.5)	52	40	20	28
196 nm	550	1000 ^(-0.5)	1000 ^(-0.5)	42	34	24	29
297 nm	400	500 ^(-0.7)	750 ^(-0.6)	65	14	8	54

Tableau 5 : caractéristiques intrinsèques du LMHEMT sur InP pour différentes largeurs de recess asymétrique. Les courants sont exprimés en mA/mm et les conductances en mS/mm. Les valeurs entre parenthèses et en exposant avec les g_m sont les tensions V_{GS} correspondantes.

Un des intérêts d'élargir le recess vers le drain est la possibilité de réduire la capacité grille-drain et par conséquent d'améliorer la fréquence f_T . Nous représentons C_{GD} fonction de V_{GS} à $V_{DS} = 2.0 V$ pour différentes dimensions du recess sur la Figure IV-87. Cette capacité est globalement réduite pour toute la gamme de tension V_{GS} avec l'élargissement du recess. Pour $V_{GS} = -0.6 V$ au maximum de g_m , cette capacité est égale à 0.092 pF et, avec la

modification sur le recess, à 0.065 pF, soit une amélioration de 30 % qui peut avoir une incidence intéressante sur les performances en fréquences.

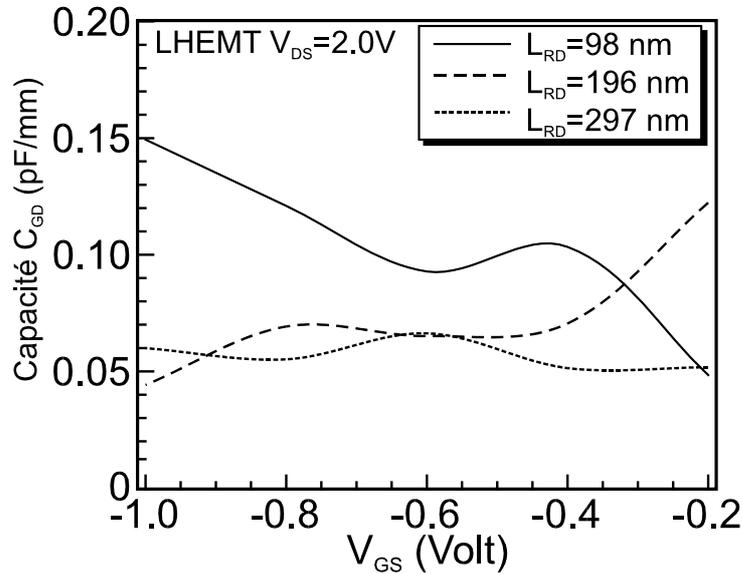


Figure IV-87 : capacités C_{GD} du LMHEMT avec différent recess à $V_{DS}=2.0$ V.

3. Conclusion

L'utilisation d'un recess asymétrique pour notre structure est intéressante si l'on utilise le transistor dans une gamme de tensions V_{GS} comprise entre la tension de pincement et la tension du maximum de g_m . La conductance de sortie et la capacité grille-drain sont relativement bien réduites et dans le cas d'un élargissement du recess de 100 nm vers le drain, la densité de courant reste élevée et le g_m maximal n'a chuté que de 10 % par rapport au g_m de la structure de base. Cependant ces aspects positifs sont obscurcis par une série d'éléments limitatifs. Cette technique est très dépendante de la technologie de dépôt de grille et de la qualité de la surface de l' AlInAs [68]. Le potentiel de surface devient un facteur de plus en plus restrictif en cas d'ouverture importante du recess. Enfin, la réduction en largeur du cap layer dans la zone grille drain fait croître la résistance R_{DS} ce qui limite la fréquence f_T [69].

C. Utilisation d'un canal classique de nature différente.

1. Introduction

Le changement de matériau dans le canal est un procédé plus simple et reproductible que la technique qui consiste à modifier les dimensions du recess. Dans le but d'accroître le rapport g_m/g_D en gardant des densités de courant importantes, il existe deux orientations possibles. On peut utiliser un matériau dont les propriétés de transport électronique, quoique inférieures à celles du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, restent relativement comparables. Les événements ionisants devront être quasi inexistantes pour espérer une conductance de sortie faible. L'InP avec une vitesse pic de $2.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$, une vitesse de saturation de $0.8 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ et une énergie de seuil de 1.69 eV, est une alternative intéressante au $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ [70].

A l'opposé, il est possible d'utiliser un matériau avec des caractéristiques de transport électronique supérieures à celles du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ pour accroître g_m en espérant que la conductance de sortie ne s'exalte pas trop avec les phénomènes d'ionisation. La structure abordée dans ce chapitre a été reprise en portant la composition d'indium dans le canal à 75%, les autres paramètres restant identiques. Même si ce transistor avec un canal épais en $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$ n'est pas, en tout état de cause, réalisable technologiquement, il mérite d'être simulé pour évaluer isolément l'influence de l'ionisation par impact avec l'augmentation du taux d'indium.

2. LMHEMT à canal InP

La structure du LMHEMT à canal InP est schématisée sur la Figure IV-88. Les épaisseurs des couches mais aussi les dimensions du recess et la longueur de grille sont semblables au LMHEMT AlInAs/GaInAs de référence. Les performances électriques obtenues avec ce transistor sont rassemblées sur deux figures : les caractéristiques I-V sur la Figure IV-89, la transconductance ainsi que la fréquence de coupure fonction de V_{GS} sur la Figure IV-90. A canal ouvert, le courant de drain à saturation avoisine 450 mA/mm et la tension coude avec 0.8 V est décalée par rapport à 0.5 V obtenu avec un canal en GaInAs ce qui a déjà été observé expérimentalement [71]. Le maximum de g_m est atteint à $V_{GS} = -0.4 \text{ V}$ avec 650 mS/mm. La fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant est estimée à 180 GHz à $V_{DS} = 2.0 \text{ V}$. Ces performances sont inférieures à celles obtenues par le LMHEMT

à canal $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ car les concentrations et les vitesses des électrons sont plus faibles dans le canal d'InP. Nous avons représenté les densités surfaciques et les vitesses longitudinales des porteurs dans le canal des deux structures sur la Figure IV-91 à $V_{DS}=2.0\text{ V}$ et $V_{GS}=-0.4\text{ V}$. Dans le cas du LMHEMT AllnAs/GaIn_{0.53}As/InP, n_s avant la grille est égal à $3.75 \times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ et la vitesse sous la grille atteint un pic de $7.5 \times 10^7\text{ cm.s}^{-1}$. Pour le LMHEMT AllnAs/InP/AllnAs, ces mêmes grandeurs sont de l'ordre de $3.4 \times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ et $5.75 \times 10^7\text{ cm.s}^{-1}$.

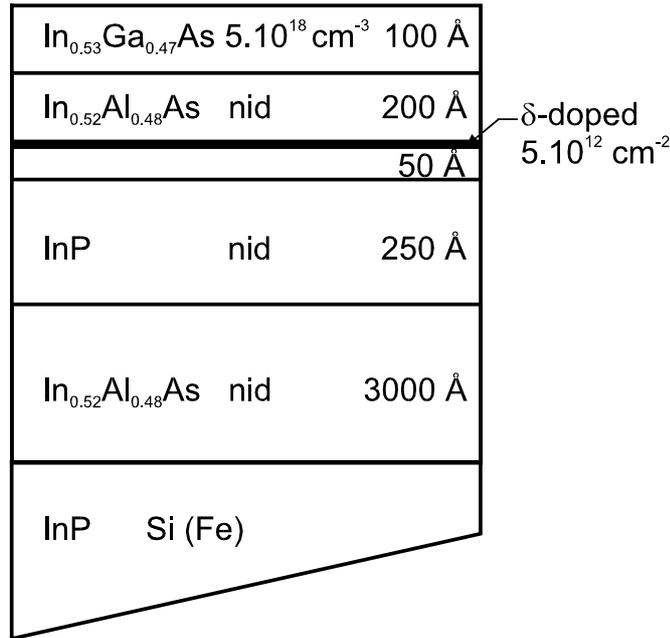


Figure IV-88 : profil des couches du LMHEMT à canal d'InP .

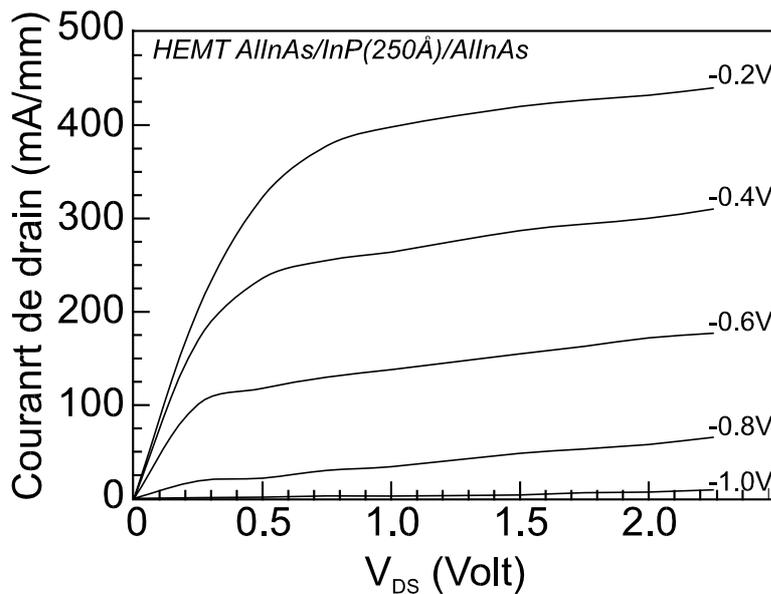


Figure IV-89 : caractéristiques I-V du LMHEMT à canal InP.

Si l'on examine l'évolution de g_D en fonction de V_{GS} sur la Figure IV-92, il apparaît clairement que l'utilisation d'un canal d' InP réduit fortement la conductance de sortie. A -0.4 V, elle présente un maximum à 31 mS/mm, soit 40% sous la valeur obtenue avec le LMHEMT classique. Cette réduction de g_D n'est cependant pas suffisante pour donner un rapport g_m/g_D plus élevé. Il s'élève à 21 et la dégradation des performances en courants, souvent constatée par ailleurs [72,73], pourrait constituer une restriction importante si les tensions de claquage n'étaient pas en nette augmentation par rapport aux tensions fournies avec un canal GaInAs . On peut penser qu'elles le seront car nous n'avons observé aucun phénomène d'ionisation lors de la simulation de ce LMHEMT à canal InP . Ces caractéristiques destinent ce transistor plus à l'amplification de puissance plutôt qu'en application faible bruit.

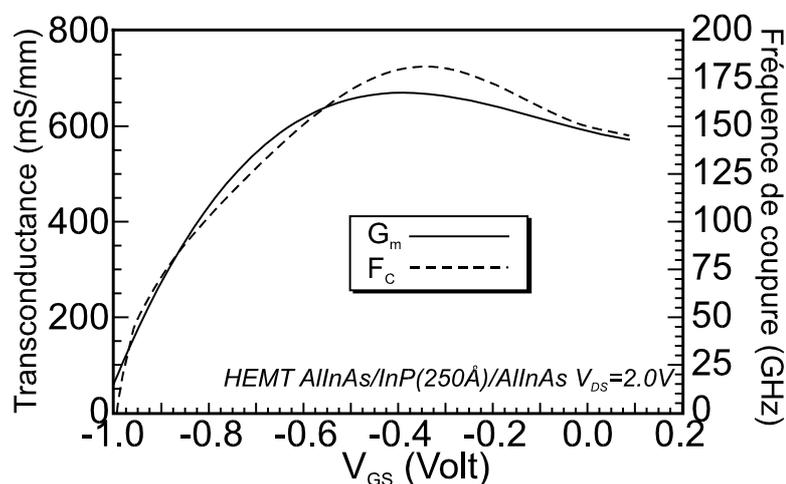


Figure IV-90 : g_m et f_c à $V_{DS}=2.0$ V pour le LMHEMT à canal d' InP .

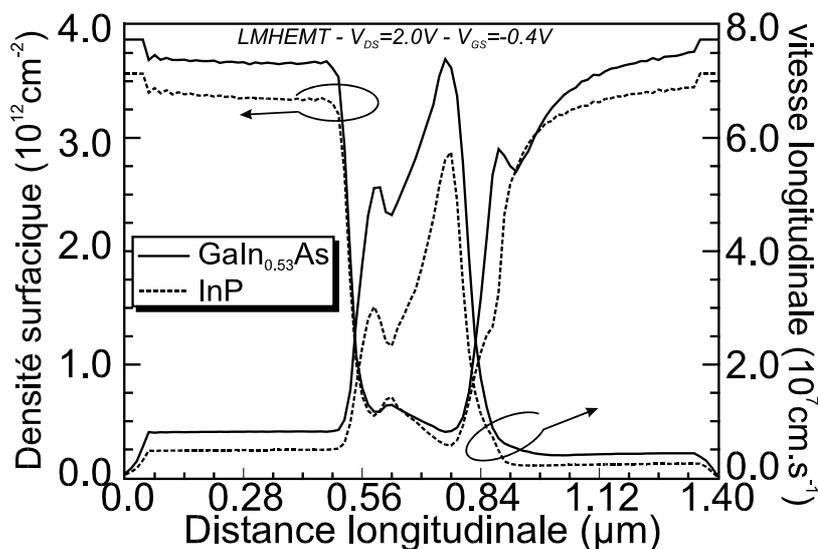


Figure IV-91 : comparaison des densités surfaciques de charge et des vitesses longitudinales des électrons dans le canal pour les LMHEMT $\text{AlInAs}/\text{GaIn}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ et $\text{AlInAs}/\text{InP}/\text{AlInAs}$.

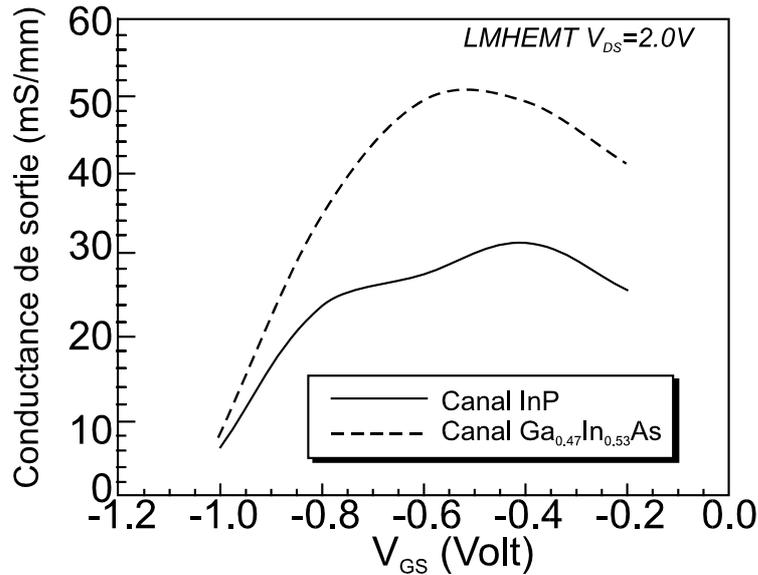


Figure IV-92 : comparaison des g_D entre les LMHEMT classique et à canal d'InP.

3. Canal $Ga_{0.25}In_{0.75}As$

Avec ce type de canal, on peut pleinement espérer accroître les vitesses et les densités surfaciques des électrons dans le transistor donc réduire la résistance du canal [74]. Le choix d'une composition d'indium de 75% est motivé par le fait qu'il s'agit pratiquement de la composition optimale lors de maintes réalisations [5,75,76,77,78]. La structure du PHEMT sur InP simulée est schématisée sur la Figure IV-93.

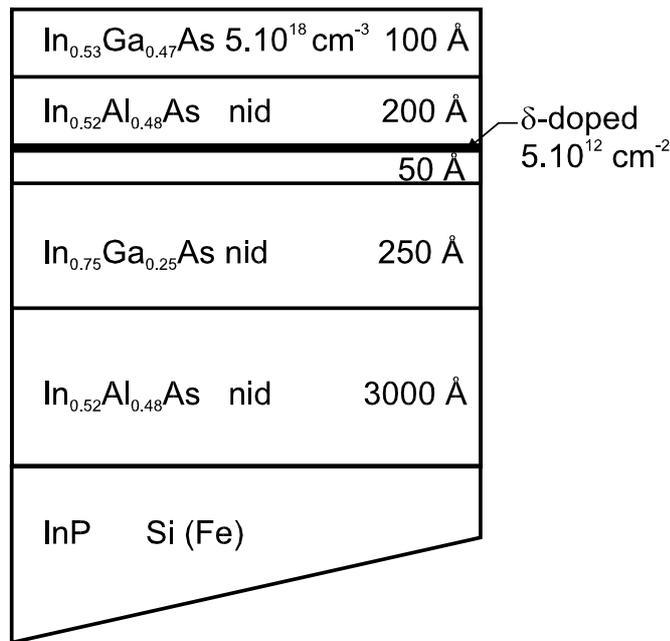


Figure IV-93 : profil des couches du PMHEMT à canal de $Ga_{0.25}In_{0.75}As$.

Les caractéristiques I-V du transistor étudié présentent une densité de courant à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=0.2$ V de l'ordre de 750 mA/mm. Cette augmentation de 15% par rapport à la structure accordée en maille entraîne le même effet sur les transconductances et les fréquences de coupure. Effectivement, sur la Figure IV-94 correspondant à l'évolution de g_m et f_c avec V_{GS} , on observe des maxima à 1250 mS/mm et 270 GHz soit 10 à 15 % au delà des mêmes caractéristiques du LMHEMT.

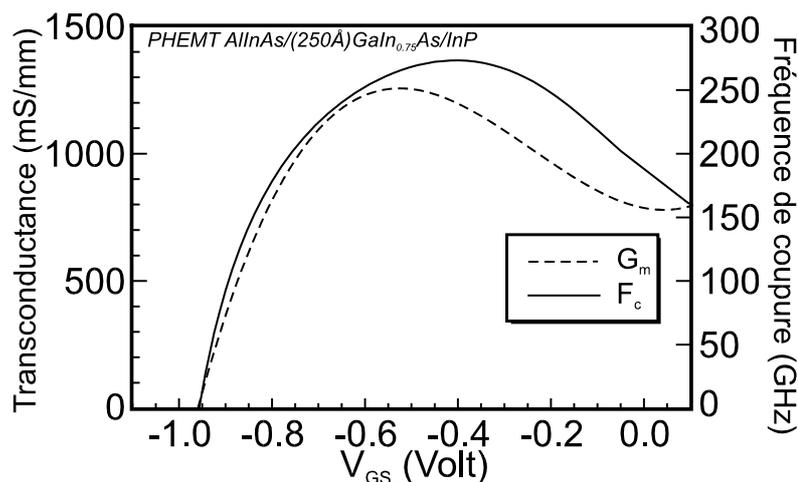


Figure IV-94 : g_m et f_c du PHEMT AlInAs/GaIn_{0.75}As à $V_{DS}=2.0$ V.

La conductance de sortie, tracée en fonction de V_{GS} sur la Figure IV-95, semble, à première vue, peu accrue par l'enrichissement du canal en indium contrairement aux réalisations technologiques [79]. En réalité ceci n'est vrai qu'à canal ouvert.

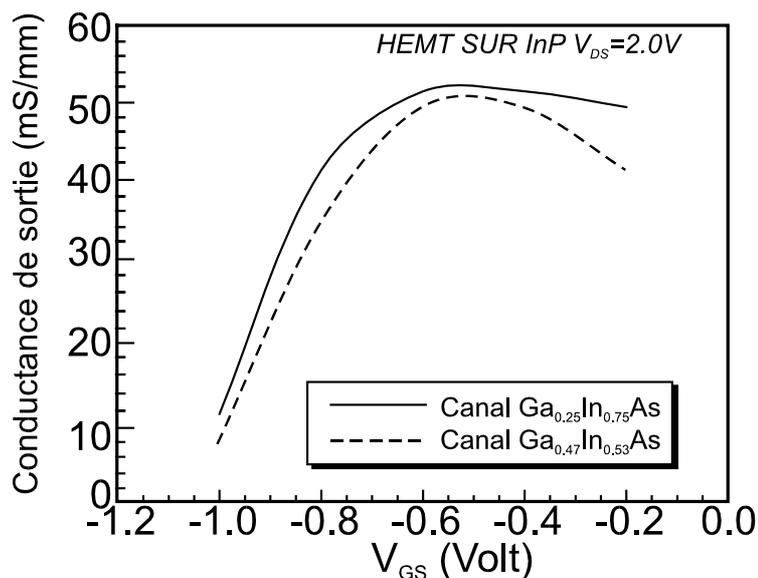


Figure IV-95 : g_D du PHEMT AlInAs/GaIn_{0.75}As à $V_{DS}=2.0$ V comparé à celle du LMHEMT.

L'examen, à $V_{GS}=-0.4$ V et $V_{DS}=2.0$ V, des phénomènes d'ionisation dans le canal après la grille pour les deux HEMT sur la Figure IV-96, nous indique qu'ils sont deux fois plus importants dans le cas du transistor pseudomorphique. Cela ne présage pas d'une bonne tenue en tension pour cette structure en régime de conduction. Finalement, avec le composant à fort taux d'indium, nous n'obtenons qu'une augmentation du rapport g_m/g_D de 15%. Cette faible amélioration ainsi que les problèmes de claquage qui pourraient survenir, ne nous incite pas à retenir cette solution pour optimiser le transistor.

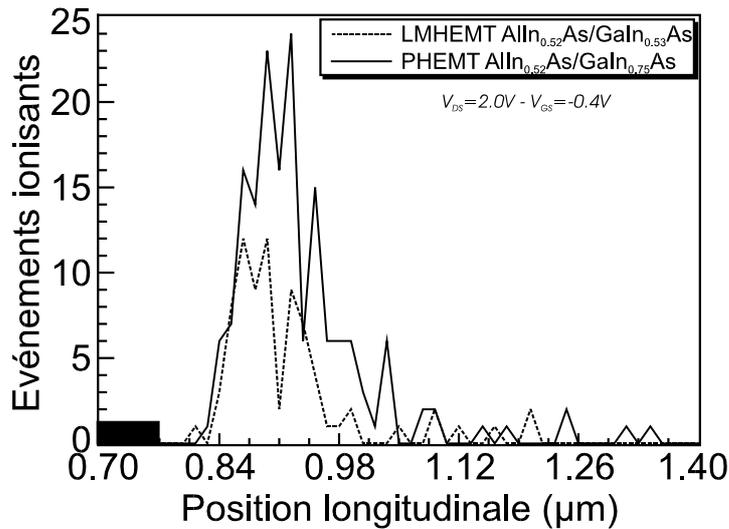


Figure IV-96 : événements ionisants dans le canal après la grille dans le LMHEMT et le PHEMT sur InP .

4. Conclusion

Des deux solutions que nous venons d'aborder, c'est à dire l'utilisation d'un canal d' InP ou de $\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.75}\text{As}$, aucune ne nous a totalement convaincus. Dans un cas, l'amélioration de la tenue en tension est limitée par la diminution des performances en g_m et f_C . Dans l'autre cas, une petite amélioration de 15% des performances ne peut réellement suffire à faire oublier les soucis qu'engendrent les problèmes d'ionisation. Néanmoins le canal d' InP est vraiment intéressant dans la mesure où aucun événement ionisant n'y est apparu même à régime d'électrons chauds. Il suffirait de profiter de cette propriété en associant convenablement une couche de GaInAs avec une couche d' InP pour former un canal composite.

D. Utilisation d'un canal composite.

1. Introduction

La réalisation de HEMT avec un canal composite est une idée de Takamoto Enoki des laboratoires NTT LSI (Japon) [80]. Elle consiste à constituer le canal du transistor non plus avec un seul matériau mais avec deux couches de matériaux différents, dans notre cas le GaInAs et l' InP . Le but est d'exploiter, aux faibles tensions V_{GD} , les excellentes propriétés de transport du GaInAs et, à V_{GD} élevé, la vitesse de saturation relativement bonne de l' InP mais aussi les taux d'ionisation plus faibles que ceux du GaInAs . Nous montrerons, dans cette dernière partie, que cette opération permet de réduire efficacement la conductance de sortie non seulement par la réduction de l'ionisation dans une partie du canal mais aussi par un effet de confinement lié à la présence de l'hétérojonction GaInAs/InP dans le puits. Après avoir mené l'étude théorique de ce transistor, nous examinons les caractéristiques fournies par la structure réalisée expérimentalement dans notre laboratoire. Enfin nous essayerons d'accroître les performances du LMHEMT à canal composite en dopant la couche d' InP ou en augmentant le taux d'indium dans le puits.

Une coupe transversale du transistor HEMT à canal composite est représentée sur la Figure IV-97. Comme le transistor standard, il est constitué d'un buffer d' $\text{AlIn}_{0.52}\text{As}$ sur 3000 \AA , d'un canal de 250 \AA constitué d'une couche d' InP et d'une couche de GaInAs , un spacer d' $\text{AlIn}_{0.52}\text{As}$ de 50 \AA , le plan de dopage à $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 200 \AA d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ n.i.d. et 100 \AA de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ dopé à $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour le cap layer.

2. LMHEMT à canal composite

a) Canal InP non dopé

(1) GaInAs (125 \AA) / InP (125 \AA)

Nous avons tout d'abord considéré un canal composé d'une couche de 125 \AA de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ n.i.d et d'une couche d' InP n.i.d. de même épaisseur. Nous menons une étude théorique afin d'éclaircir les modifications dans le fonctionnement du transistors amenées par l' InP . Nous confirmerons nos prédictions par la réalisation d'un composant très proche.

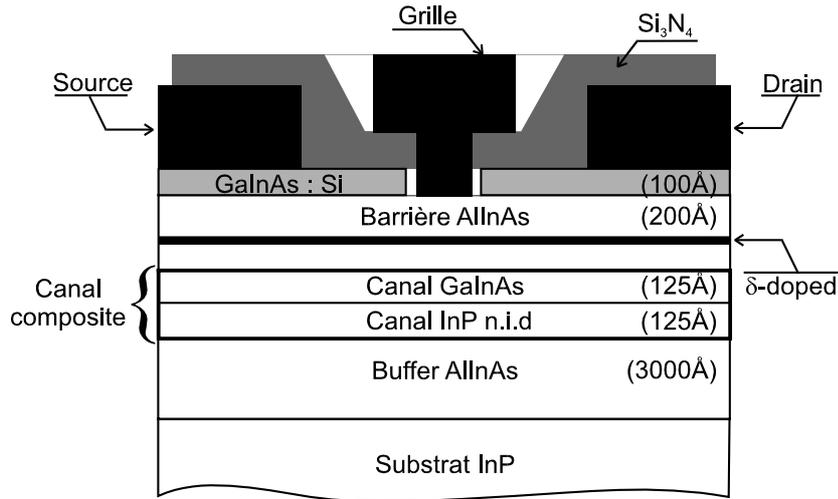


Figure IV-97 : structure d'un LMHEMT à canal composite GaInAs/InP.

(a) Etude théorique

Les caractéristiques I-V du transistor à canal composite ont la particularité inattendue d'être meilleures que pour le transistor à canal classique. Sur la Figure IV-98, on peut voir qu'à canal ouvert le courant de drain atteint, dans notre nouveau transistor, 720 mA/mm à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-0.2$ V, soit une augmentation de 10 %. Celle-ci se répercute sur les transconductances dont le maximum passent de 1100 mS/mm à 1200 mS/mm comme on peut le constater sur la Figure IV-99 donnant l'évolution de g_m avec V_{GS} . La fréquence de coupure est maintenue au même ordre de grandeur avec un maximum à 250 GHz. Il est important de remarquer que l'utilisation d'un canal composite ne dégrade pas les densités de courant contrairement au cas du LMHEMT à canal d'InP

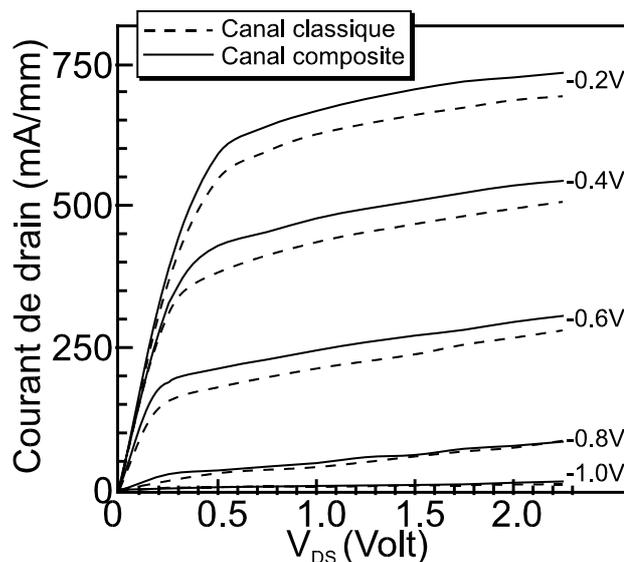


Figure IV-98 : LMHEMT à canal classique et à canal composite : comparaison des caractéristiques I-V.

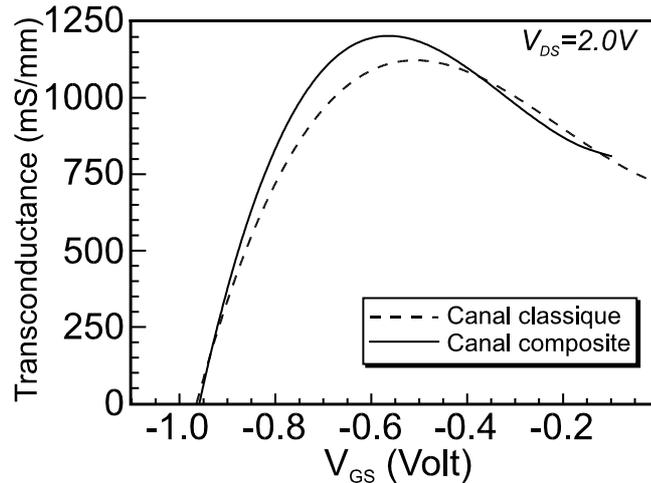


Figure IV-99 : LMHEMT à canal classique et à canal composite - comparaison des g_m .

Nous avons reproduit, sur la Figure IV-100, l'évolution de la conductance de sortie en fonction de V_{GS} pour les LMHEMT à canal classique et à canal composite. Des réductions de 10 % à $V_{GS} = -0.6$ V et de 25 % à canal ouvert sont observables entre les deux structures. Au maximum de la transconductance, le rapport g_m/g_D devient alors égal à 27, ce qui correspond à une amélioration de 30 % vis à vis du composant à optimiser. Deux phénomènes sont à l'origine de cette progression. Il y a, premièrement, une réduction d'une partie des phénomènes d'ionisation dans le canal. Sur la Figure IV-101, nous avons mis côte à côte les cartes d'événements ionisants dans les deux structures. L'ionisation apparaît en sortie de la zone sous le recess du côté drain dans le cap layer et le canal. Dans ce dernier, ces phénomènes s'étendent sur toute l'épaisseur pour le LMHEMT conventionnel. Avec l'introduction de la couche d'InP, nous n'observons plus aucun événement ionisant dans la moitié inférieure du canal.

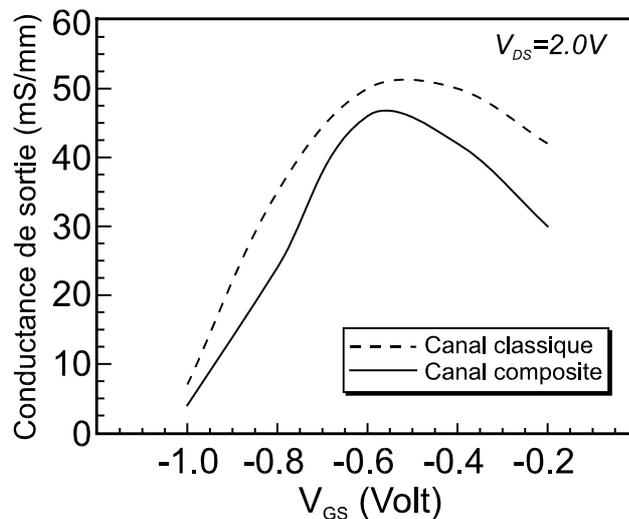


Figure IV-100 : LMHEMT à canal classique et à canal composite - comparaison des g_D .

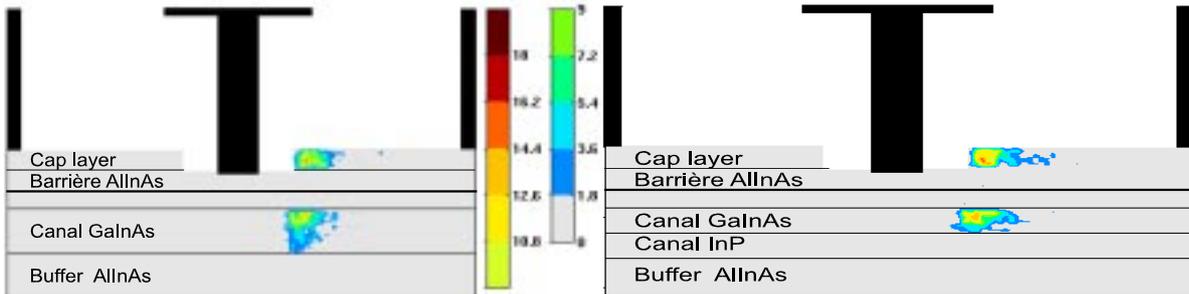


Figure IV-101 : LMHEMT à canal classique (à droite) et à canal composite (à gauche) - comparaison des cartes des événements ionisants. ($V_{GS} = -0.6$ V et $V_{DS} = 2.0$ V)

Le deuxième point, lié à la diminution de la conductance de sortie, est consécutif à l'amélioration du confinement des porteurs vers l'interface $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ [81] et à la réduction des effets de canal court [82]. La Figure IV-102 donne les densités électroniques sous la grille des LMHEMT à canal composite et conventionnel à $V_{GS} = 2.0$ V et $V_{DS} = -0.2$ V. Celles-ci, intégrées sur la largeur du canal, sont équivalentes dans les deux cas mais une grande partie des porteurs se sont confinés dans le GaInAs pour le canal composite. Les distances moyennes des électrons dans le canal à l'interface $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$, que nous avons représentées sur la Figure IV-103 en fonction de la position longitudinale, confirment très bien ce comportement. Dans le cas du LMHEMT à canal composite, que ce soit à canal ouvert ($V_{GS} = 0.0$ V) ou en début de pincement ($V_{GS} = -0.6$ V), les distances moyennes sous la grille n'excèdent pas 75 Å. Par contre, avec le LMHEMT conventionnel, les électrons peuvent se trouver jusqu'à une distance moyenne de 150 Å de l'interface.

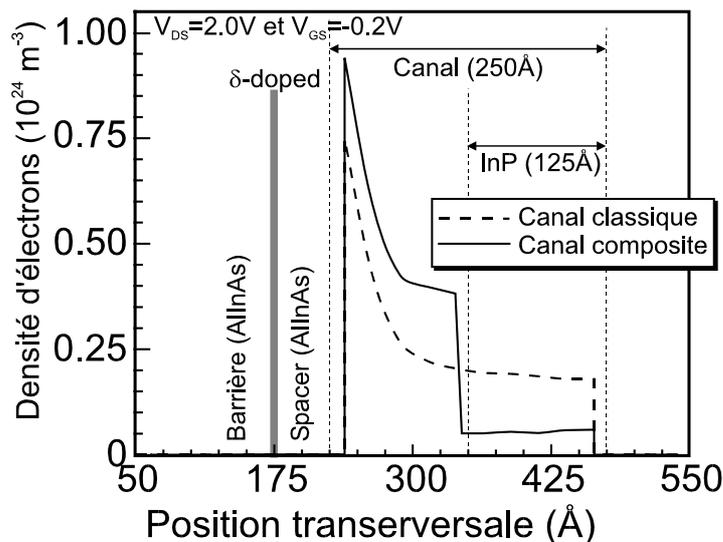


Figure IV-102 : densités électroniques sous la grille des LMHEMT à canal classique et à canal composite.

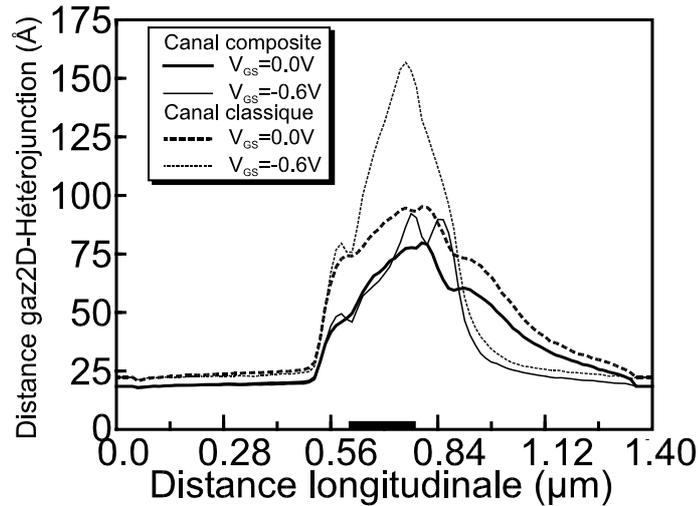


Figure IV-103 : distances moyennes des porteurs à l'interface dans le canal des LMHEMT à canal classique et à canal composite.

Nous avons simulé un LMHEMT conventionnel avec un canal de 125 Å de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ pour mesurer l'influence du confinement en le comparant avec le LMHEMT avec un canal de 250 Å. Les courants sont réduits dans l'ensemble de 10% mais la conductance de sortie subit le même sort principalement à $V_{GS}=-0.6\text{ V}$ ($g_m=g_{m_{MAX}}$) avec une diminution de 30 %. Cette effet est connu expérimentalement [46] et dans notre cas le rapport g_m/g_D est alors porté à 27. Néanmoins dans ce transistor à canal réduit en épaisseur les phénomènes d'ionisation ne sont pas atténués comme le démontre la Figure IV-104. Nous y avons tracé les évolutions des événements ionisants totalisés sur toute l'épaisseur du canal à la sortie de la région sous le recess côté drain. Elles concernent le LMHEMT conventionnel avec un canal de 125 Å et 250 Å ainsi que pour le LMHEMT à canal composite. Avec la réduction de l'épaisseur du canal, on ne peut observer aucune diminution de l'ionisation par impact dans le canal. Par contre dans le cas d'un canal constitué de 125 Å de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et 125 Å d'InP, l'ionisation est sensiblement réduite surtout à $V_{GS}=0.0\text{ V}$. Ceci tend à prouver qu'un canal composite permet de réduire la conductance de sortie mais surtout d'améliorer la tenue en tension du transistor à canal ouvert ce que ne fait pas le LMHEMT avec un canal de 125 Å. Nous avons tenté récemment d'améliorer encore notre transistor en utilisant un canal mixte 75 Å- $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ /175 Å-InP afin d'essayer de mieux confiner le gaz 2D et de réduire plus l'ionisation mais les performances saturent avec un g_m/g_D qui n'excède pas 29. Ceci tend à faire croire qu'il existe une épaisseur de GaInAs optimale [70,71] en deçà de laquelle les caractéristiques électriques du transistor se dégradent.

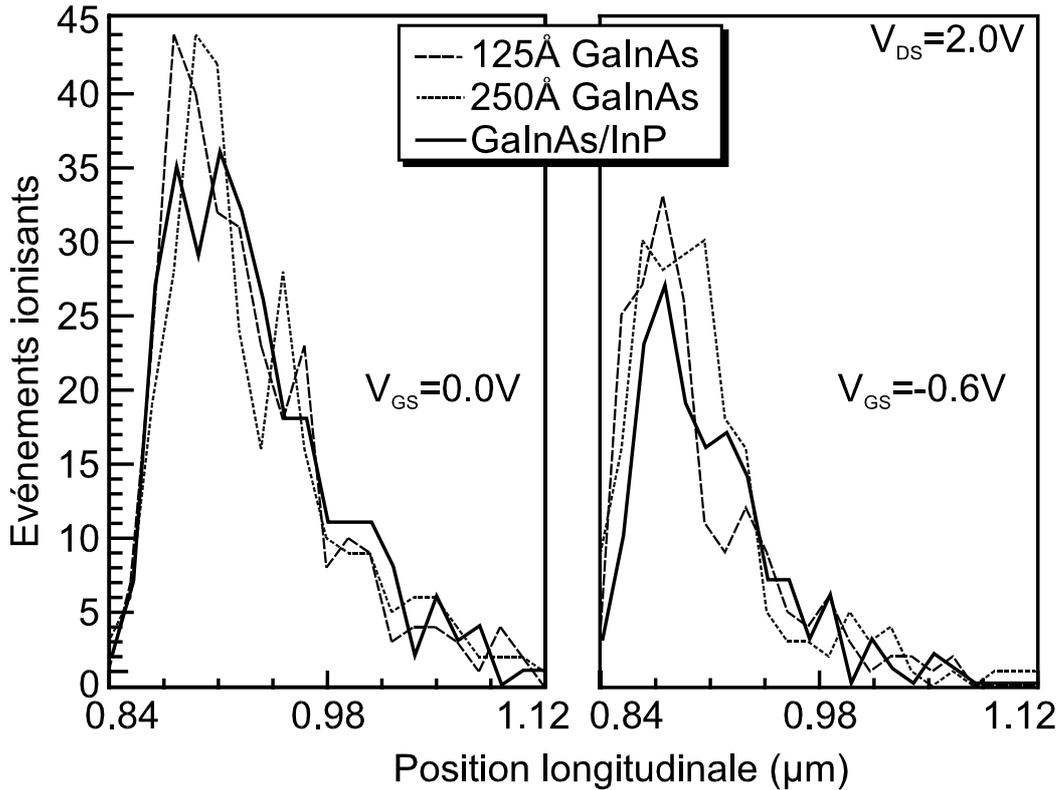


Figure IV-104 : événements ionisants à la sortie de la région du canal sous le recess pour le LMHEMT conventionnel avec deux épaisseurs de canal et le LMHEMT à canal composite.

(b) Etude expérimentale

La structure à canal composite (125/125) a été réalisée [6,83] et nous présentons ses caractéristiques sur la Figure IV-105 pour $I_{DS}(V_{DS})$ et sur la Figure IV-106 pour les conductances en fonction de V_{GS} à $V_{DS}=2.0$ V. Sur la première figure, le courant de drain atteint 820 mA/mm et la tension de pincement, à $V_{DS}=0.75$ V, avoisine -0.8 V. L'augmentation du courant et de la tension de pincement en valeur absolue s'explique par l'absence de diffusion de la grille, cette électrode ayant bénéficié d'une technologie un peu différente de celle du LMHEMT conventionnel. A $V_{DS}=0.75$ V, la transconductance, sur la deuxième figure, présente un maximum à 1180 mS/mm tandis que la conductance de sortie n'excède pas 80 mS/mm. Cette diminution de g_D entraîne une amélioration sensible du rapport g_m/g_D qui atteint 15 à $V_{GS}=-0.4$ V. Les fréquences f_T et f_{max} sont du même coup accrues par rapport au LMHEMT conventionnel avec respectivement 130 et 210 GHz. On peut aussi mentionner que la tension de claquage, souvent liée au phénomène d'ionisation, passe de 2.0 V environ pour le LMHEMT conventionnel à plus de 3.0 V pour le LMHEMT à canal composite.

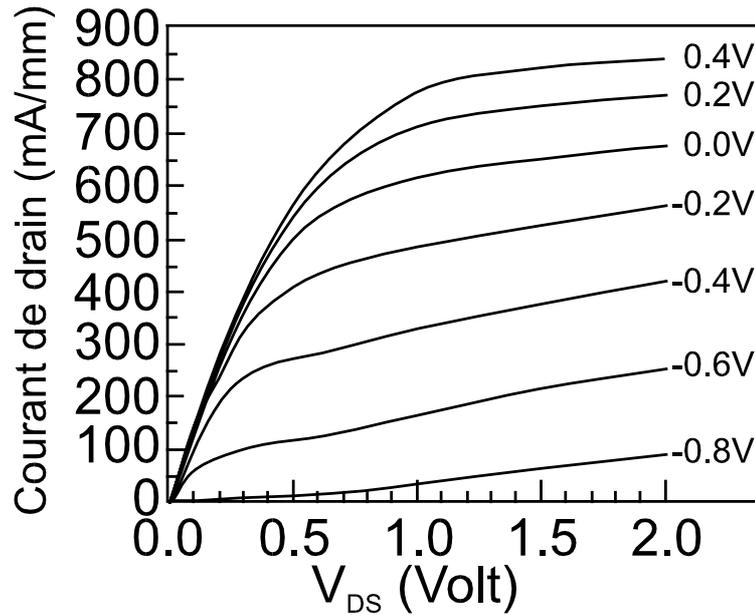


Figure IV-105 : caractéristiques I-V expérimentales d'un LMHEMT à canal composite.

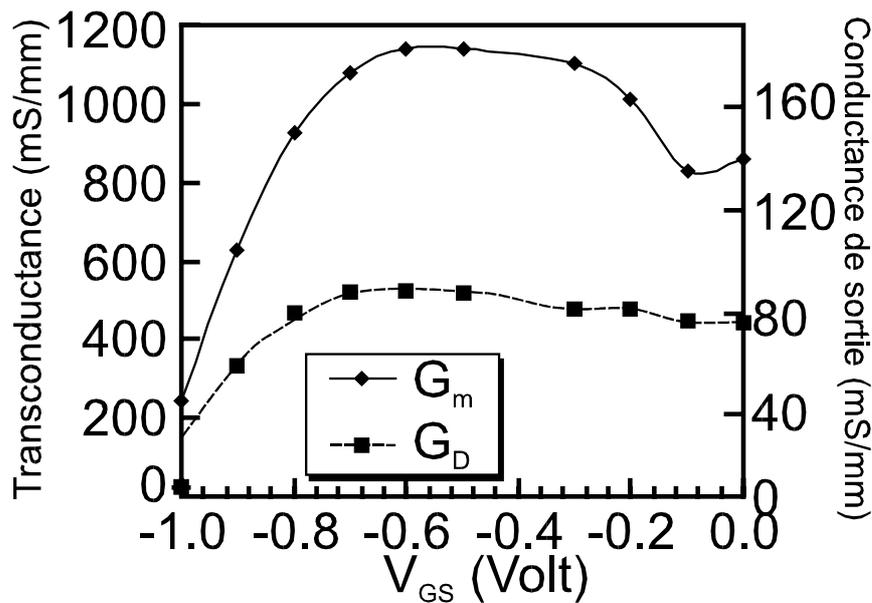


Figure IV-106 : g_m et g_D expérimentaux à $V_{DS}=0.75$ V pour un LMHEMT à canal composite.

b) Canal d'InP dopé

L'utilisation d'une couche d'InP dopée dans le canal a été mise en oeuvre dès les premières réalisations de LMHEMT à canal composite [80,84,85]. Tout en transportant une partie du courant à champ fort, cette couche supplée à l'alimentation de l'ensemble du canal en électrons. La structure étudiée est semblable à celle qui est représentée sur la Figure IV-97 à l'exception de la couche d'InP qui devient dopée à 10^{18} cm^{-3} .

(1) Etude théorique

Les caractéristiques I-V obtenues avec cette structure sont représentées sur la Figure IV-107. Le point le plus frappant est la valeur des courants qui ont plus que doublé par rapport au LMHEMT conventionnel ou à canal composite non dopé. A $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-0.2$ V, I_{DS} est égal à 1600 mA/mm. Le deuxième point important est la difficulté à pincer avec V_P qui s'élève à -1.5 V. Sur la Figure IV-108, où ont été rassemblées les variations de g_m et de f_c selon V_{GS} , les maxima pour la transconductance s'élèvent à 1800 mS/mm et pour la fréquence de coupure à 320 GHz à $V_{GS}=-0.7$ V. Ces performances élevées, malgré une conductance de sortie maximale de 60 mS/mm (Figure IV-109), permettent d'obtenir un rapport g_m/g_D égal à 30.

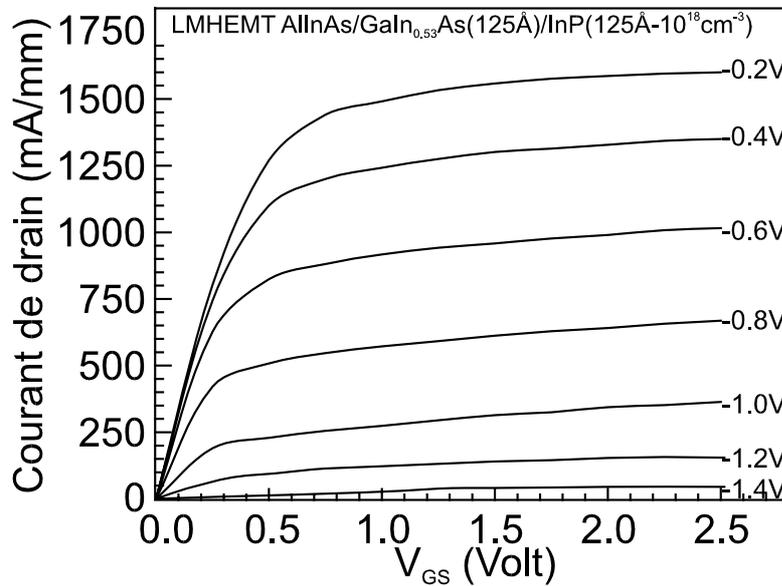


Figure IV-107 : caractéristiques I-V d'un LMHEMT à canal composite dopé.

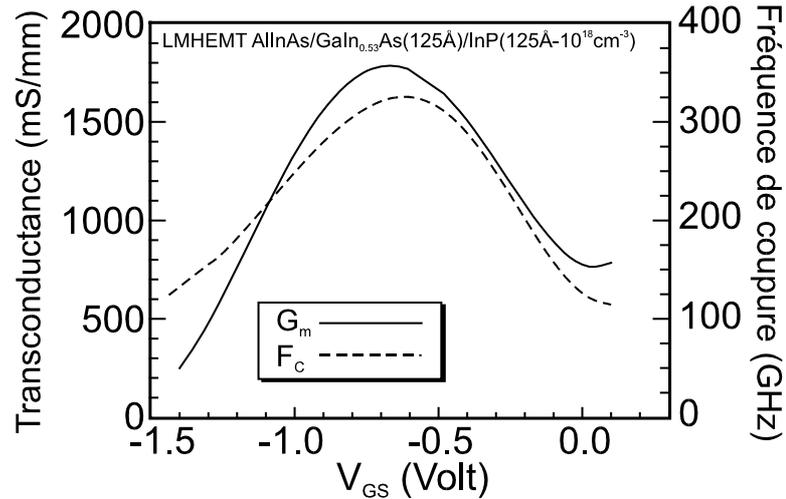


Figure IV-108 : g_m et f_c pour le LMHEMT à canal composite dopé.

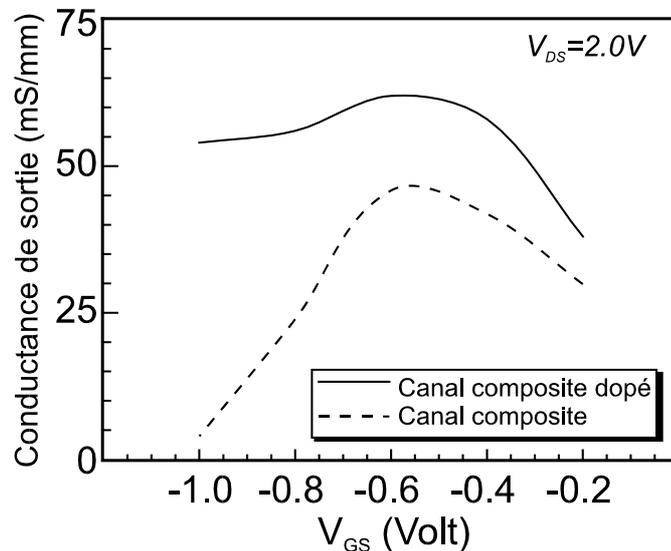


Figure IV-109 : conductance de sortie pour le LMHEMT à canal composite dopé.

Afin de comprendre l'influence du dopage de la couche d'InP dans le canal sur la conductance de sortie, nous avons tracé les contributions des couches de GaInAs et d'InP à la conduction du courant à la sortie de la région de recess à $V_{DS}=2.0$ V en fonction de V_{GS} pour les LMHEMT à canal composite dopé et non dopé (Figure IV-110). Pour des tensions allant de 0.0 V à -0.4 V, la couche de GaInAs participe à 85 % à la conduction du courant de drain et celle d'InP, dopée ou non, à hauteur de 15 %. Dès $V_{GS}=-0.4$ V, la contribution de la couche d'InP dopée devient plus importante que celle de l'InP n.i.d. avec le pincement du canal. A $V_{GS}=-1.0$ V, elle contribue à 45 % alors que cette même couche non dopée ne contribue qu'à 24 %. Comme la densité des événements ionisants est pratiquement identique dans les deux cas, on peut affirmer que l'utilisation d'un dopage

dans la couche arrière fait croître la conductance de sortie seulement par l'effet d'une conduction parasite.

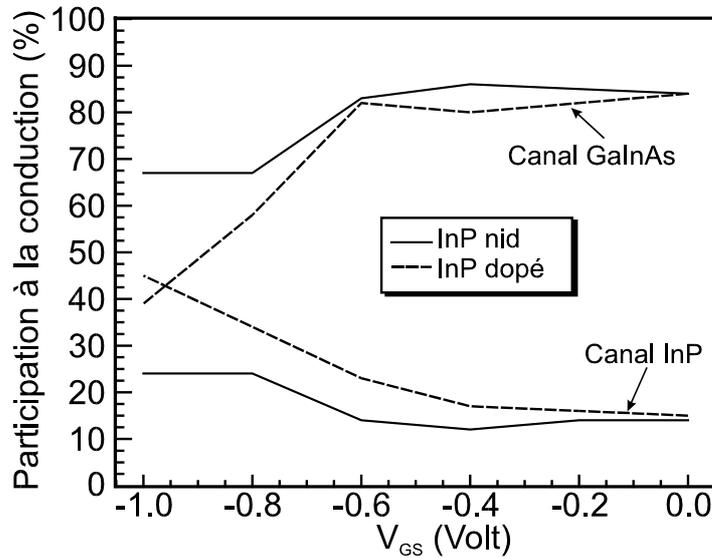


Figure IV-110 : contribution au courant des deux couches du canal en sortie de zone de recess à $V_{DS}=2.0V$ selon V_{GS} .

(2) Réalisation technologique

Le LMHEMT à canal composite dopé qui a été réalisé possède une structure légèrement différente du composant simulé. Représenté sur la Figure IV-111, ce transistor a en fait un canal constitué de 80 Å d' InP dopé à $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d'une couche de 40 Å d' InP non intentionnellement dopée pour constituer un spacer et d'une couche de 125 Å de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ n.i.d.

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 Å	δ-doped $5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	nid	200 Å	
		50 Å	
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	nid	120 Å	
InP	nid	40 Å	
InP	$2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	80 Å	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	nid	3000 Å	
InP	Si (Fe)		

Figure IV-111 : structure du LMHEMT à canal composite dopé réalisée au laboratoire.

Les caractéristiques I-V du transistor LMHEMT à canal dopé sont données par la Figure IV-112. Par rapport à la structure à canal composite non dopé, on constate un nette élévation du courant de drain. En effet A $V_{GS}=0.4\text{ V}$, la densité de courant s'élève à 1280 mA/mm, ce qui constitue une amélioration de 60 %. Cependant la tension de pincement est multipliée par 3 et, à $V_{GS}=-1.2\text{ V}$ et $V_{DS}=1.5\text{ V}$, la transconductance n'atteint qu'un maximum de 950 mS/mm. Aux mêmes polarisations, la conductance de sortie s'élève à 110 mS/mm faisant redescendre le rapport g_m/g_D de 15 (canal non dopé) à 9 (canal dopé). Néanmoins, ce transistor présente un intérêt évident en amplification de puissance à cause des fortes densités de courants qu'il peut fournir. Sa caractérisation dans ce domaine lui attribue une puissance de sortie de 355 mW/mm avec une efficacité de puissance ajoutée de 12% à 60 GHz [6].

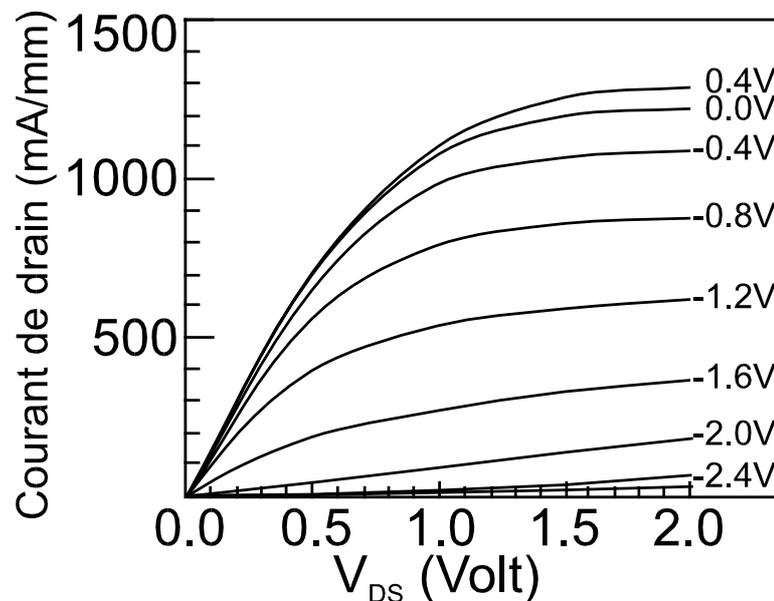


Figure IV-112 : caractéristiques I-V expérimentales du LMHEMT à canal composite dopé..

3. PHEMT à canal composite

L'utilisation d'un canal composite dans le cadre d'un transistor pseudomorphique est une tentative de réhabilitation de cette filière à nos yeux. La structure étudiée est reproduite sur la Figure IV-113 et présente un canal constitué de 125 Å de GaInAs et de 125 Å d'InP n.i.d. L'enrichissement du canal en GaInAs jusqu'à 75% d'indium constitue la seule différence avec le LMHEMT à canal composite non dopé. Ce transistor présente une densité de courant de 825 mA/mm à $V_{GS}=-0.2\text{ V}$ et $V_{DS}=2.0\text{ V}$ tandis que la transconductance et la fréquence de coupure du gain en courant à $V_{DS}=2.0\text{ V}$ atteignent respectivement des

maxima à 1350 mS/mm et 300 GHz. La présence du canal composite devrait permettre la réduction de la conductance de sortie de transistor. Cependant, comme le montre la Figure IV-114 où sont tracées les évolutions de g_D avec V_{GS} pour les PHEMT à canal conventionnel et à canal composite, la conductance de sortie s'est légèrement accrue avec l'introduction d'InP dans le canal.

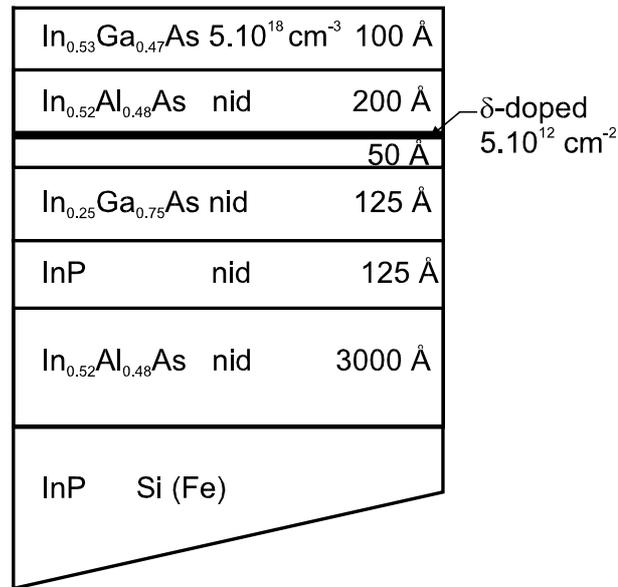


Figure IV-113 : structure du PHEMT à canal composite.

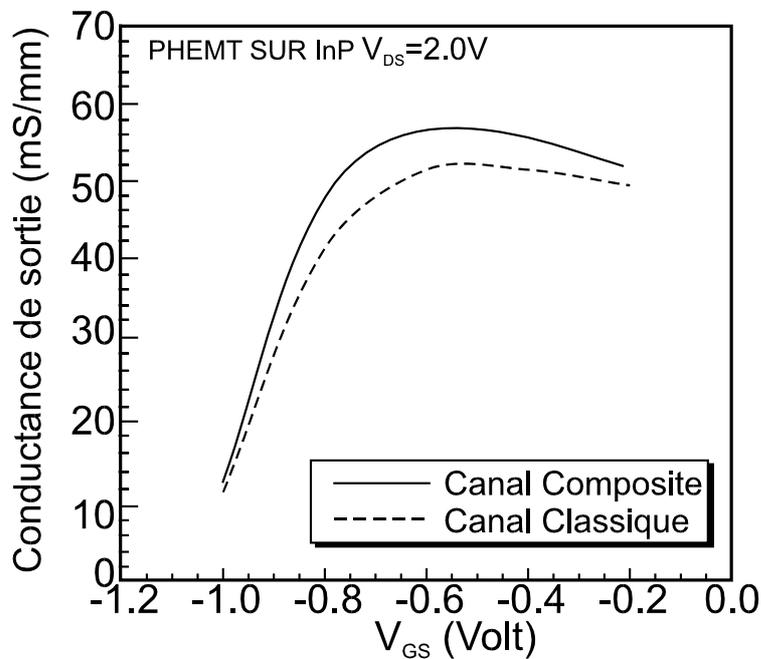


Figure IV-114 : conductances de sortie des PHEMT à canal conventionnel et composite.

Nous avons examiné les densités surfaciques de porteurs dans les canaux de GaInAs et d'InP ainsi que dans la barrière des LMHEMT et PHEMT à canal composite. Leurs évolutions

avec la position longitudinale dans le transistor à $V_{DS}=2.0$ V et $V_{GS}=-0.6$ V sont représentées sur la Figure IV-115. Dans le canal de $Ga_{0.25}In_{0.75}As$, les concentrations électroniques sont plus importantes que dans le canal de GaInAs en accord de maille, ce qui est logique puisque les discontinuités de bande sont plus élevées dans le cas du transistor pseudomorphique. Par contre dans la barrière mais surtout dans le canal d'InP les densités sont inférieures dans le cas du transistor pseudomorphique. Cela signifie que ce transistor bénéficie beaucoup moins de la présence de la couche d'InP pour réduire les événements ionisants. Comme l'augmentation de la composition d'indium a élevé la discontinuité de bande entre le canal de GaInAs et celui d'InP de 0.2 eV à 0.4 eV, les porteurs sont mieux confinés dans le canal de $Ga_{0.25}In_{0.75}As$ où ils ionisent en masse. Cette tentative infructueuse d'amélioration du PHEMT sur InP aggrave notre scepticisme quant à l'utilisation de cette filière pour des applications faible bruit avec notre structure standard.

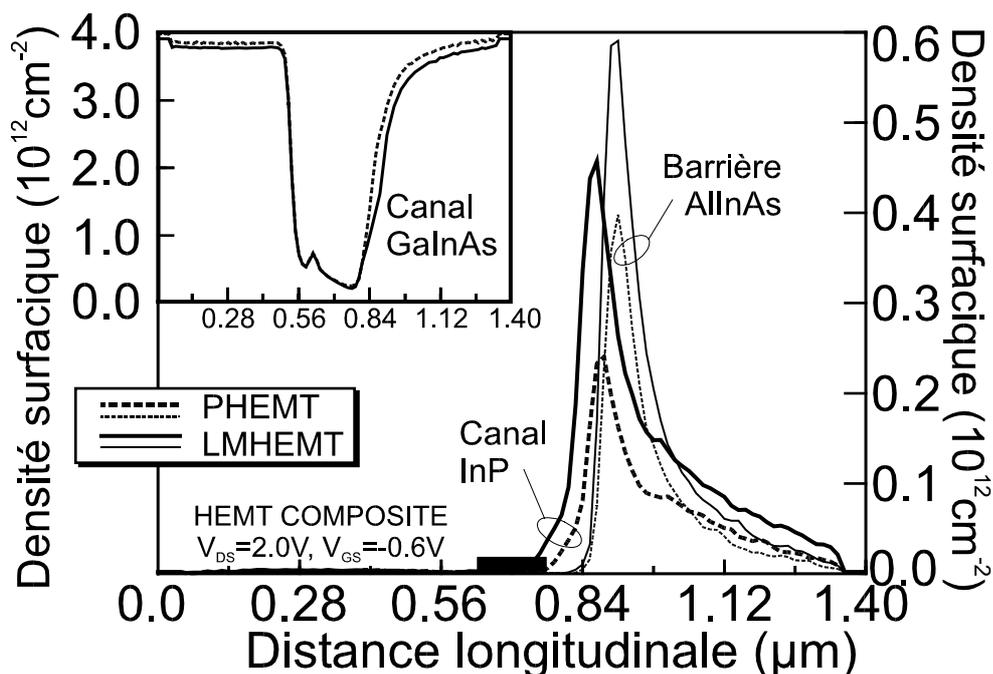


Figure IV-115 : densités surfaciques dans les canaux de GaInAs et d'InP ainsi que dans la barrière pour les LMHEMT et PHEMT à canal composite.

4. Conclusion sur les structures à canal composite

Globalement, on peut affirmer que l'utilisation d'un canal composite constitue un succès pour l'optimisation de notre LMHEMT standard. La réduction de la conductance de sortie sans affecter les autres caractéristiques du transistor était pour nous un point essentiel. Par rapport à la structure conventionnelle, les gains ont été multipliés par 3 dans le cas du LMHEMT à canal non dopé et les densités de courant par deux avec le LMHEMT à canal composite dopé. Cette technique, qui apporte une amélioration importante pour un transistor adapté en maille, ne fonctionnera cependant pas correctement avec un PHEMT de même structure d'après nos calculs. Il faut effectivement trouver un bon compromis entre l'amélioration du confinement des porteurs dans le canal de GaInAs et la possibilité de les laisser transiter dans le canal d'InP au lieu d'ioniser dans le matériau petit gap.

IV. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE IV

Une étude préliminaire, présentée en début de chapitre, a clairement désigné le LMHEMT sur InP comme le candidat adéquat à la réalisation d'amplificateurs faible bruit en bandes V et W (50-110 GHz). Les phénomènes d'ionisation dans le PHEMT de la même filière sont à l'origine de limitations trop pénalisantes pour l'utilisation de ce transistor.

Fort de cette constatation, nous avons entrepris simultanément l'étude théorique et la réalisation technologique d'un LMHEMT standard capable de respecter notre cahier des charges. Utilisant notre simulateur Monte Carlo dans un cadre le plus réaliste possible, nous avons montré que, sous certaines conditions particulières, il est tout à fait possible de prédire les performances d'une structure relativement complexe. Nous avons étudié les paramètres liés au potentiel de surface, aux dimensions du recess de grille, à la diffusion de la grille et aux résistances de contact. Bien ajustés, ils permettent d'obtenir des résultats comparables à ceux fournis par les réalisations. Après un examen du fonctionnement physique du transistor, il est apparu que l'ionisation par choc est une des causes majeures des contre performances de notre composant. Une phase d'études théoriques pour l'optimisation de celui-ci a été entreprise avant de nouvelles réalisations.

Des tentatives pour résoudre les problèmes d'ionisation, cause de conductances de sortie élevées, seule l'utilisation d'un canal composite nous a apporté pleine satisfaction. Aucune dégradation particulière n'est à signaler sur les performances avec l'utilisation d'un canal mixte non dopé GaInAs/InP mais on a plutôt observé une diminution de g_D jusqu'à 25 % dans le cas théorique et de plus de 60 % avec les mesures expérimentales. Cette amélioration a immédiatement eu une incidence avantageuse sur les performances en gain avec une fréquence maximale d'oscillations passant de 100 GHz à 210 GHz. Avec l'introduction d'un dopage dans la couche d'InP qui a entraîné une large augmentation des densités de courant, il nous a même été possible de montrer les potentialités du LMHEMT à canal composite dans le domaine de l'amplification de puissance. Seule ombre au tableau, l'application des structures à canal composite au PHEMT sur InP, que nous avons abordé, n'a montré aucune efficacité.

V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- 1 "Simulation Monte Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP"
Philippe BOUREL
Thèse de Doctorat de l'Université, Lille, 5 Décembre 1991
- 2 "Monte Carlo simulation of ultra short gated HEMT's : the impact of the choice of materials"
F. Dessenne, P. Bourel, M. Badirou, J.L. Thobel, M. Charef and F. Fauquembergue
Proceedings of the GaAs Simulation Group VII Meetings, University of Leeds, April 22-23 1993
- 3 "HEMT models and simulations in pseudomorphic HEMT"
P. Lugli, M. Paciotti, E. Calleja, E. Munoz, J.J. Sanchez-Rojas, F. Dessenne, R. Fauquembergue, J.L. Thobel and G. Zandler
in "Pseudomorphic HEMT: Technology and Applications", Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Erice, Sicily, Italy, July 14-25, 1994 edited by R. L. Ross, S. Swensonn, and P. Lugli, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, The Netherlands, 1996, p. 141
- 4 "Monte Carlo simulation of short-channel heterostructure field-effect transistors"
G.U. Jensen, B. Lund, T.A. Fjeldly and M. Shur
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 38, n° 4, April 1991, pp. 840-851
- 5 "Comparison of device performance of highly strained Ga_{1-x}In_xAs/Al_{0.48}In_{0.52}As"
K.B. Chough, T.Y. Chang, M.D. Feuer and B. Lalevic
Electronics letters, Vol. 28, n°3, 30th January 1992, pp. 329-330
- 6 P. Chevalier
Thèse de Doctorat, 1998, (à paraître).
- 7 "Etude prospective des potentialités de transistors à effet de champ à base de GaInAs sur InP"
R. Fauquembergue, O. Schuler, J.L. Thobel, A. Leroy, A. Cappy, M. Gendry, V. Drouot, T. Venet, G. Hollinger, J. Tardy, X. Letartre, P. Viktorovitch
Rapport contrat DRET 91/113 1996
- 8 "Technologie des transistors à effets de champ GaInAs/AlInAs sur substrat InP"
O. Schuler
Rapport DRET, Lille 1995
- 9 "Influence of parasitic capacitances on the performance of passivated InAlAs/InGaAs HEMT in the millimeter wave range"
O. Schuler, H. Fourre, R. Fauquembergue and A. Cappy
Proceedings of 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Schwabich-Gmund, Germany 21-25 April 1996, pp. 646-649
- 10 Mohamed Badirou
Thèse de Doctorat, 1998, (à paraître).
- 11 "HEMT sur substrat InP de longueur de grille L_G=0.15 μm : comparaison entre un canal GaInAs et un canal composite GaInAs/InP"
P. Chevalier, M. Badirou, F. Mollot, X. Wallart et R. Fauquembergue
Journées Nationales Microonde, S^t Malo, 21-23 Mai 1997
- 12 "Physics of semiconductor devices"
S.M. Sze
A Wiley-interscience Publication, John Wiley and sons, 1981, pp.638-651
- 13 "Experimental and theoretical investigation of the DC and high frequency characteristics of the negative differential resistance in pseudomorphic AlGaAs/InGaAs/GaAs MODFET's"
J. Laskar, J.M. Bigelow, J.P. Leburton and J. Kolodzey
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 39, n° 2, February 1992, pp. 257-263
- 14 "Depleted surface layer AlInAs/GaInAs/InP HFETs"
H. Daembkes, J. Dickmann, A. Wiersch and H. Kunzel
IEEE Proceedings of the Cornell Conference on Advanced Concepts in High Speed Semiconductor Devices and Circuits, Ithaca, New York, USA, 5th-7th August 1991, pp.198-207
- 15 "Hall effect measurement and a defect model of surface potential changes in GaAs"
W.R. Miller and G. Stillman
Journal of Applied Physics, Vol. 70, n° 12, 15th December 1991, pp. 7635-7637
- 16 "Estimation of dopant concentration and surface potential by x-ray photoemission spectroscopy"
T. Ogama
Journal of Applied Physics, Vol. 64, n° 11, 1st December 1988, pp. 6469-6476
- 17 "Analytical calculation of the surface potential and the band profile within the i region of a semi-infinite p/i semiconductor junction with arbitrary thickness and surface charge coverage of the intrinsic top layer"
J. Ristein
Journal of Applied Physics, Vol. 78, n° 10, 15th November 1995, pp. 6083-6090
- 18 "Natural nonuniformities of the surface potential of a doped semiconductor"

- V.B. Bondarenko, Y.A. Kudinov, S.E. Ershov and V.V. Korablev
Semiconductors, Vol. 30, n° 11, November 1996, pp. 1078-1082
- 19 "Simulation bidimensionnel de composants submicroniques. Application à l'étude des potentialités de transistors à effet de champ conventionnels et à hétérojonctions"
Marc Pernisek
Thèse d'état, 8 Février 1990, Lille
- 20 "Surface effect in submicronic GaAs MESFET : two dimensional modeling and optimization of recessed gates structures"
F. Heliodore, M. Lefebvre and G. Salmer.
Institute of Physics Conference Serie n° 91, Chapter 7, International Symposium on GaAs and Related Compounds, Heraklion, Greece 1987
- 21 "Finite element Monte Carlo simulation of recess gate compound FETs"
S. Babiker, A. Asenov, J.R. Barker and S.P. Beaumont
Solid-State Electronics, Vol. 39, n°5, May 1996, pp. 629-635
- 22 "Influence of DX centers and surface states on δ -doped high electron mobility transistor performance"
H. Tian, K.W. Kim and M.A. Littlejohn
Journal of Applied Physic, Vol. 69, n° 7, 1st April 1991, pp. 4123-4128
- 23 "Influence of surface effects on the performance of Planar GaAs-MESFETs"
W. Brockerhoff, R. Bertenburg and U. Seiler
Proceedings of the 5th Meeting of the GaAs Simulation Group : III-V Device Simulation Workshop, 12-13 October 1989, Villa Gialino, Torino, Italy
- 24 "Surface potential effect on gate-drain avalanche breakdown in GaAs MESFET's"
H. Mizuta, K. Yamaguchi and S. Takahashi
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-34, n° 10, October 1987, pp. 2027-2032
- 25 "Passivation des transistors à effet de champ à hétérostructure AlInAs/GaInAs sur substrat InP"
Bob Bellini
Rapport de stage à l'IEMN effectué du 15 Avril au 30 Juin 1996
- 26 "Failure mechanisms in AlGaAs/GaAs HEMT"
K.A. Christianson, C. Moglestrue and W.T. Anderson
Solid-State Electronics, Vol. 38, n°9, September 1995, pp.1623-1626
- 27 "High-performance InP-based enhancement mode HEMT's using non-alloyed ohmic contacts and Pt-based buried-gate Technology"
K.J. Chen, T. Enoki, K. Maezawa, K. Arai and M. Yamamoto
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n° 2, February 1996, pp. 252-257
- 28 "Improved source resistance in InP-based enhancement-mode HEMT for high speed digital applications"
K.J. Chen, K. Maezawa, K. Arai, M. Yamamoto and T. Enoki
Electronics Letters, Vol. 31, n° 11, 25th May 1995, pp. 925-927
- 29 "0.3- μ m gate-length enhancement-mode InAlAs/InGaAs/InP high electron mobility transistor"
A. Mahajan, M. Arafan, P. Fay, C. Caneau and I. Adesida
IEEE Electron Device Letters, Vol. 18, n° 6, June 1997, pp. 284-286
- 30 "New evidence for velocity overshoot in a 200 nm pseudomorphic HEMT"
S. Babiker, N. Cameron, A. Asenov and S.P. Beaumont
Proceedings of ESSDERC 1995, Eds. H.C. de Graaf, H. van Kranenburg, Editions Frontiers, 1995, pp. 173-176
- 31 "Impact ionization in AlInAs/GaInAs HFET's"
A.A. Moolji, S.R. Bahl and J.A. del Alamo
IEEE Electron Device Letters, Vol. 15, n° 8, August 1994, pp. 313-315
- 32 " Breakdown mechanisms in Pseudomorphics InAlAs/In_xGa_{1-x}As high electron mobility transistors on InP I: off-state"
J. Dickman, S. Schildberg, K. Riepe, B.E. Maile, A. Schurr, A. Geyer and P. Marozny
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 34, n° 1, part 1, January 1995, pp. 66-71
- 33 "Breakdown mechanisms in Pseudomorphics InAlAs/In_xGa_{1-x}As high electron mobility transistors on InP II: on-state"
J. Dickman, S. Schildberg, K. Riepe, B.E. Maile, A. Schurr, A. Geyer and P. Marozny
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 34, n° 4A, part 1, April 1995, pp. 1805-1808
- 34 "Dependence of sidegating effect in AlInAs/InGaAs HEMT upon impact ionization"
C. Berthelot, P. Vigier, J.M. Dumas, A. Clei, R. Palla and J.C. Harmond
Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Schwäbich-Gmünd, Germany, 21-25 April 1996, pp. 674-677
- 35 "Simulation of gate leakage due to impact ionization in InAlAs/InGaAs-HFET"
P. Ellrodt, W. Brockerhoff, F.J. Tegude
Proceedings of the 4th International Seminar on Simulation of Devices and Technologies (ISSDT'95) 15-17 November 1995 Berg-en-Dal, Kruger National Park, South Africa, pp. 34-37
- 36 "On the temperature dependence of the impact ionization in HFET and the corresponding RF- and noise performance"
R. Reuter, T. Breder, U. Auer, S. Van Waasen, M. Agethen and F.J. Tegude
Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Schwäbich-Gmünd, Germany, 21-25 April 1996, pp. 654-657
- 37 "I-V kink InAlAs/InGaAs MODFETs due to weak impact ionization process in the InGaAs channel"

- G.-G. Zhou, A. Fischer-Colbrie and J.S. Harris Jr.
 Proceedings of the 4th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 27-31 Mars 1994, Santa Barbara, pp. 435-438
- 38 "Direct correlation between impact ionization and the kink effect in AlInAs/InGaAs HEMT's"
 M.H. sommerville, J.A. del Alamo and W. Hoke
 IEEE Electron Device letters, Vol. 17, n° 10, October 1996, pp. 473-475
- 39 "High output conductance of InAlAs/InGaAs/InP MODFET due to weak impact ionization in the InGaAs channel"
 G.G. Zhou, A. Fischer Colbrie, J. Miller, Y.C. Pao, B. Hugues, L. Studebaker and J.S. Harris
 Technical Digest of the International Electron Devices Meeting, Washington, USA, 8-11 April 1991, pp. 247-250
- 40 "A Monte Carlo study of impact ionization in InP LMHEMT"
 P. Bourel. M. Badirou, F. Dessenne, J.L. Thobel and R. Fauquembergue
 Proceedings of the 4th International Seminar on Simulation of Devices and Technologies, 15-17 November 1995, Berg-en-Dal, Kruger National Park, South Africa, pp. 50-53
- 41 " AlInAs/GaInAs pseudomorphique HEMT : design and performances"
 J. Dickmann, K. Riepe, H. Daembkes and H. Künzel
 Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Paris, 19-22 April 1993, pp. 377-380
- 42 "Schottky barrier heights of n-type and p-type $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ "
 L.P. Sadwick, C.W. Kim, K.L. Tan and D.C. Streit
 IEEE Electron. Device Letters, Vol. 12, n° 11, November 1991, pp. 626-628
- 43 "Pt based gate enhancement-mode InAlAs/GaInAs HEMT's for large-scale integration"
 N. Harada, S. Kuroda, T. Katakami, K. Hikosaka, T. Mimura and M. Abe
 Proceedings of the 3rd International Conference on InP and Related Materials, 8-11 April 1991, Cardiff, pp. 377-380
- 44 "W-band low noise InAlAs/InGaAs lattice-matched HEMT's"
 P.C. Chao, A.J. Tessmer, K.-H. G. Duh, P. Ho, M.Y. Kao, P.M. Smith, J.M. Ballingal, S.M.J. Liu and A.A. Jabra
 IEEE Electron Device Letters, Vol. 1, n° 1, January 1990, pp. 59-62
- 45 "High performance 0.15 μm -gate length OMVPE-grown InAlAs/InGaAs MODFETs"
 I. Adesida, K. Nummila and M. Tong
 Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Paris, 19-22 April 1993, pp. 405-408
- 46 "Reduction of the output conductance in InAlAs/GaInAs HEMT with 0.15 μm gates"
 H. Heiß, D. Xu, S. Kraus, M. Sexl, G. Böhm, G. Tränkle and G. Weimann
 Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Schwäbich-Gmünd, Germany 21-25 April 1996, pp. 470-473
- 47 "W-band power passivated 0.15 μm InAlAs/InGaAs HEMT device"
 K.C. Hwang, P. Ho, M.Y. Kao, S.T. Fu, J. Liu, P.C. Chao, P.M. Smith and A.W. Swanson
 Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Santa Barbara, USA, 27-31 Mars 1994, pp.18-20
- 48 "Extremely high gain 0.15 μm gate-length InAlAs/InGaAs/InP HEMT."
 P. Ho, M.Y. Kao and P.C..Chao
 Electronics Letters, Vol. 27, n° 4, 14th Février 1991, pp. 325-327
- 49 "Characterisation of surface-undoped $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As/In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As/InP}$ high electron mobility transistor"
 Y.-C. Pao, C.K. Nishimoto, R. Majidi-Ahy, J. Archer, N.G. Bechtel and J.S. Harris Jr.
 IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 37, n° 10, October 1990, pp. 2165-2170
- 50 "Impact of surface layer on $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As/In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As/InP}$ high electron mobility transistors"
 Y.-C. Pao, C. Nishimoto, M. Riaziat, R. Majdhi-Ahy, N.G. Bechtel and J.S. Harris
 IEEE Electron Device Letters, Vol. 11, n° 7, July 1990, pp. 312-314
- 51 "Influence of a surface layer on dc- and rf-performance of AlInAs/GaInAs HFETs"
 J. Dickmann, H. Dämbkes, H. Nickel, R. Lösch, W. Schlapp, Y.H. Zhang, J. Böttcher and H. Künzel
 Proceedings of the 3rd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 8-11 April 1991, Cardiff, pp. 292-295
- 52 "Novel fabrication process for Si_3N_4 passivated InAlAs/InGaAs/InP HFETs"
 J. Dickmann, K. Riepe, H. Haspeklo, B. Maile, H. Dämbkes, H. Nickel, R. Losch and W. Schlapp
 Electronics Letters, Vol. 28, n° 19, 10th September 1992, pp. 1849-1850
- 53 " InAlAs/InGaAs/InP HFET with suppressed impact ionization using dual-gate cascode-devices"
 W. Daumann, P. Ellrodt, W. Brockerhoff, R. Bertenburg, R. Reuter, U. Auer, W. Molls and F.J. Tegude
 IEEE Electron Device Letters, Vol. 17, n° 10, October 1996, pp. 488-490
- 54 "Influence de la topologie du recess de grille sur les performances d'un PM HFET de puissance"
 J. Hédoire, J.. Delemer, M. Rousseau and J.C. De Jaeger
 9^{ème} Journée Nationale de Microélectronique et Optoélectronique III-V, Avril 1997, Chantilly, pp.162-163
- 55 " InAlAs/InGaAs/InP HEMT's with high breakdown voltages using double-recess gate process"
 J.B. Boos and W. Kruppa
 Electronics Letters, Vol. 27, n° 21, 10th October 1991, pp. 1909-1910
- 56 "DC and RF characteristics of double recessed and double pulse doped AlInAs/GaInAs/InP HEMT"

- K.Y. Hur, R.A. McTaggart, A.B. Miller, W.E. Hoke, P.J. Lemonias and L.M. Aucoin
 Electronics Letters, Vol. 31, n° 2, 19th January 1995, pp. 135-136
- 57 "Double recessed AlInAs/GaInAs/InP HEMT with high breakdown voltages"
 K.Y. Hur, A. McTaggart, B.W. Leblanc, W.E. Hoke, P.J. Lemonias, A.B. Miller, T.E. Kazior and L.M. Aucoin
 GaAs IC symposium, 1991, pp.101-104
- 58 "Simulation hydrodynamique bidimensionnelle de transistors de type HEMT pseudomorphique. Analyse physique et optimisation pour l'amplification de puissance hyperfréquence"
 J. Hédoire
 Thèse de Doctorat, 7 Juillet 1997, Lille
- 59 "Low-conductance drain (LCD) design of InAlAs/InGaAs/InP HEMT's"
 Y.C. Pao and J. Harris
 IEEE Electron Device Letters, Vol. 13, n° 10, October 1992, pp. 535-537
- 60 "Novel AlInAs/InP HEMT"
 O. Aina, M. Serio, M. Mattingly and E. Hempfling
 Electronics Letters, Vol. 26, n° 10, 10th May 1990, pp. 651-652
- 61 "0.33 μm gate length millimeter wave InP channel HEMT's with high f_T and f_{max} ."
 L. Aina, M. Burgess, M. Mattingly, J.M. O'connor, A. Meerschaet, M. Tong, A. Ketterson and I. Adesida
 IEEE Electron Device Letters, Vol. 12, n° 9, 1st September 1991, pp. 483-485
- 62 "High-breakdown, high gain InAlAs/GaInAsP quantum-well HEMT's"
 W.-P. Hong, R. Bhat, J.R. Hayes, C. Nguyen, M. Koza and G.K. Chang
 IEEE Electron Device Letters, Vol. 12, n° 10, October 1991, pp. 559-561
- 63 "Al_{0.25}In_{0.75}P/Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.35}In_{0.65}As graded channel pseudomorphic HEMT's with high channel breakdown voltage"
 K.B. Chough, C. Caneau, W.P. Hong and J.I. Song
 IEEE Electron Device Letters, Vol. 15, n° 1, January 1994, pp. 33-35
- 64 "High performance InP-based HEMT's with a gradual pseudomorphic channel"
 K.B. Chough, W.P. Hong, C. Caneau and J.I. Song
 Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials,
 21-25 avril 1996, Schwabich-Gmund (GER), pp. 427-430
- 65 "AlInAs/GaInAs pseudomorphic HEMT : design and performances"
 J. Dickmann, K. Riepe, H. Daembkes and H. Kunzel
 Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 19-22 April 1993, Paris,
 pp. 461-464
- 66 "Suitable channel structure design for high electron mobility InAlAs/InGaAs MODFET"
 D. Inoue, K. Matsumura, M. Savada and Y. Harada
 Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 19-April 1993, Paris,
 pp. 501-503
- 67 "Impact of gate recess offset on pseudomorphic HEMT performance : a simulation study"
 A. Asenov, S. Babiker, N. Cameron, M.R.S. Taylor and S.P. Beaumont
 Proceedings of the 26th European Solid State Device Research Conference, Congress Center of Bologna (Italy) ,
 9-11 September 1996, pp. 1017-1019
- 68 "Degradation effects and stabilisation of InAlAs/InGaAs HFETs"
 K. Weigel, M. Waith, K. Hirche and K. Heine
 Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials,
 21-25 April 1996, Schwabich-Gmund (GER), pp. 662-665
- 69 "Physics and behaviour of asymmetrically recessed InP-based MODFET's fabricated with an electron beam resist process"
 D.G. Balleger and I. Adesida
 Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials,
 27-31 Mars 1994, Santa Barbara, pp. 331-334
- 70 "InP-based power HEMT"
 M. Matloubian and L. Larson
 Pseudomorphic HEMT Technology and Applications, 14-25 July, Erice, Italy
- 71 "GaInAs/InP composite channel HEMT's"
 M. Matloubian, L.M. Jelloian, M. Lui, T. Liu, L.E. Larson, L.D. Nguyen and M.V. Le
 IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 40, n° 11, November 1993, pp. 2112-2116
- 72 "A submicron InAlAs/n⁺-InP HFET with reduced impact ionization"
 D. R. Greenberg, J.A. del Alamo and R. Bhat
 Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials,
 21-25 April 1996, Schwabich-Gmund (GER), pp. 407-410
- 73 "Impact ionization and transport in InAlAs/n⁺-InP HFET"
 D. R. Greenberg, J.A. del Alamo and R. Bhat
 IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 42, n°9, September 1995, pp. 1574-1582
- 74 "High electron mobility in pseudomorphic modulation-doped In_{0.75}Ga_{0.25}As/InAlAs heterostructures achieved with growth interruptions"

- V. Drouot, M. Gendry, C. Santinelli, P. Viktorovitch, G. Hollinger, S. Elleuch and J.L. Pelouard
Journal of Applied Physics, Vol. 77, n° 4, 15th February 1995, pp. 1810-1812
- 75 "AlInAs/GaInAs pseudomorphic HEMT : design and performances"
J. Dickmann, K. Riepe, H. Daembkes and H. Kunzel
Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, April 1993, pp. 461-464
- 76 "Experimental and theoretical characteristics of high performance pseudomorphic double heterojunction InAlAs/In_{0.7}Ga_{0.3}As/InAlAs HEMT's"
Y. Kwon, D. Pavlidis, T.L. Brock and D.C. Streit
IEEE Transactions on Electron Device, Vol. 42, n° 6, June 1995, pp. 1017-1025
- 77 "Submicron pseudomorphic double heterojunction InAlAs/In_{0.7}Ga_{0.3}As/InAlAs HEMT's with high cut-off and current-drive capability"
Y. Kwon, D. Pavlidis, T. Brock, G.I. Ng, K.L. Tan, J.R. Velebir, D.C. Streit
Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 19-22 April 1993, Paris, pp. 465-468
- 78 "Suitable channel structure design for high electron mobility InAlAs/InGaAs MODFET"
D. Inoue, K. Matsumura, M. Savada and Y. Harada
Proceedings of the 5th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 19-22 April 1993, Paris, pp. 501-503
- 79 "50-nm self-aligned-gate pseudomorphic AlInAs/GaInAs high electron mobility transistors"
L.D. Nguyen, A.S. Brown, M.A. Thompson and L.M. Jelloian
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 39, n° 9, September 1992, pp. 2007-2014
- 80 "InGaAs/InP double channel HEMT on InP"
T. Enoki, K. Arai, A. Kohzen and Y. Ishii
Proceedings of the 4th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, New Port, 21-24 April 1992, pp. 14-17
- 81 "Physical origin of the high output conductance in Al_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP HEMT"
Y.C. Pao and J.S. Harris
Proceedings of the 3rd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 8-11 April 1991, Cardiff, pp.344-348
- 82 "0.05 μm-gate InAlAs/InGaAs high mobility electron transistor and reduction of its short channel effects"
T. Enoki, M. Tpmizawa, T. Umeda and Y. Ishii
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 33, n° 1B, Part 1, January 1994, pp. 798-803
- 83 "Interest of 0.15 μm gate length InGaAs/InP composite channel HEMT for millimeter-wave MMIC amplifiers"
P. Chevalier, F. Dessenne, M. Badirou, J.L. Thobel and R. Fauquembergue
Proceedings of the 5th IEEE International Workshop on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications (EDMO' 97), London, 23-25 November, pp. 193-198
- 84 "InP-based HEMT with Al_{0.48}In_{0.52}As_xP_{1-x} schottky layers"
L.M. Jelloian, M. Matloubian, T. Liu, M. Lui and A. Thompson
IEEE Electron Device Letters, Vol. 15, n° 5, May 1994, pp. 172-174
- 85 "Low voltage characteristics of InGaAs/InP composite channel HEMT structure fabricated by optical lithography"
S. Strähle, B. Henle and E Kohn
Electronics Letters, Vol. 30, n° 23, 10th November 1994, pp. 1989-1990

CHAPITRE V

CHAPITRE V

ETUDE PROSPECTIVE DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP SUR GaN

<i>I. INTRODUCTION</i>	<i>V-245</i>
<i>II. EVOLUTION DES FET GaN ET ETAT DE L'ART</i>	<i>V-246</i>
<i>III. COMPARAISON DES MESFET GaN ET GaAs</i>	<i>V-247</i>
<i>IV. ETUDE DE HFET GaN/Al_xGa_{1-x}N</i>	<i>V-253</i>
<i>A. Présentation de la structure étudiée</i>	<i>V-253</i>
<i>B. HFET GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N</i>	<i>V-254</i>
<i>C. HFET GaN/AlN</i>	<i>V-257</i>
<i>V. ETUDE DE HEMT AlGa_xN/GaN</i>	<i>V-260</i>
<i>A. Comparaison théorie-expérience</i>	<i>V-260</i>
<i>B. HEMT à canal GaN Zinc Blende</i>	<i>V-262</i>
<i>VI. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE V</i>	<i>V-265</i>
<i>VII. REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE DU CHAPITRE V</i>	<i>V-266</i>

I. INTRODUCTION

Comme en optoélectronique [1], les matériaux à grand gap soulèvent un intérêt indéniable pour les applications micro-ondes depuis environ 5 ans [2]. L'abondance des publications consacrées [3,4,5] aux matériaux nitrurés permet d'affirmer qu'ils sont les plus en vue des semi-conducteurs à grand gap pour la réalisation de dispositifs à effet de champ. Cette popularité assez soudaine n'est pas seulement à mettre au compte des propriétés physiques et chimiques de ces semi-conducteurs très réfractaires [6]. Celles-ci sont connues depuis plusieurs dizaines d'années tout comme leurs excellentes propriétés de transport électronique supérieures à certains égards à celles de matériaux classiques tels que GaAs et Si (cf. chap. 2). Les progrès en épitaxie de couches nitrurées ont été tels au début des années 1990 [7,8,9] qu'il était possible d'envisager des applications en micro-électronique avec ce type de matériaux. Par exemple, l'utilisation de nouveaux substrats (H-SiC [10], C-SiC [7], MgO et ZnO [11]) associés à des buffers plus élaborés à base d'AlN [12] a permis de réduire les dislocations [13] dans les épitaxies. L'obtention du dopage P [14] pour des applications en logique complémentaire, des dopages N résiduels faibles [15], la synthèse du GaN de type Zinc Blende [16] et la création de contacts métal/semi-conducteur fonctionnels (Schottky [17] et ohmiques [18]) ont ouvert de nombreuses potentialités pour cette filière. Dans le cas de transistors à effet de champ à hétérojonction sur GaN, le fait d'utiliser des discontinuités de bande importantes permet d'obtenir de fortes densités dans le canal [19,20]. Avec un champ de claquage très élevé (> 1 MV/cm [21]) les réalisations devraient posséder une excellente tenue en tension. Ces qualités ont incité à réaliser des efforts technologiques pour des applications dans le domaine de l'amplification de puissance et des dispositifs où le niveau de bruit n'est pas une considération. Pour les justifier, des études théoriques ont déjà été menées [22,23] et nous présentons, à notre tour dans ce chapitre, les possibilités de la filière GaN par des calculs de type Monte Carlo portant sur des MESFET et des HEMT.

Dans la première partie de ce chapitre, nous rappelons l'évolution des FET à base de GaN dont l'histoire n'excède pas cinq ans, pour aboutir sur l'état de l'art actuel. L'étude théorique d'un MESFET GaN Zinc Blende comparé au même MESFET GaAs constitue le thème de la deuxième partie. Suite à des améliorations apportées à ce transistor, nous présentons, dans un troisième volet, les performances de HFET GaN/AlGaIn avec différents types de buffer pour les deux types de matériau, Wurtzite et Zinc Blende. Avant de conclure, une dernière partie aborde les premiers calculs réalisés pour des HEMT sur GaN.

II. EVOLUTION DES FET GaN ET ETAT DE L'ART

La première réalisation de FET à partir de GaN, avec une transconductance de 23 mS/mm, a été relatée par M. Asif Khan [24] en 1993. Dans la foulée, il publie également les performances du premier HEMT réalisé à base de GaN [25] et qui présente une transconductance de 28 mS/mm à l'ambiante et 46 mS/mm à 77 K. Un des premiers MESFET GaN à grille submicromique, fabriqué par S.C. Binari en 1994 [26] a permis d'atteindre une transconductance de 20 mS/mm et des f_T et f_{max} de 8 et 17 GHz. Dans le même temps, M. Asif Khan publie les performances d'un HFET AlGaIn/GaN muni d'une grille de 0.25 μm [27]. A température ambiante, la transconductance maximale a été mesurée à 27 mS/mm, f_T à 11 GHz et f_{max} à 35 GHz. A partir de là, les réalisations s'enchaînent [28,29] et certains auteurs testent avec succès leurs transistors d'une part à température élevée [30,31,32,33] et, d'autre part, dans le domaine des puissances élevées où la tenue en tension est primordiale [34]. Les premières applications commencent à apparaître avec la fabrication d'un inverseur logique à base de HFET $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}/\text{GaN}$ de longueur de grille de 1 μm et fonctionnant par enrichissement et appauvrissement [35]. Après examen des caractéristiques de ces réalisations, il apparaît, pour le moment, que la qualité des couches et des dépôts des contacts pour les transistors sur GaN importent beaucoup plus que la longueur de la grille. Les performances électriques sont notablement réduites par les résistances séries et des courant de fuite à la grille ce qui explique une certaine disparité entre les performances pour des grilles de longueurs comparables. Néanmoins, dans la course au 100 GHz de f_{max} , on peut citer les travaux de J. Burm [36,37] sur un HEMT avec une grille d'un quart de micron et parvenant à 21.4 GHz de f_T et surtout 77 GHz de f_{max} . M. Asif Khan fait un grand pas en utilisant un DC-HFET (Doped channel Heterostructure Field Effect Transistors) sur lequel il dépose une grille de 0.15 μm [38]. Avec une transconductance de 120 mS/mm, la fréquence de coupure atteint 30 GHz et la fréquence maximale d'oscillation 97 GHz. L'état de l'art pour les FET sur GaN est alors obtenu par J. Burm du même laboratoire à l'université de Cornell avec une fréquence f_T de 47 GHz et une fréquence f_{max} de 103 GHz, toujours avec la structure déjà présentée mais dotée d'une grille de 0.12 μm [39]. Toutes les réalisations que nous venons d'aborder précédemment utilisent des semi-conducteurs nitrurés de type Wurzite. Une étude de MESFET GaN Zinc-Blende est proposée dans la partie suivante afin d'en définir les potentialités.

III. COMPARAISON DES MESFET GaN ET GaAs

Le premier transistor sur GaN que nous avons étudié est un MESFET représenté par la Figure V-1. Il est composé d'un buffer de 0.28 μm de GaN de type Zinc Blende non intentionnellement dopé ($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) sur lequel sont déposés 400 \AA de GaN dopé à 10^{18} cm^{-3} . La structure est de type planar avec des contacts ohmiques séparés de 0.45 μm pour une grille de 0.12 μm (0.9 μm pour une grille de 0.24 μm) et profonds de 1600 \AA . Les tensions importantes appliquées au drain, quelques dizaines de Volts, ne nous sont pas familières mais sont nécessaires pour tirer parti des vitesses électroniques importantes dans GaN. La Figure V-2 donne les caractéristiques courant-tension pour le MESFET avec une grille de 0.12 μm et la Figure V-3 les performances en g_m et f_c pour les deux MESFET. Avec la grille la plus longue le courant à canal ouvert atteint 815 mA/mm et la transconductance et la fréquence de coupure du gain en courant atteignent respectivement 285 mS/mm et 94 GHz. Avec la grille la plus courte, à canal ouvert, nous obtenons une densité de courant élevée tandis que la transconductance atteint 380 mS/mm et la fréquence de coupure 200 GHz à $V_{GS} = -0.5 \text{ V}$. Il faut signaler que nous n'avons pas employé de charges de surface sur le MESFET GaN car nous ne possédons aucune information relative au potentiel de surface sur les matériaux nitrurés.

Afin de porter un jugement sur ces résultats, nous les comparons avec ceux du même MESFET muni d'une grille de 0.12 μm mais dans la filière GaAs (Figure V-1). Pour la mise en oeuvre de ce MESFET, nous avons pris en considération les effets du potentiel de surface estimé à -0.5 V sur GaAs. Comme d'autres études [40], on observe une réduction du courant à canal ouvert. Représenté sur la Figure V-4, ce courant pour le MESFET sans potentiel de surface est de l'ordre de 1.3 A/mm contre 970 mA/mm avec le potentiel de surface. Il en découle une réduction des performances électriques principalement entre -1.0 V et 0.0 V comme le montre la Figure V-5 où sont représentés g_m et f_c pour le MESFET GaAs.

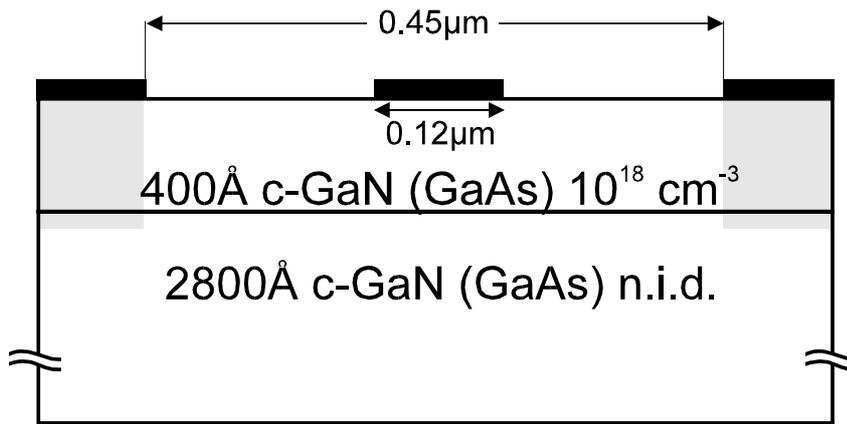


Figure V-1 : structure du MESFET GaN (GaAs) simulé

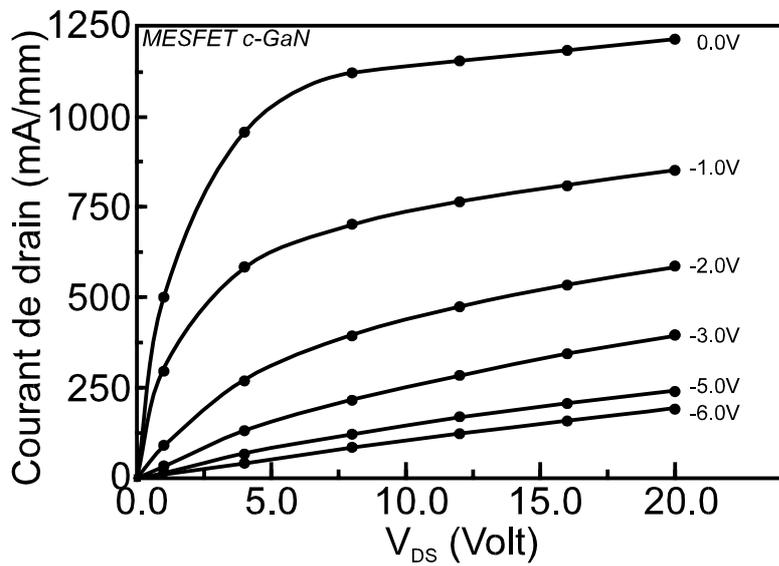


Figure V-2 : Caractéristiques I-V d'un MESFET c-GaN avec $L_G=0.12 \mu\text{m}$

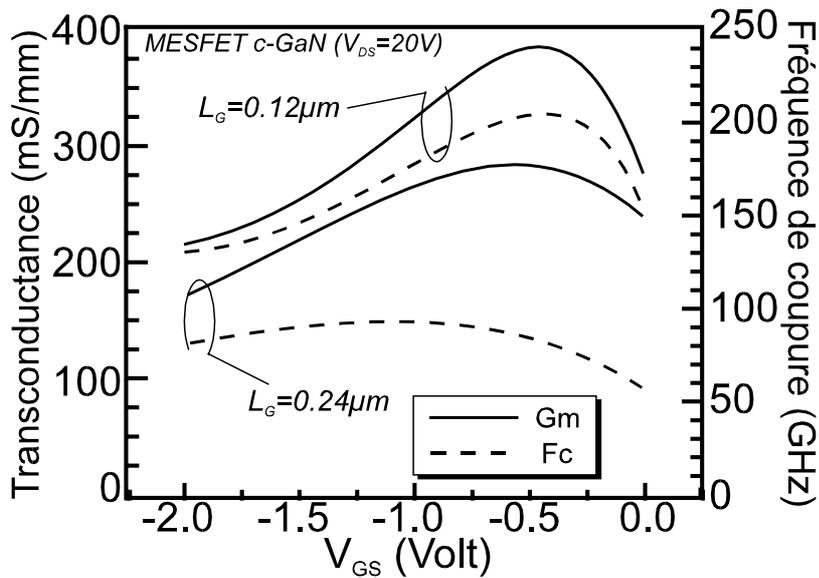


Figure V-3 : Comparaison des performances de MESFET c-GaN avec des longueurs de grille de 0.12 et 0.24 μm

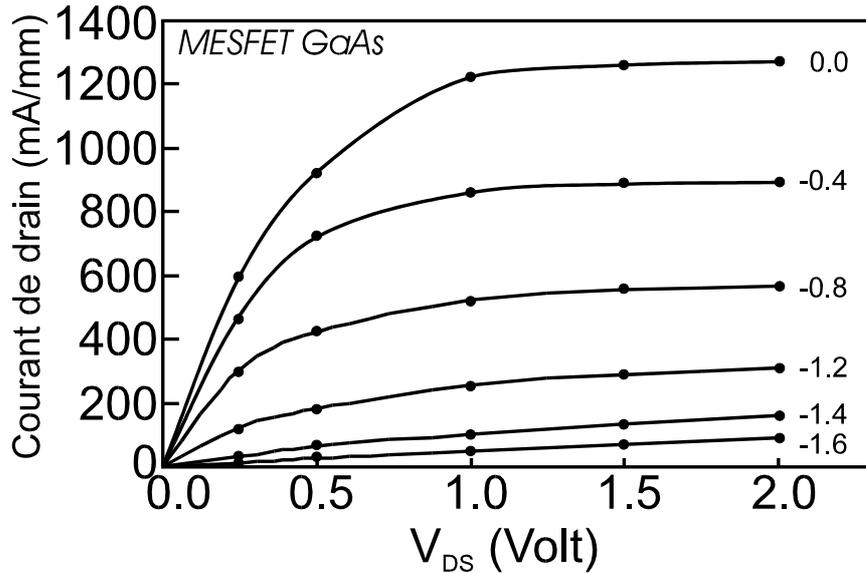


Figure V-4 : caractéristiques I-V d'un MESFET GaAs ($L_G=0.12 \mu\text{m}$) sans potentiel de surface.

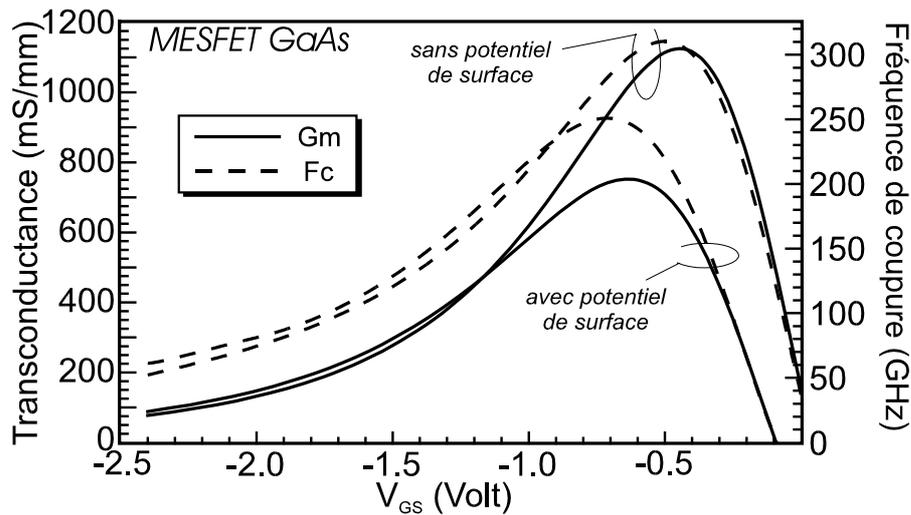


Figure V-5 : performances comparées des MESFET GaAs ($L_G=0.12 \mu\text{m}$) avec et sans potentiel de surface.

Avec ou sans potentiel de surface, la transconductance maximale du MESFET est au minimum deux fois supérieure à celle du MESFET GaN. Pour expliquer cette grande différence entre les deux filières, nous nous sommes penchés sur le fonctionnement physique interne de ces transistors et plus particulièrement le pincement du canal par la grille. Le MESFET GaAs pince vers -1.6 Volts alors que son concurrent sur GaN présente encore des courants proches de 200 mA/mm à -6 V. Les cartes de densités de courants longitudinaux de la Figure V-6 pour le MESFET GaN et de la Figure V-7 pour le MESFET GaAs vont permettre d'expliquer l'écart important entre les deux tensions de pincements. A $V_{GS}=0.0 \text{ V}$, apparaît dans le canal de GaN, une zone déserte de près de 300\AA d'épaisseur qui décale, sans

réellement le pincer, le flux d'électrons et, par conséquent, amortit l'action de la grille. Dans le canal de GaAs à la même tension il n'y a pas de zone déserte sous l'électrode. Les courbes de contribution des couches au courant de drain selon la position longitudinale, donnée en incrustation sur les cartes de densités, montrent que la majorité du courant s'établit, à canal ouvert, dans la couche dopée dans le cas du MESFET GaAs, contrairement au MESFET GaN où le buffer contribue au courant de façon importante. Dès 0.0 V, la grille commence à contrôler le flux de porteurs dans GaAs alors qu'il faut une tension plus importante pour le matériau nitruré. La Figure V-8 permet d'examiner les champs électriques transverses près de la surface des MESFET. Un pic vers 1.5 MV/cm en fin de grille pour GaN contre à peine 200 kV/cm pour GaAs à $V_{GS} = 0.0$ V explique aisément la large charge d'espace créée sous la grille dans le cas du MESFET GaN. Pour des tensions de grille plus élevées les deux MESFET présentent des courants parasites importants dans le buffer. Ce problème peut prendre des proportions plus conséquentes en pratique quand on connaît les difficultés pour obtenir pour GaN des substrats suffisamment isolants.

En terme de fréquence de coupure, les performances sont plus proches que les transconductances avec un écart de 25% en faveur de GaAs. La permittivité diélectrique relative plus faible du GaN (9.5 contre 12.9 pour GaAs) mais surtout des survitesses plus importantes dans le matériau nitruré comme le montre la Figure V-9, où est tracée l'évolution des vitesses électroniques dans les deux structures, en sont les raisons majeures. Avec des performances moindres, le MESFET GaN étudié pourra toutefois concurrencer son homologue GaAs dans des secteurs où ses excellentes qualités de tenue en tension sont mises à profit. Cependant l'augmentation des performances passant par la diminution de l'injection dans le buffer peut être envisagée grâce à d'éventuels perfectionnements de la structure. Nous avons donc reconsidéré notre structure en introduisant une interface arrière. C'est le thème de notre deuxième partie qui aborde les HFET GaN/AlGaIn.

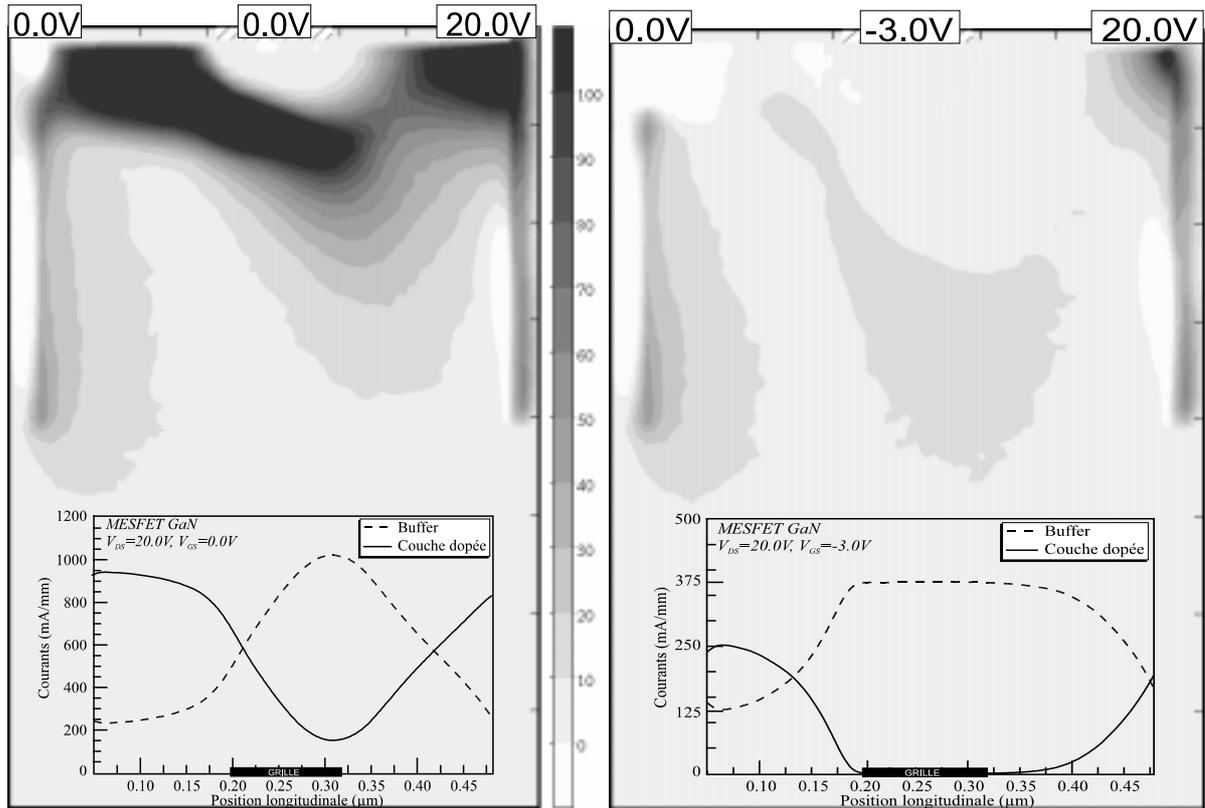


Figure V-6 : Carte de densités de courants longitudinaux dans un MESFET GaN à canal ouvert et à canal pincé (courants exprimés en mA/mm)

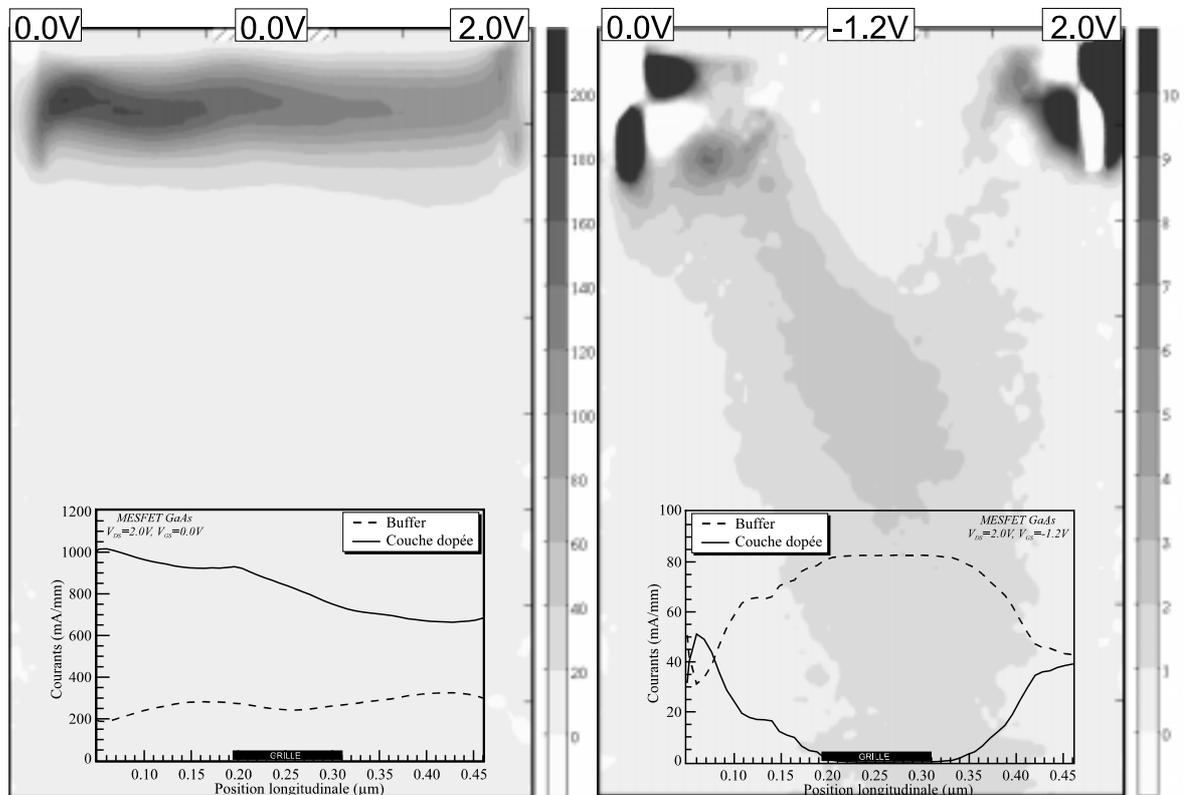


Figure V-7 : Carte de densités de courants longitudinaux dans un MESFET GaAs à canal ouvert et à canal pincé.

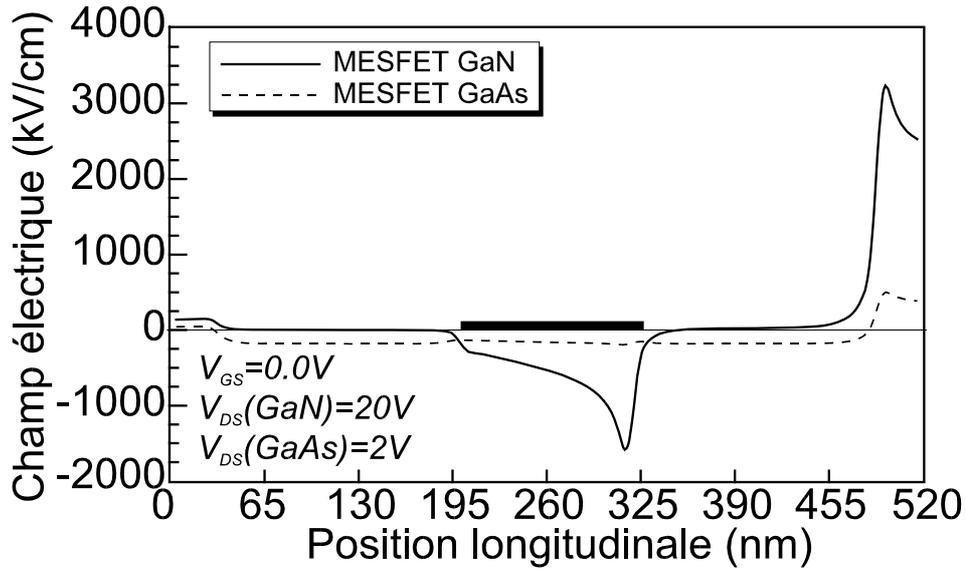


Figure V-8 : champs électriques transverses proches de la surface des MESFET GaN et GaAs

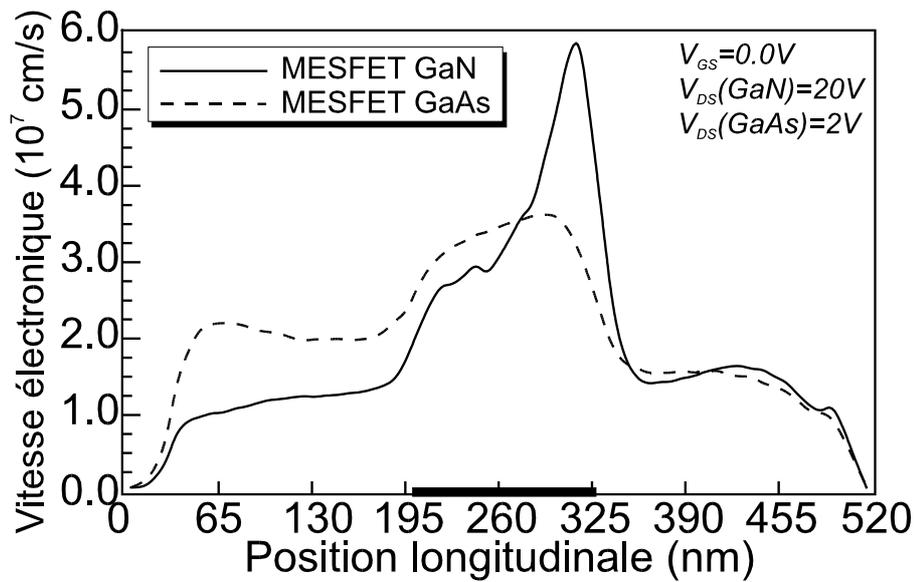


Figure V-9 : vitesses électroniques dans les MESFET GaN et GaAs

IV. ETUDE DE HFET GaN/Al_xGa_{1-x}N

A. Présentation de la structure étudiée

Il apparaît dans la première partie de ce chapitre que les MESFET GaN souffrent beaucoup plus que le MESFET GaAs de l'absence d'interface arrière pour limiter l'injection parasite dans le buffer. C'est pourquoi nous étudions un HFET GaN avec lequel nous avons l'occasion de tester deux types d'interface : GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N et GaN/AlN. La structure simulée, représentée sur la Figure V-10, possède un canal de 200 Å de GaN dopé à 10¹⁸ cm⁻³ déposé sur un buffer non intentionnellement dopé. Ce dernier est constitué d'Al_{0.15}Ga_{0.85}N pour notre première structure et d'AlN pour la deuxième. Cette étude permettra également la comparaison des deux modes de croissance du GaN, le Zinc Blende et le Wurtzite.

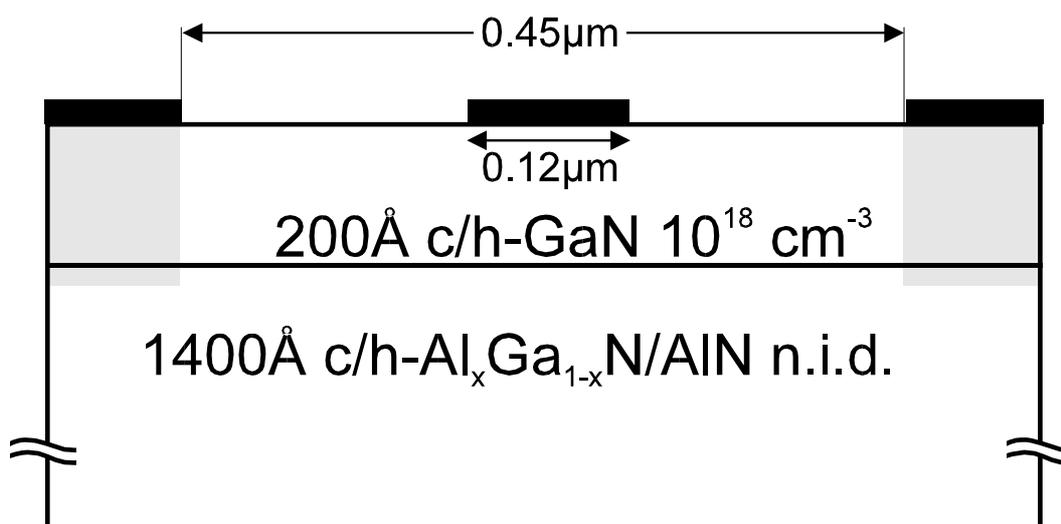
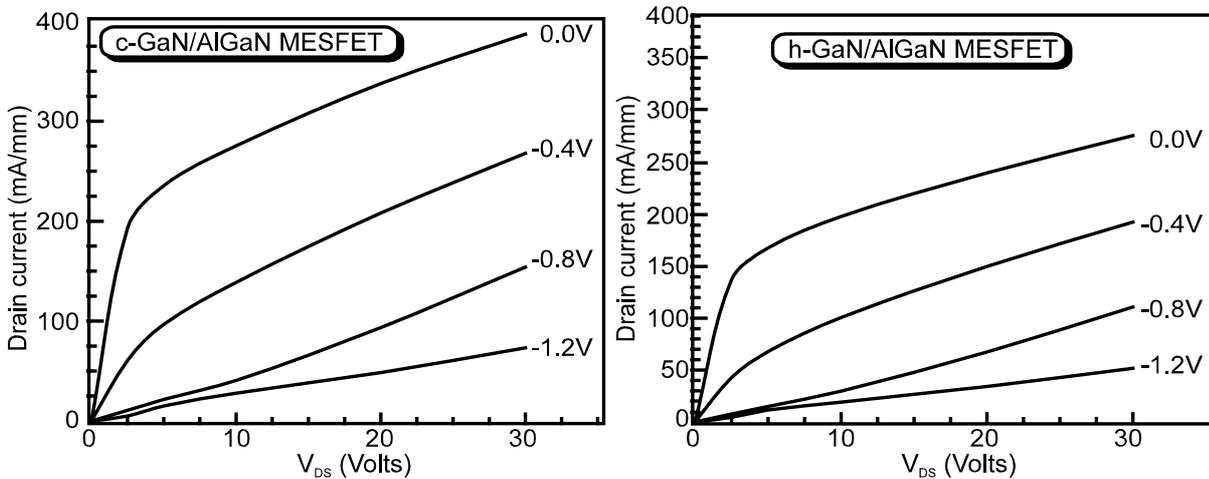


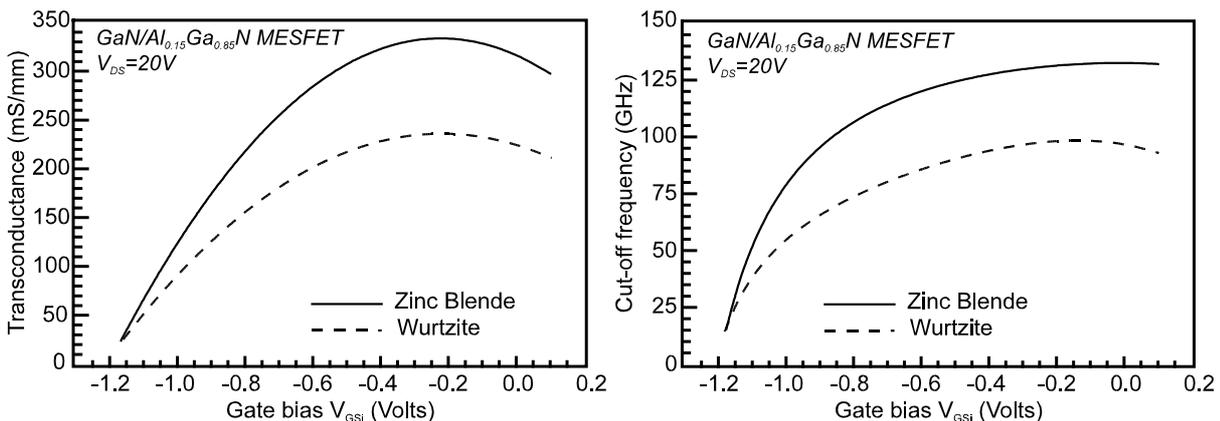
Figure V-10 : HFET GaN/Al_xGa_{1-x}N simulés. L'utilisation de deux types de croissance (cubique et hexagonale) et de buffer ($x_{Al}=0.15$ et $x_{Al}=1.0$) a été opérée.

B. HFET GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N

L'examen des caractéristiques I-V des Figures V-11 pour les HFET c-GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N et h-GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N montre des densités de courants de drain, à canal ouvert, supérieures pour la forme cubique avec un maximum de l'ordre de 380 mA/mm contre 280 mA/mm pour la forme hexagonale. Les performances électriques des deux HFET sont données sur les Figures V-12. La transconductance et la fréquence de coupure maximales sont d'une part égales à 330 mS/mm et 135 GHz pour la forme cubique et d'autre part à 235 mS/mm et 100 GHz pour la forme hexagonale.



Figures V-11 : caractéristiques I-V pour les HFET Ga/Al_{0.15}Ga_{0.85}N. Les courants sont 30% plus importants pour la forme cubique mais dans les deux cas le pincement est difficile



Figures V-12 : comparaison des performances des HFET GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N cubique et hexagonal. Avec le type Zinc Blende g_m et f_c sont environ une fois et demi supérieures.

Cette suprématie de la forme cristalline Zinc Blende sur la forme Wurtzite doit toutefois être nuancée par la difficulté qu'ont les deux HFET pour pincer. Pour illustrer les

principaux mécanismes qui prennent place près de l'interface, nous avons représenté sur la Figure V-13, l'occupation électronique dans les vallées satellites à $V_{DS}=20.0$ V et $V_{GS}=0.0$ V. Après la grille, 75% des porteurs occupent ces vallées, le reste étant réparti en vallée centrale. Comme on peut le constater sur les Figures V-14, avec une discontinuité de bande de l'ordre de 0.3 eV le confinement en vallée centrale n'est pas excellent. De plus, il se détériore en vallées supérieures. Dans tous les cas et surtout aux tensions de grille élevées, les porteurs ne voient pas pratiquement de barrière et transfèrent massivement. Sur les Figures V-15 qui présentent, pour quatre tensions V_{GS} , la contribution des différentes couches au courant de drain, il est montré que plus la tension V_{GS} est élevée plus le courant parasite dans le buffer domine. En effet, il est alimenté par des porteurs chauds de moins en moins sensibles à l'interface arrière.

En fin compte, des deux formes cristallines, le Zinc Blende permet l'obtention des meilleures performances mais l'utilisation d'un buffer nitruré avec 15% d'Aluminium ne semble pas être optimale dans les 2 cas. Un buffer AlN devrait permettre de réduire le transport de charges parasite. Il s'agit de l'étude que nous allons présenter dans la partie suivante.

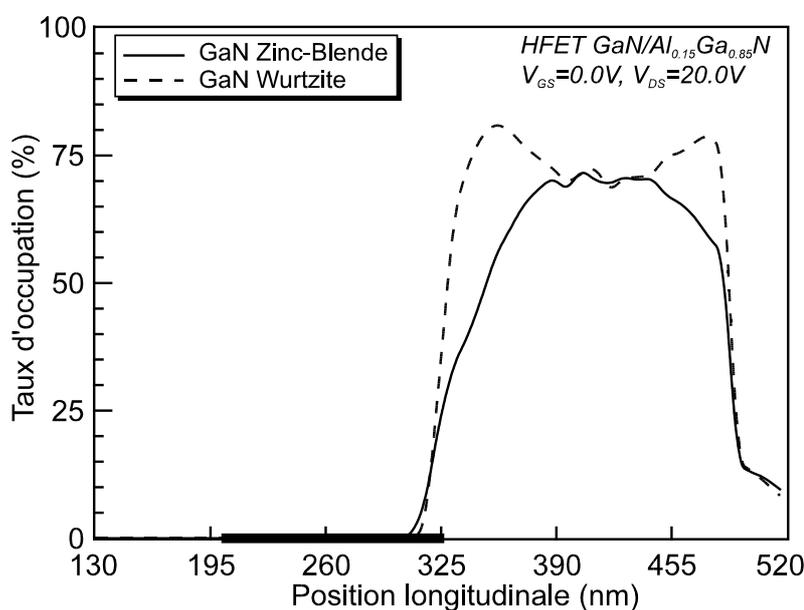
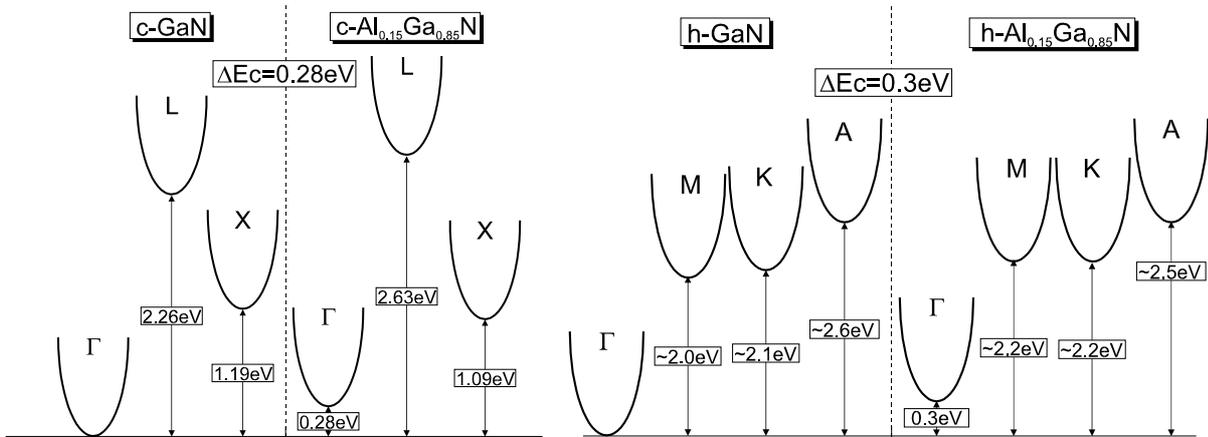
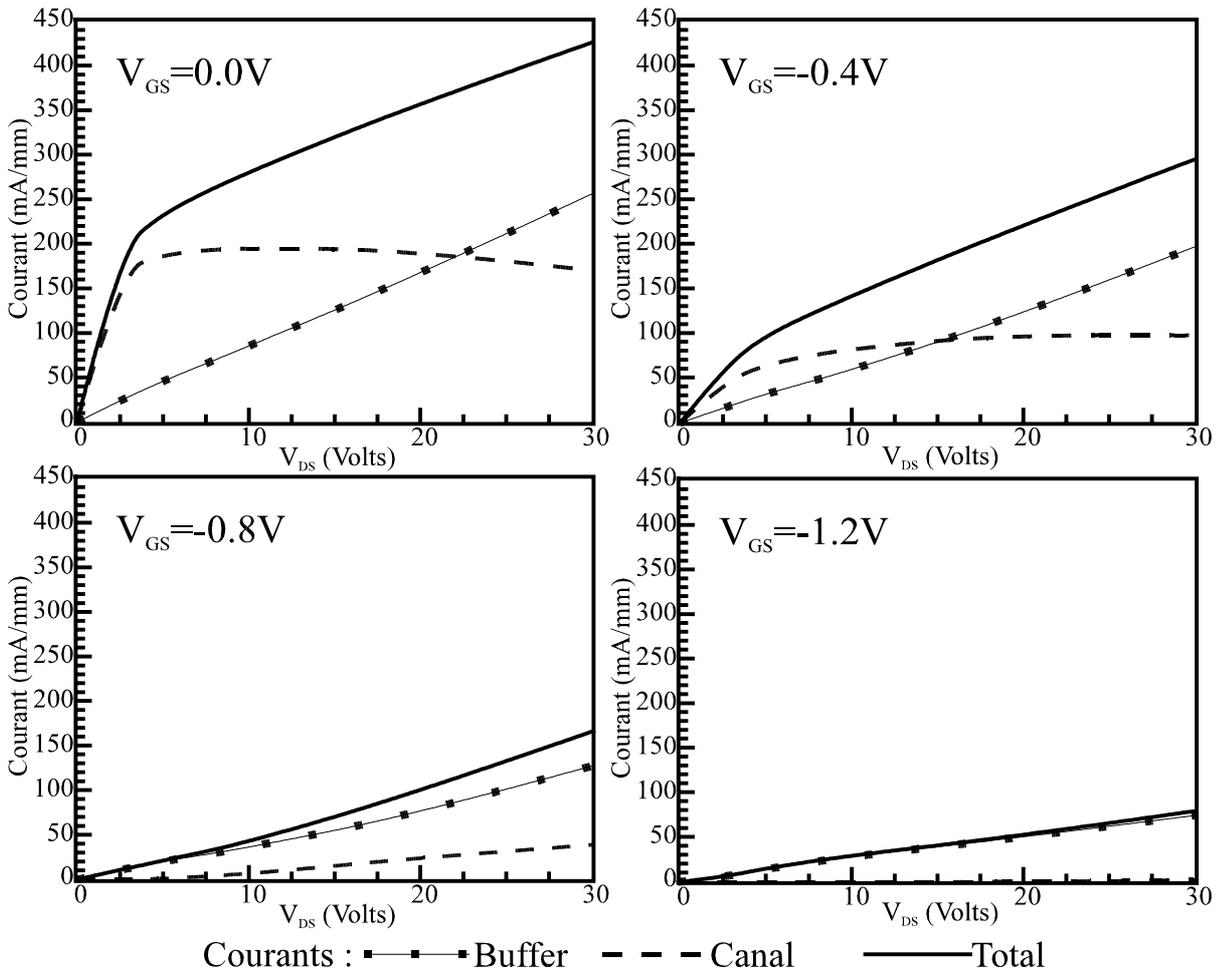


Figure V-13 : taux d'occupation dans les vallées dans le canal près de l'interface le long de la structure.



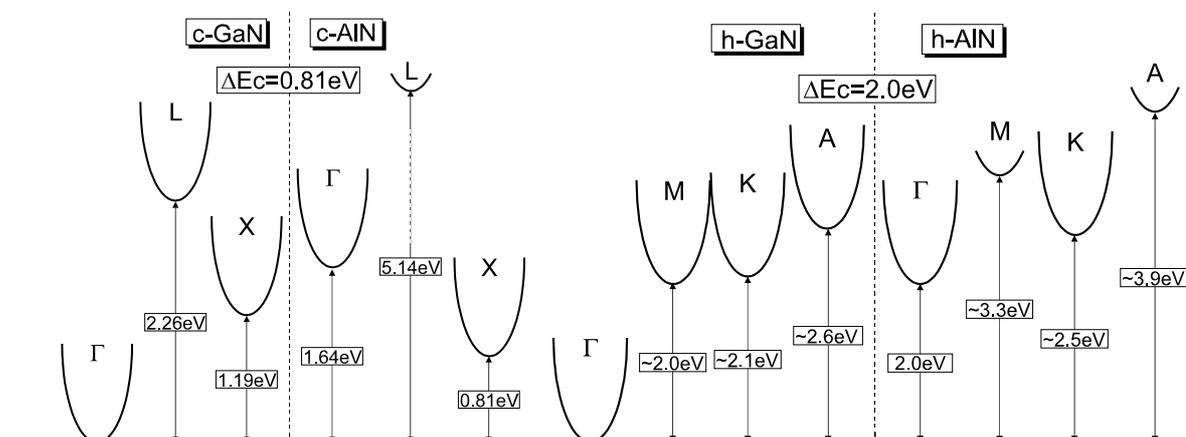
Figures V-14 : structure de bande utilisée pour l'hétérojonction GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N selon les deux types de croissance.



Figures V-15 : courants dans chaque couche du HFET c-GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N en sortie de grille pour différentes polarisations

C. HFET GaN/AlN

Les buffers AlN, pour les deux formes cristallines, présentent des désaccords de maille compris entre 2.5% et 4.2% [41] avec GaN. Les structures de bande utilisées pour l'interface GaN/AlN sont présentées sur les Figures V-16. Cette interface offre une barrière plus haute que le couple GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N avec un ΔE_c de 2.0 eV pour le Wurtzite et 0.81 eV pour le Zinc Blende. Comme le c-AlN est un matériau à gap indirect, il apparaît que le transfert de porteurs chauds du c-GaN vers ce matériau est possible par le biais de la vallée X. Une énergie minimum de 1.19 eV pourrait alors suffire pour transférer. Par contre la forme hexagonale présente des hauteurs de barrière très importantes pour chaque vallée qui sont en mesure d'assurer un bon confinement.



Figures V-16 : structure de bande utilisée pour l'hétérojonction GaN/AlN selon les deux types de croissance.

L'injection de porteurs dans le buffer, quelque soit la vallée, risque d'être très faible pour le HFET h-GaN/AlN. La représentation des transferts, dans l'Al_xGa_{1-x}N pour les deux formes cristallines sur la Figure V-17, le confirme avec un pic inférieur d'un facteur 5 pour le Wurtzite par rapport au Zinc Blende. Pour c-GaN/AlN, ces transferts ne s'effectuent qu'en vallée X, en fin de grille et de façon massive. Le flux de porteurs dans le buffer par la vallée Γ est difficile car $\Delta E_{\Gamma\Gamma}$ est égal à 1.64 eV et les électrons montent en vallées supérieures avant d'atteindre cette énergie. Ceci explique pourquoi les transferts sont plus tardifs que dans le cas de l'interface GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N. Les caractéristiques I-V des Figures V-18 pour les deux modes de croissance confirment à leur tour ces comportements. A $V_{GS} = -1.2$ V et $V_{DS} = 30.0$ V, le c-HFET offre une densité de courant de 30 mA/mm et le h-HFET seulement 5 mA/mm. Ces valeurs inférieures aux densités obtenues avec les HFET GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N montrent bien l'efficacité du buffer AlN surtout pour la forme hexagonale. Les courants dans l'ensemble

ont été réduits de 25 % pour les deux HFET GaN/AlN par rapport aux premiers HFET, ce qui conduit à une diminution des performances comme on peut l'observer sur les Figures V-19.

Entre les deux matériaux, il apparaît que la forme Zinc Blende, malgré un pincement moins net mais avec des densités de courants plus élevées et des performances maximales en g_m et f_c plus intéressantes avec 310 mS/mm et 125 GHz, est plus prometteuse que la forme Wurtzite.

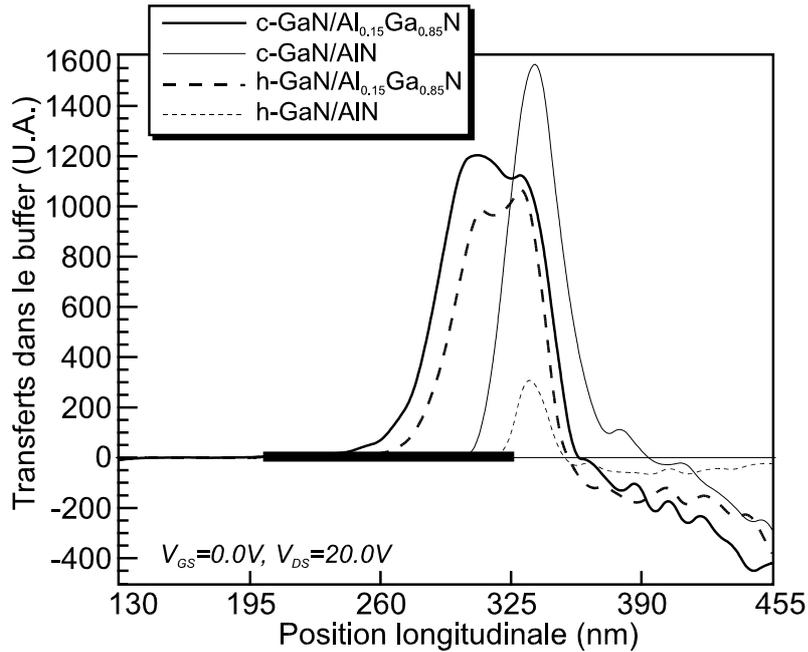
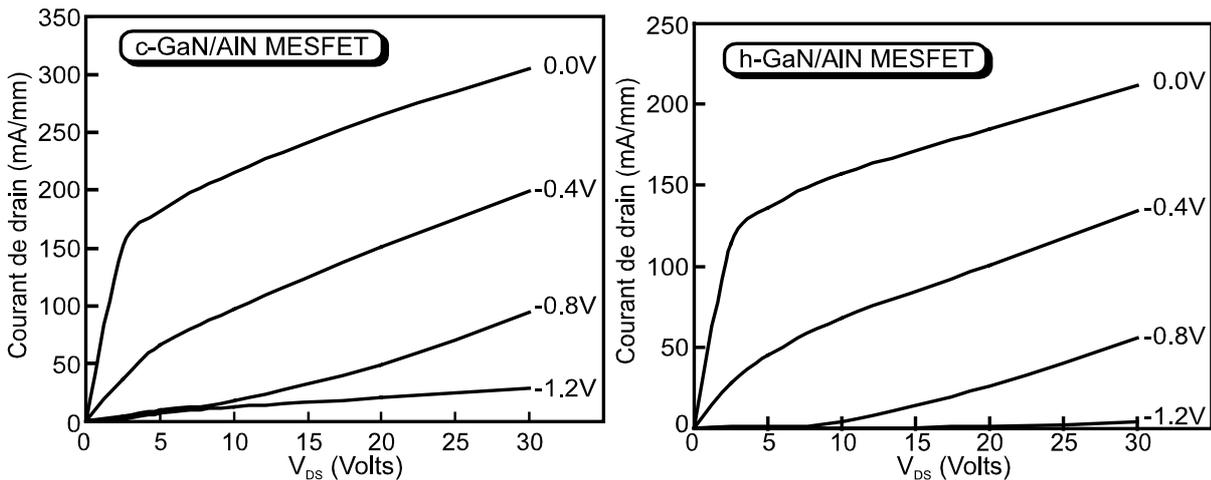
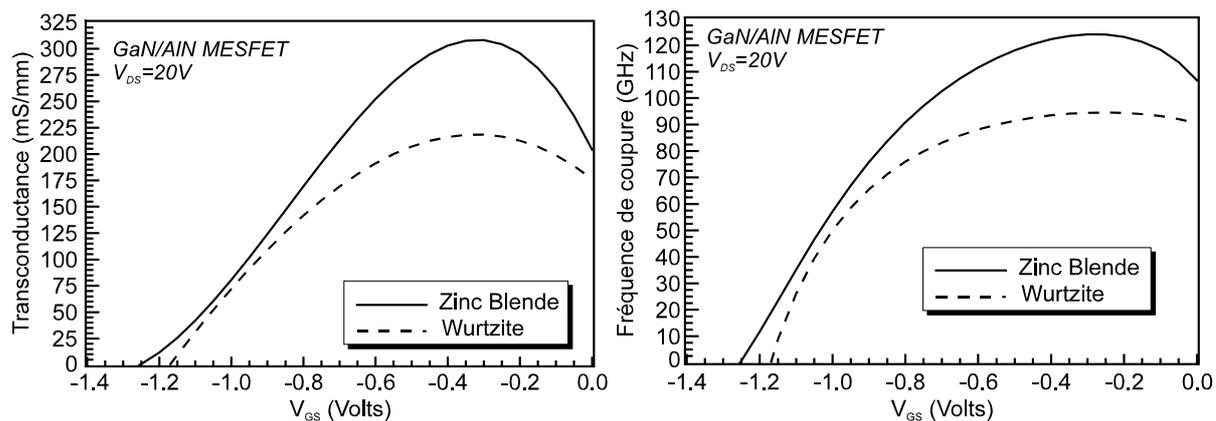


Figure V-17 : transferts dans le buffer pour les HFET Zinc Blende et Wurtzite.



Figures V-18 : caractéristiques I-V des HFET Zinc Blende et Wurtzite sur AlN.



Figures V-19 : performances électriques des HFET Zinc Blende et Wurtzite sur AlN.

V. ETUDE DE HEMT AlGa_{0.15}N/GaN

A. Comparaison théorie-expérience

Afin de confirmer la validité de nos paramètres de transport électronique dans les matériaux III-V nitrurés, nous disposons de caractéristiques de transistors pour réaliser une comparaison théorie expérience. La structure de la Figure V-20 a été fabriquée par Y.-F. Wu [42] et suffisamment décrite par ailleurs [43] pour que nous puissions la modéliser assez fidèlement. Déposé sur un substrat en saphir, ce HEMT présente pour l'essentiel un canal de 0.3 μm de GaN, un spacer de 30 \AA et une couche donneuse de 150 \AA dopée à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ces deux dernières couches sont en $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ et le tout s'est cristallisé sous la forme Wurtzite. La taille de l'espace source-drain est 3 μm et la grille, en or, a une longueur de 1 μm . Les contacts ohmiques à base de Ti/Al ont une résistance de 3.03 $\Omega\cdot\text{mm}$.

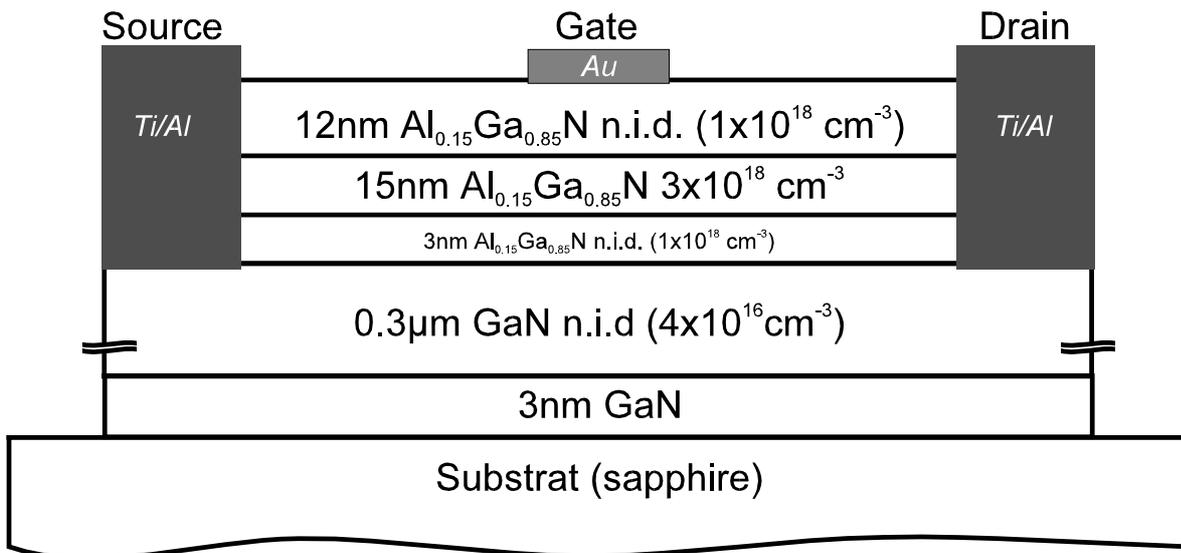


Figure V-20 - HEMT sur GaN réalisé par Y.-F. Wu et U.K. Mishra en 1996

Pour la modélisation de ce transistor, un maillage 257×65 et 26000 porteurs ont été employés. A cause de la longueur de la grille et du composant, un temps minimal de simulation de 80 ps s'est imposé pour parvenir à un régime permanent complet c'est à dire des courants à la source et au drain égaux. La résolution de l'équation de Poisson s'effectue toutes les femtosecondes. Les résultats obtenus dans ces conditions sont comparés aux résultats expérimentaux sur la Figure V-21.

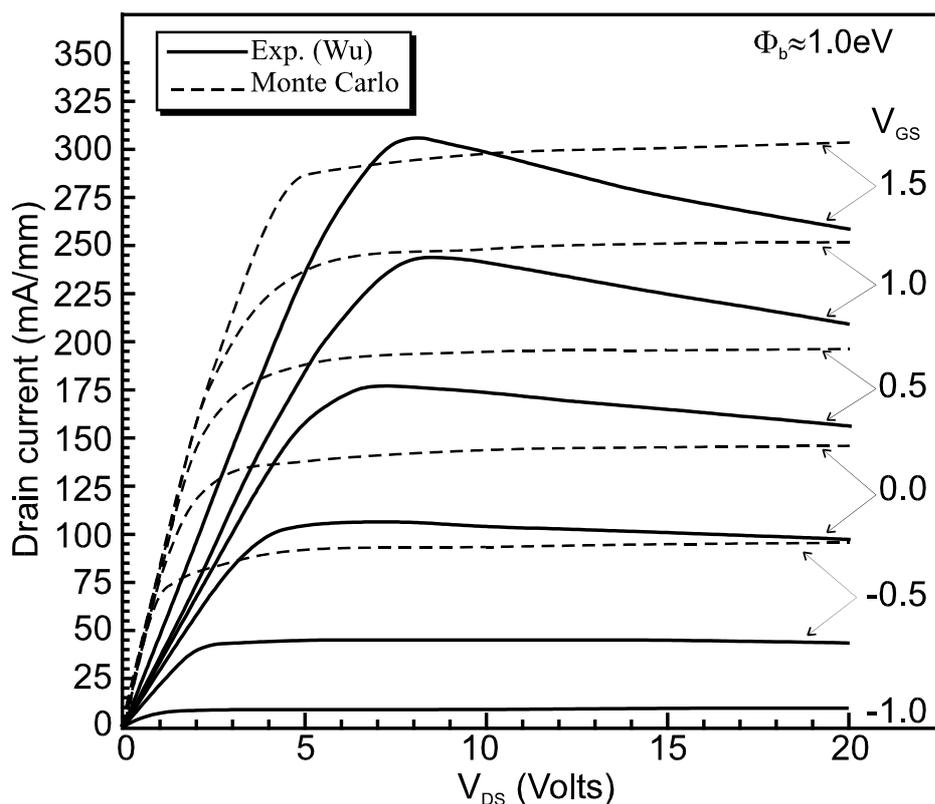


Figure V-21 : comparaison des caractéristiques I-V expérimentales et théoriques d'un HEMT AlGaIn/GaN décrit par Y.-F. Wu.

Expérimentalement, les caractéristiques I-V présentent une résistance différentielle négative comme bon nombre de réalisations sur saphir. Celui-ci dissipe très mal la chaleur développée par le transistor car sa conductivité thermique est faible à l'ambiante. Au delà de $V_{DS}=10$ V, le canal subit un échauffement qui dégrade ses propriétés de transport d'où une décroissance du courant avec la tension de drain. N'ayant pas introduit ces effets dans notre modèle, il est assez difficile de comparer les résultats à forts V_{DS} mais nous constatons que les courants sont du même ordre de grandeur avec un $G_{m_{MAX}}$ à 20 V de 100 mS/mm dans les deux cas. La plage de tensions pour une comparaison possible correspond à la fin du comportement ohmique où le courant atteint son maximum avant d'être dégradé. A $V_{GS}=1.5$ V et $V_{DS}=7.5$ V, le courant drain est égal à 305 mA/mm expérimentalement et à 280 mA/mm avec notre simulateur. Ce rapprochement théorie-expérience a le mérite d'ôter une part de doute sur la validité de nos calculs pour le transport dans le matériau en volume car les densités de courant sont comparables mais il rappelle aussi les difficultés à simuler de façon réaliste le fonctionnement d'un FET, à cause de l'importance des effets thermiques.

B. HEMT à canal GaN Zinc Blende

Ce dernier paragraphe relate les premiers calculs effectués sur des HEMT à base de GaN cubique. La structure de base, schématisée sur la Figure V-22, est constituée d'une barrière de 100 Å de c-Al_{0.15}Ga_{0.85}N dopée à $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et déposée sur le canal de c-GaN non intentionnellement dopé. Tout d'abord avec une grille de 0.12 µm centrée dans un espace source-drain de 0.45 µm, ce transistor peut offrir une transconductance maximale de 475 mS/mm à $V_{GS} = -0.25 \text{ V}$ et une fréquence de coupure maximale du gain en courant de 180 GHz comme le montre la Figure V-23. Les caractéristiques I-V montrent une densité de courant à canal ouvert de 900 mS/mm.

Les résultats obtenus avec ce HEMT sont encourageants mais cependant entachés par un pincement médiocre qui pourrait être un obstacle important pour un bon nombre d'applications. Pour une tension interne de grille de -6 Volts, I_D est encore de 150 mA/mm, c'est à dire un sixième du courant maximal. Pour y remédier, nous avons employé un moyen plutôt radical en doublant la longueur de la grille et du composant (Figure V-24). Sur les Figures V-25, on observe, pour les caractéristiques I-V, que les courants sont dans l'ensemble réduits avec une valeur à canal ouvert chutant à 650 mA/mm. Mais à $V_{GS} = -6.0 \text{ V}$ de tension interne à la grille, le courant n'excède pas 40 mA/mm, soit près de 18 fois moins qu'en régime de conduction. Le rapport des niveaux de courant entre les états passants et pratiquement bloqués est largement amélioré mais les performances électriques subissent aussi une dégradation avec un g_m culminant à 310 mS/mm et une fréquence de coupure maximale de 85 GHz. C'est pourquoi nous nous tournons vers l'introduction d'une deuxième hétérojonction à l'arrière pour améliorer le pincement sans affecter les performances du transistor.

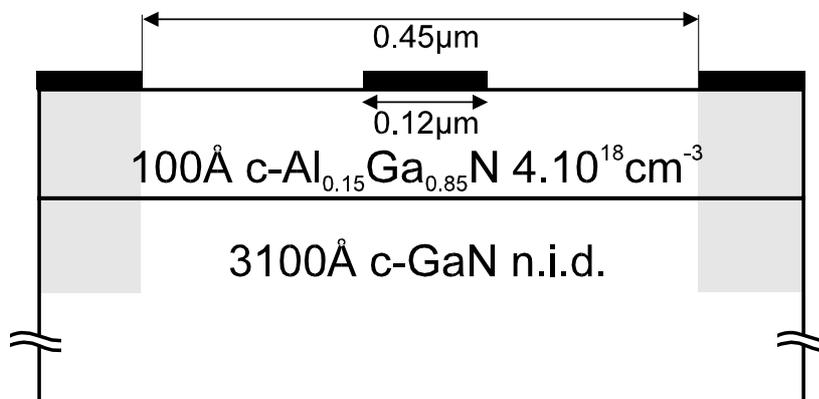


Figure V-22:- HEMT c-AlGaN/GaN avec une grille de 0.12µm.

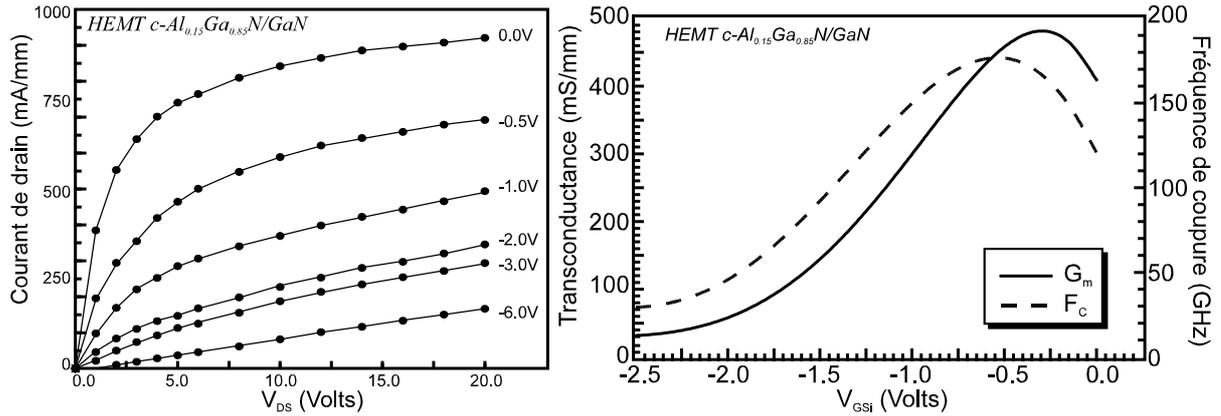


Figure V-23 : caractéristiques I-V et performances électriques (g_m et f_c) d'un HEMT $c\text{-Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ avec $L_G = 0.12\mu\text{m}$.

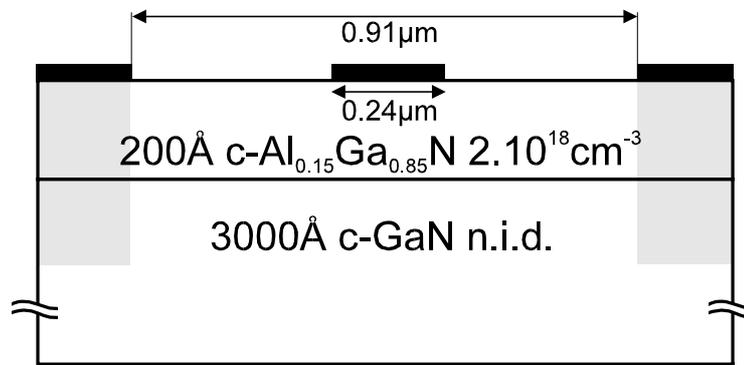
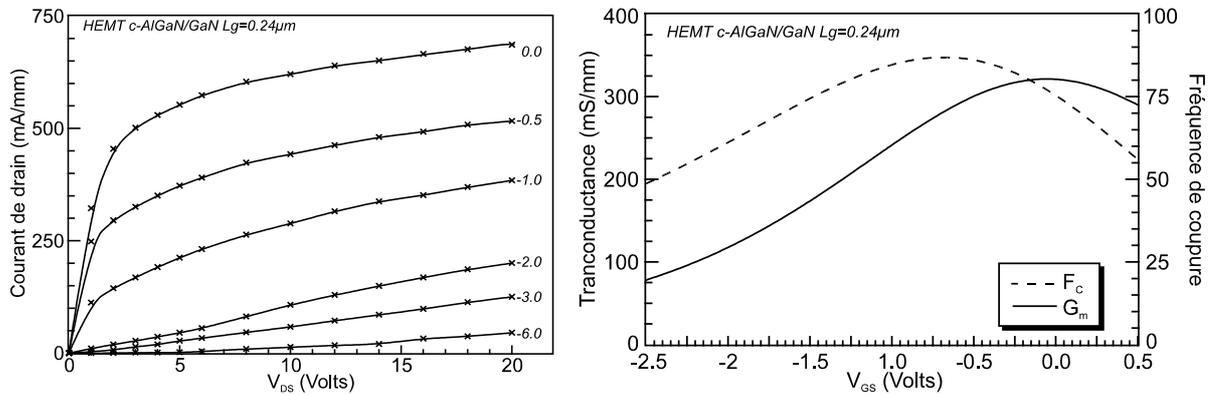


Figure V-24 : HEMT $c\text{-AlGaN}/\text{GaN}$ doté d'une grille 2 fois plus longue ($0.24\mu\text{m}$).



Figures V-25 : caractéristiques I-V et performances électriques (g_m et f_c) d'un HEMT $c\text{-Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ avec $0.24\mu\text{m}$ de longueur de grille.

Par le biais d'une interface arrière obtenue en intercalant entre le substrat et la canal une couche de $c\text{-Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ non dopée comme sur la Figure V-26, le pincement plus rapide du courant est confirmé. Les performances, données par les Figures V-27 et V-28, l'attestent avec un régime bloqué obtenu avant -2 Volts sur la grille. Ceci s'est réalisé dans de bonnes conditions puisque le courant saturation à canal ouvert atteint près de 500 mA/mm tandis que $g_{m_{\max}}$ et $f_{c_{\max}}$ se maintiennent par rapport à la structure à simple hétérojonction avec

respectivement à 310 mS/mm et 85 GHz. La présence d'une interface arrière a une incidence importante dans le cas du HEMT AlGaN/GaN et notre structure avec une grille de 0.12 μm sera amenée à suivre cette évolution.

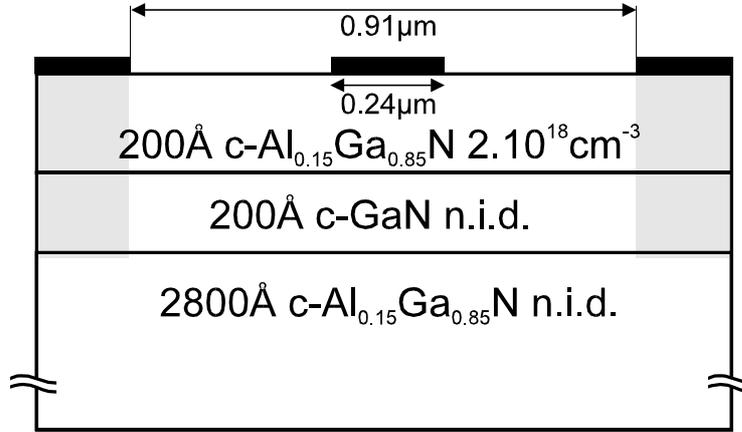
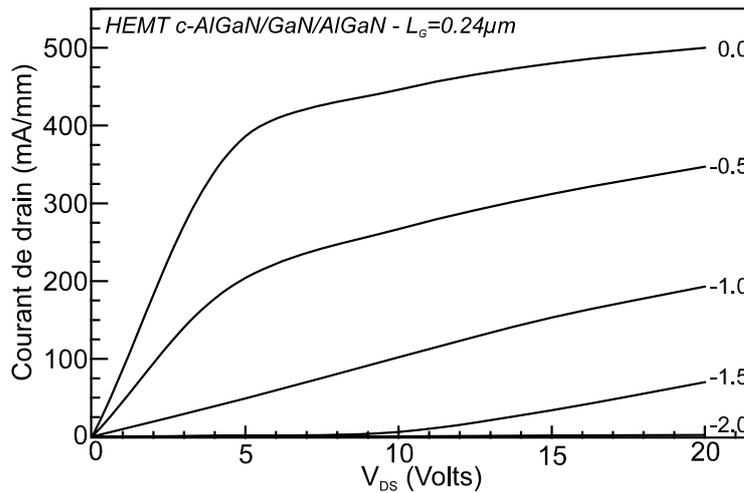
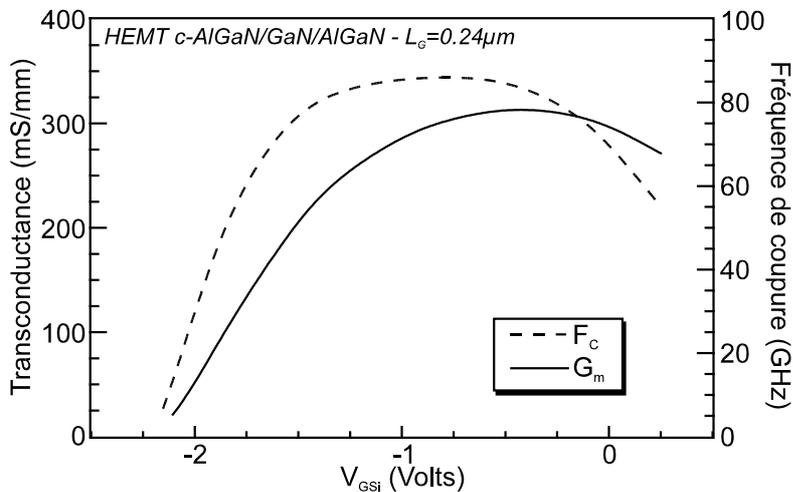


Figure V-26 : HEMT c-AlGaN/GaN à interface arrière avec 'une grille de 0.24 μm .



Figures V-27 : caractéristiques I-V du HEMT c-AlGaN/GaN à double hétérojonction.



Figures V-28 : performances du HEMT c-AlGaN/GaN à double hétérojonction..

VI. CONCLUSION SUR LE CHAPITRE V

Ce dernier chapitre à caractère prospectif a permis d'éclairer certains points relatifs à la filière GaN. Elle ne conviendra bien évidemment pas aux applications faible bruit comme la filière GaAs mais elle présente des avantages très nets pour la puissance. Outre les difficultés à faire croître les matériaux III-V nitrurés, l'injection dans le substrat va se poser comme un problème majeur. Nous avons cependant montré qu'on pouvait la réduire par un choix adéquat de la couche tampon. L'importance des effets thermiques associés au substrat est également un problème délicat de dégradation des performances des transistors GaN.

Entre les deux formes cristallines, le matériau de type Zinc Blende, beaucoup plus difficile à faire croître que le Wurtzite, présente une supériorité indéniable. Par contre si on compare les hétérostructures GaN/AlGa_N, l'équivalence des performances peut apparaître car le confinement est meilleur avec le matériau de type hexagonal. Il faut cependant rester critique vis à vis de ces résultats. En effet les paramètres utilisés pour nos simulations sont issus de calculs théoriques des structures de bande et leur détermination est encore très ouverte.

VII. REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE DU CHAPITRE V

- 1 "Nitride-based semiconductors for blue and green light-emitting devices"
F.A. Ponce and D.P. Bour
Nature, Vol. 386, 27 March 1997, pp. 351-359
- 2 "Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies"
H. Morkoç, S. Strite, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov and M. Burns
Journal of Applied Physics, Vol. 76, n° 3, 1 August 1994, pp. 1363-1398
- 3 "GaN, AlN and InN: a review"
S. Strite and H. Morkoç
Journal of Vacuum Sciences and Technologies, Vol. B10, n° 4, Jul/Aug 1992, pp. 1237-1266
- 4 "Progress and prospect for GaN and the III-V nitride semiconductors"
S. Strite, M.E. Lin and H. Morkoç
Thin Solid Films, Vol. 231, 1993, pp. 197-210
- 5 "Emerging gallium nitride based devices"
S.N. Mohammad, A.A. Salvador and H. Morkoç
Proceedings of the IEEE, Vol. 83, n° 10, October 1995, pp. 1306-1355
- 6 "Wide bandgap semiconductor materials and devices"
M.N. Yoder
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n° 10, October 1996, pp. 1633-1636
- 7 "Growth of cubic phase gallium nitride by modified molecular beam epitaxy"
M.J. Paisley, Z. Sitar, J.B. Posthill and R.F. Davis
Journal of Vacuum Sciences and Technology, Vol. A7, n° 3(1), May/Jun. 1989, pp. 701-704
- 8 "An investigation of the properties of cubic GaN grown on GaAs by plasma-assisted molecular-beam epitaxy"
Strite, J. Ruan, Z. Li, N. Manning, A. Salvador, H. Chenn, D.J. Smith, W.J. Choyke and H. Morkoç
Journal of Vacuum Science and Technology, Vol. B9, n° 4, Jul./Aug. 1991, pp. 1924-1927
- 9 "Epitaxial growth of zinc blende and wurtzitic gallium nitride thin film on (001) silicon"
T. Lei, M. Fanciulli, R.J. Molnar, T.D. Moustakas, J. Graham and J. Scanlon
Applied Physics Letters, Vol. 59, n° 8, 19th August 1991, pp. 944-946
- 10 "GaN growth on hydrogen plasma cleaned 6H-SiC substrates"
M.E. Lin, S. Strite, A. Agarwal, A. Salvador, G.L. Zhou, N. Teraguchi, A. Rockett and H. Morkoç
Applied Physics Letters, Vol. 62, n° 7, 15th February 1993, pp. 702-704
- 11 "Hybride vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using a ZnO buffer layer"
T. Detchprohm, K. Hiramatsu, H. Amano and I. Akasaki
Applied Physics Letters, Vol. 61, n° 22, 30th November 1992, pp. 2688-2690
- 12 "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer"
H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki and Y. Toyoda
Applied Physics Letters, Vol. 48, n° 5, February 1986, pp. 353-355
- 13 "The dependence of the electrical characteristics of the GaN epitaxial layer on the thermal treatment of the GaN buffer layer"
C.F. Lin, G.C. Chi, M.S. Feng, J.D. Guo, J.S. Tsang and J. Minghuang Hong
Applied Physics Letters, Vol. 28, n°26, 24th June 1996, pp. 3758-3760
- 14 "p-type conduction in Mg-doped GaN treated with low energy electron beam irradiation (LEEBI)"
H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu and I. Akasaki
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 28, n° 12, December 1989, pp. L2112-L2114
- 15 "In situ monitoring and Hall measurement of GaN growth with GaN bufer layer"
S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh
Journal of Applied Physics, Vol. 71, n° 11, 1st June 1992, pp. 5543-5549
- 16 "Low temperature growth of GaN and AlN on GaAs utilizing metalorganics and hydrazine"
M. Mizuta, S. Fujieda, Y. Matsumoto and T. Kawamura
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 25, n° 12, December 1986, pp. L945-L948
- 17 "High barrier height GaN Schottky diodes : Pt/GaN and Pd/GaN"
L. Wang, M.I. Nathan, T.H. Lim, M. Asif Khan and Q. Chen
Applied Physics Letters, Vol. 68, n° 9, 26th February 1996, pp. 1267-1269
- 18 "Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN"
M.E. Lin, Z. Ma, F.Y. Huang, Z.F. Fan, L.H. Allen and H. Morkoç
Applied Physics Letters, Vol. 64, n° 8, 21st February 1994, pp. 1003-1005
- 19 "Two-dimensional electron gas properties of AlGaIn/GaN heterostructures grown on 6H-SiC and sapphire substrates"
J.M. Redwing, M.A. Tischler, J.S. Flynn, S. Elhamri, A. Ahoujja, R.S. Newrock and W.C. Mitchel
Applied Physics Letters, Vol. 69, n° 7, 12th August 1996, pp. 963-965
- 20 "Hall measurements and contact resistance in doped GaN/AlGaIn heterostructures"
M. Asif Khan, M.S. Shur and Q. Chen

- Applied Physics Letters, Vol. 68, n° 21, 20 May 1996, pp. 3022-3024
- 21 "Wide bandgap semiconductor materials and devices"
M.N. Yoder
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n° 10, October 1996, pp. 1633-1636
- 22 "Theoretical investigation of electrical characteristics of AlGa_N/Ga_N modulation doped field-effect transistors"
F. Stengel, S.N. Mohammad and H. Morkoç
Journal of Applied Physics, Vol. 80, n° 5, 1st September 1996, pp. 3031-3042
- 23 "High transconductance heterostructure field-effect transistors based on AlGa_N/Ga_N"
Q. Chen, M. Asif Khan, J.W. Yang, C.J. Sun, M.S. Shur and H. Park
Applied Physics Letters, Vol. 69, n° 6, 5th August 1996, pp. 794-796
- 24 "Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal Ga_N"
M. Asif Khan, J.N. Kuznia, A.R. Bhattarai and D.T. Olson
Applied Physics Letters, Vol. 62, n° 15, 12th April 1993, pp. 1786-1787
- 25 "High Electron mobility transistors based on a Ga_N-Al_xGa_{1-x}N heterojunction"
M. Asif Khan, A. Bhattarai, J.N. Kuznia and D.T. Olson
Applied Physics Letters, Vol. 63, n° 9, 30th August 1993, pp. 1214-1215
- 26 "Microwave performance of Ga_N MESFET"
S.C. Binari, L.B. Rowland, W. Kruppa, G. Kelner, K. Doverspike and D.K. Gaskill
Electronics Letters, Vol. 30, n° 15, 21st July 1994, pp. 1248-1249
- 27 "Microwave performance of a 0.25 μm gate AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistor"
M. Asif Khan, J.N. Kuznia, D.T. Olson, W.J. Schaff, J.W. Burn and M.S. Shur
Applied Physics Letters, Vol. 65, n° 9, 29th August 1994, pp. 1121-1123
- 28 "High transconductance-normally-off Ga_N MODFET"
O. Aktas, W. Kim, Z. Fan, A. Botcharev, A. Salvador, S.N. Mohammad, B. Sverdlov and H. Morkoç
Electronics Letters, Vol. 31, n° 16, 3rd August 1995, pp. 1389-1390
- 29 "Short-channel Ga_N/AlGa_N doped channel heterostructure field effect transistors with 36.1 cutoff frequency"
M. Asif Khan, M.S. Shur, B.T. Dermott, J.A. Higgins, J. Burm, W. Schaff and L.F. Eastman
Electronics Letters, Vol. 32, n° 4, 15th February 1996, pp. 357-358
- 30 "DC, microwave, and high-temperature characteristics of Ga_N FET Structure"
S.C. Binari, L.B. Rowland, G. Kelner, W. Kruppa, H.B. Dietrich, K. Doverspike, and D.K. Gaskill
Proceeding of the International Symposium on Compound Semiconductor, San Diego, 18-22 September 1994, pp. 459-462
- 31 "Temperature activated conductance in Ga/AlGa_N heterostructure field effect transistors operating up to 300°C"
M. Asif Khan, M.S. Shur, J.N. Kuznia, Q. Chen, J. Burn and W. Schaff
Applied Physics Letters, Vol. 66, n° 9, 27th February 1995, pp. 1083-1085
- 32 "Ga_N MESFET for high-power and high-temperature microwave applications"
M.W. Shin and R.J. Trew
Electronics Letters, Vol. 31, n° 6, 16th March 1995, pp. 498-500
- 33 "Ga_N FET for microwave and high-temperature applications"
S.C. Binari, K. Doverspike, G. Kelner, H.B. Dietrich and A. Wickenden
Solid State Electronics, Vol. 41, n° 2, 1st February 1997, pp. 177-179
- 34 "Very high breakdown voltage and large transconductance realized on Ga_N heterojunction field effect transistors"
Y.F. Wu, B.P. Keller, S. Keller, D. Kaplonek, P. Kozodoy, S.P. Denbaars and U.K. Mishra
Applied Physics Letters, Vol. 69, n° 10, 2nd September 1996, pp. 1438-1440
- 35 "Enhancement and depletion mode Ga_N/AlGa_N heterostructure field effect transistors"
M. Asif Khan, Q. Chen, C.J. Sun, J.W. Yang, M. Blasingame, M.S. Shur and H. Park
Applied Physics Letters, Vol. 68, n° 4, 22nd January 1996, pp. 514-516
- 36 "75 Å Ga_N channel modulation doped field effect transistors"
J. Burm, W.J. Schaff, L. Eastman, H. Amano, I. Akasaki
Applied physics Letters, Vol. 68, n° 20, 13th May 1996, pp. 2849-2851
- 37 "Research on Ga_N MODFET's"
L. Esatman, J. Burm, W. Schaff, M. Murphy, K. Chu, H. Amano and I. Akasaki
MRS, Internet Journal, Nitride Semiconductor Research, Vol. 1, Art. 4, 8th December 1996
- 38 "CW operation of short-channel Ga_N/AlGa_N doped channel heterostructure field effect transistors at 10 GHz et 15 GHz"
M. Asif Khan, Q. Chen, M.S. Shur, B.T. Dermott, J.A. Higgins, J. Burm, W.J. Schaff and L.F. Eastman
IEEE Electron Device Letters, Vol. 17, n° 12, December 1996, pp. 584-585
- 39 "0.12 μm gate III-V nitride HFET's with high contact resistances"
J. Burm, K. Chu, W.J. Schaff, L.F. Eastman, M. Asif Khan, Q. Chen, J.W. Yang and M.S. Shur
IEEE Electron Device Letters, Vol. 18, N° 4, April 1997, pp. 141-143
- 40 "Simulation bidimensionnel de composants submicroniques. Application à l'étude des potentialités de transistors à effet de champ conventionnels et à hétérojonctions"
Marc Pernisek

Thèse d'état, 8 Février 1990, Lille

- 41 "Valence-band offsets and different band-gap behaviors of (β -GaN)/(β -AlN) superlattice and (α -GaN)/(α -AlN) superlattice"
SH Ke, K. Zhang and X. Xie
Journal of Applied Physics, Vol. 80, n° 5, 1 September 1996, pp. 2918-2921
- 42 "Measured microwave power performance of AlGaIn/GaN MODFET"
Y.F. Wu, B.P. Keller, S. Keller, D. Kapolnek, S.P. Denbaars and U.K. Mishra
IEEE Electron Device Letters, Vol. 17, n° 9, September 1996, pp. 455-457
- 43 "Very high breakdown voltage and large transconductance realized on GaN heterojunction field effect transistors"
Y.F. Wu, B.P. Keller, S. Keller, D. Kapolnek, P. Kozodoy, S.P. Denbaars and U.K. Mishra
Applied Physics Letters, Vol. 69, n° 10, 2nd September 1996, pp. 1438-1440

CONCLUSION GENERALE

L'étude que nous avons menée et qui est détaillée dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre d'une campagne de recherche en vue de la fabrication d'amplificateurs faible bruit à 60 et 94 GHz. Le LMHEMT sur InP avec une longueur de grille de 100 à 130 nm a retenu notre attention pour la réalisation de ce projet. Nous avons analysé son fonctionnement grâce à un logiciel de simulation du transport électronique basé sur la méthode de Monte Carlo. Nous avons cherché à mettre en évidence ses points faibles et les raisons des limitations rencontrées. La comparaison avec des résultats expérimentaux a permis d'ajuster notre modèle et de confirmer nos prédictions. Des propositions d'améliorations, déterminées par nos calculs, ont été reprises avec succès par les concepteurs du transistor. Parallèlement à cette exploration des transistors sur substrat InP, nous avons porté notre attention sur une autre filière, pleine d'avenir, basée sur les matériaux semi-conducteurs III-V nitrurés. Après avoir adapté notre simulateur au transport de charges dans les matériaux GaN et AlGaN, nous avons montré les potentialités de cette filière dans le domaine des transistors à effet de champ destinés à l'amplification puissance.

Le premier stade de notre travail a été de reprendre le programme de simulation de composants en le modernisant afin de le rendre plus souple d'utilisation et plus complet. Dans cette optique, la détermination d'un modèle de contact ohmique plus satisfaisant pour les transistors présentant de fortes discontinuités de bande a été entreprise. De même, nous avons introduit, pour la résolution de l'Equation de Poisson, un nouvel algorithme rendant possible la modélisation de structures complexes avec recess.

Une large partie du mémoire concerne la simulation d'un LMHEMT $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ capable de fonctionner en ondes millimétriques (50-120 GHz). Nous avons montré que le choix du type de modélisation, entre une structure planar et une structure à recess de grille, avait une incidence très importante sur les caractéristiques du transistor. L'utilisation du recess permet de réaliser des calculs réalistes mais nous oblige à tenir compte de paramètres délicats tels que le potentiel de surface et les dimensions de ce recess. Des réalisations expérimentales ont également mis évidence la possibilité d'une diffusion de la grille dans la couche d'AlInAs, phénomène dont nous avons abordé l'étude.

Nos simulations, en accord avec les résultats de mesure, ont réussi à déterminer une des causes majeures des fortes conductances de sortie obtenue avec le LMHEMT, l'ionisation par impact. Nous avons entrepris d'optimiser la structure pour s'affranchir de ce problème et, des différentes solutions étudiées théoriquement, l'utilisation d'un canal composite GaInAs/InP s'est avérée la plus intéressante. Dans la pratique, l'élaboration de tels transistors a renforcé nos prévisions avec une réduction d'un rapport trois de la conductance de sortie. Typiquement, la fréquence de coupure du gain extrinsèque en courant et la fréquence maximale d'oscillation ont atteint respectivement 133 et 217 GHz ce qui donne confiance dans le succès de notre entreprise.

L'extension du jeu de paramètres électroniques aux matériaux III-V nitrurés nous a conduits à analyser le transport de charge en régimes stationnaire et non stationnaire dans la filière GaN. Les caractéristiques obtenues, avec en autres des vitesses de saturation comprises entre $1.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ et $2.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ selon la forme cristalline, sont impressionnantes par rapport à celles fournies par les matériaux plus classiques que nous avons également inspectés. Nous avons confirmé notre première impression au sujet de ces matériaux avec la simulation de trois types de transistor à effet de champ qui en sont constitués. Il est apparu que le MESFET GaN devrait devenir un concurrent sérieux à son homologue sur GaAs. De plus, lorsque sa croissance sera maîtrisée, le GaN de type Zinc Blende sera en mesure d'amener des performances supérieures par rapport au Wurtzite, d'après nos premières estimations théoriques.

A court terme, d'un point de vue physique, il sera nécessaire d'introduire les effets liés à la dégénérescence des matériaux semi-conducteurs ainsi que le transport par effet tunnel pour une modélisation plus réaliste des contacts ohmiques. L'utilisation de structures de bande plus réalistes pourra accroître la précision de nos calculs pour les régimes en champ fort. Afin d'optimiser notre simulateur, des travaux sont en cours pour, d'une part, permettre des calculs en parallèle sur plusieurs processeurs et, d'autre part, pour utiliser la méthode FACR appliquée à des structures avec recess de grille. Enfin, en ce qui concerne la filière GaN, il sera possible d'entreprendre l'étude du transport dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN et la simulation du transport électronique dans le matériau GaInN avec l'objectif de modéliser des HEMT AlGaIn/GaInN.

ANNEXE

ANNEXE

PARAMETRES ELECTRONIQUES DE

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$, InP et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Paramètres électroniques de $GaIn_xAs$, $GaIn_{0.53}As$ et $InAs$ ^[1]				
Paramètres	Symboles	$Ga_{1-x}In_xAs$	$Ga_{0.47}In_{0.53}As$	$InAs$
Constante de maille	a (Å)	5.65+0.4x	5.86	6.05
Densité	ρ (Kg/m ³)	(5.36+0.35x)10 ³	5545	5710
Vitesse du son	S_v (m/s)	(27.46+-9.14x) ^{1/2} 10 ³	4756	4280
Cstes diélectriques relatives	ϵ_s	12.9+2.074x-0.424x ²	13.88	14.55
	ϵ_∞	(2.536+0.028x)/(0.232-0.014x)	11.35	11.76
Cste piézoélectrique	C_p (Cb/m ²)	(27.07-38.734x+14.516x ²) ^{1/2} 10 ⁻²	0.0325	0.0162
Potentiel d'alliage	P_{al} (eV)	0.42	0.42	0
Energies de fond de vallée	ϵ_Γ (eV)	1.42-1.548x+0.478x ²	0.734	0.35
	ϵ_L (eV)	1.75-1.03x+0.5x ²	1.344	1.22
	ϵ_Y (eV)	1.942-0.272x-0.15x ²	1.840	1.82
Masses effectives relatives de fond de vallée	m_Γ^* (m ₀)	0.063-0.041x	0.042	0.022
	m_L^* (m ₀)	0.222-0.045x+0.213x ²	0.258	0.39
	m_X^* (m ₀)	0.58-0.08x	0.538	0.50
Coefficients de non parabolicité	α_Γ (eV)	0.618+0.32x+1.793x ²	1.255	2.754
	α_L (eV)	0.461	0.461	0.461
	α_X (eV)	0.204	0.204	0.204
Energie du phonon polaire-optique	$\hbar\omega_{LO}$ (eV)	(3.536-0.454x ² -0.062x ²)10 ⁻²	0.0328	0.0302
Energie du phonon non polaire-optique	$\hbar\omega_{NPO}$ (eV)	((0.1176+0.0344x)10 ⁻²) ^{1/2}	0.0369	0.0390
Energies de phonons intervallées	$\hbar\omega_{\Gamma,L}$ (eV)	(0.0773-0.0239x)10 ⁻²) ^{1/2}	0.02542	0.0231
	$\hbar\omega_{\Gamma,X}$ (eV)	((0.0894-0.432x)10 ⁻²) ^{1/2}	0.02579	0.0215
	$\hbar\omega_{L,L}$ (eV)	((0.0894-0.0525x)10 ⁻²) ^{1/2}	0.02481	0.0192
	$\hbar\omega_{L,X}$ (eV)	((0.0859-0.0103x)10 ⁻²) ^{1/2}	0.03021	0.0310
	$\hbar\omega_{X,X}$ (eV)	((0.0894-0.0164x)10 ⁻²) ^{1/2}	0.02841	0.0270
Potentiels de déformation acoustique	Φ_{a_Γ} (eV)	7-2.1x	5.887	4.9
	Φ_{a_L} (eV)	9.2+3.1x	10.84	12.3
	Φ_{a_X} (eV)	9.27+0.73x	9.657	10
Pot. de déformation optique non polaire	Φ_{NPO} (eV / m)	(3+1.5x)10 ¹⁰	3.795 10 ¹⁰	4.5 10 ¹⁰
Potentiels de déformation intervallées	$\Phi_{\Gamma,L}$ (eV / m)	(10-4.1x)10 ¹⁰	7.827 10 ¹⁰	5.9 10 ¹⁰
	$\Phi_{\Gamma,X}$ (eV / m)	(10+2.5x)10 ¹⁰	11.32 10 ¹⁰	12.5 10 ¹⁰
	$\Phi_{L,L}$ (eV / m)	(10-6.8x)10 ¹⁰	6.40 10 ¹⁰	3.2 10 ¹⁰
	$\Phi_{L,X}$ (eV / m)	(5+3.4x)10 ¹⁰	6.80 10 ¹⁰	8.4 10 ¹⁰
	$\Phi_{X,X}$ (eV / m)	(7+2.9x)10 ¹⁰	8.537 10 ¹⁰	9.9 10 ¹⁰
Energie de seuil	ϵ_{th}	1.45-x si x \geq 0.53	0.92	0.45
Facteur de Keldysh	P_{Kel}	10 ¹¹ si x \geq 0.53	10 ¹¹	10 ¹¹
Exposant n	n	6.255-4.255x si x \geq 0.53	4	2

Tableau 1 : paramètres électroniques des ternaires $Ga_{1-x}In_xAs$ et $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ et du binaire $InAs$

Paramètres électroniques de InP, GaInP et AlInP				
Paramètres	Symboles	$Ga_{1-x}In_xP$ [2]	$Al_{1-y}In_yP$ [3]	InP
Constante de maille	a (Å)	5.4505 (1-x) + 5.8687x	5.4635 (1-y) + 5.8687y	5.8687 [4]
Densité	ρ (Kg/m ³)	(0.652x + 4.14).10 ³	[2.4(1-y) + 4.79y].10 ³	4790 [4]
Vitesse du son	S_v (m/s)	(-0.697x + 5.8308).10 ³	[7.415(1-y) + 5.13y].10 ³	5130 [4,5]
Cstes diélectriques relatives	ϵ_s	1.29x + 11.11	9.8(1-y) + 12.4y	12.40 [6,7]
	ϵ_∞	0.44x + 9.113	7.538(1-y) + 9.55y	9.55 [6]
Cste piézoélectrique	C_p (Cb/m ²)	((66.3751x ² -178.814x +129.6).10 ⁻⁵) ^{1/2}	((66.3751y ² -178.814y +129.6).10 ⁻⁵) ^{1/2}	0.0131
Potentiel d'alliage	P_{al} (eV)	0.42	0.42	0.0
Energies de fond de vallée	ϵ_Γ (eV)	0.58x ² - 2.01x + 2.78	3.62(1-y) + 1.35y	1.35 [4]
	ϵ_L (eV)	x ² - 1.67x + 2.63	3.57(1-y) + 1.96y	1.96 [8]
	ϵ_V (eV)	0.372x ² - 0.412x + 2.25	2.405(1-y) + 2.21y	2.21 [9,8]
Masses effectives relatives de fond de vallée	m_Γ^* (m_0)	0.084x ² - 0.172x + 0.17	0.084y ² - 0.172y + 0.17	0.082 [5]
	m_L^* (m_0)	0.337x ² - 0.2849x + 0.3	0.337y ² - 0.2849y + 0.3	0.3529 [5]
	m_X^* (m_0)	-0.8364x ² + 0.9582x + 0.34	0.548(1-y) + 0.4618y	0.4618 [5]
Coefficients de non parabolicité	α_Γ (eV)	$(1 - m_\Gamma^*)^2 / \epsilon_\Gamma$	$(1 - m_\Gamma^*)^2 / \epsilon_\Gamma$	0.624
	α_L (eV)	0.462	0.462	0.462
	α_X (eV)	0.205	0.205	0.205
Energie du phonon polaire-optique	$\hbar\omega_{LO}$ (eV)	(0.23x ² - 0.985x + 5.075).10 ⁻²	[6.22(1-y) + 4.32y].10 ⁻²	0.0432 [4]
Energie du phonon non polaire-optique	$\hbar\omega_{NPO}$ (eV)	(-0.091x + 4.391).10 ⁻²	[5.455(1-y) + 4.3y].10 ⁻²	0.043
Energies de phonons intervalles	$\hbar\omega_{\Gamma,L}$ (eV)	[0.0337 ² x + 0.0392 ² (1-x)] ^{1/2}	[0.0337 ² y + 0.0392 ² (1-y)] ^{1/2}	0.0337
	$\hbar\omega_{\Gamma,X}$ (eV)	[0.0337 ² x + 0.0344 ² (1-x)] ^{1/2}	[0.0337 ² y + 0.0344 ² (1-y)] ^{1/2}	0.0337
	$\hbar\omega_{L,L}$ (eV)	[0.0337 ² x + 0.031 ² (1-x)] ^{1/2}	[0.0337 ² y + 0.031 ² (1-y)] ^{1/2}	0.0337
	$\hbar\omega_{L,X}$ (eV)	[0.0337 ² x + 0.031 ² (1-x)] ^{1/2}	[0.0337 ² y + 0.031 ² (1-y)] ^{1/2}	0.0337
	$\hbar\omega_{X,X}$ (eV)	[0.0239 ² x + 0.0376 ² (1-x)] ^{1/2}	[0.0239 ² y + 0.0376 ² (1-y)] ^{1/2}	0.0239
Potentiels de déformation acoustique	Φ_{a_Γ} (eV)	7	7	7
	Φ_{a_L} (eV)	12x + 10.49(1-x)	12y + 10.49(1-y)	12
	Φ_{a_X} (eV)	11x + 13(1-x)	11y + 13(1-y)	11
Pot. de déformation polaire-optique	Φ_{NPO} (eV / m)	[6.7x + 4.5(1-x)].10 ¹⁰	[6.7y + 4.5(1-y)].10 ¹⁰	6.7 10 ¹⁰
Potentiels de déformation intervalles	$\Phi_{\Gamma,L}$ (eV / m)	[13.7x + 3(1-x)].10 ¹⁰	[13.7y + 3(1-y)].10 ¹⁰	13.7 10 ¹⁰
	$\Phi_{\Gamma,X}$ (eV / m)	[12.5x + 2.9(1-x)].10 ¹⁰	[12.5y + 2.9(1-y)].10 ¹⁰	12.5 10 ¹⁰
	$\Phi_{L,L}$ (eV / m)	[5.6x + 8(1-x)].10 ¹⁰	[5.6y + 8(1-y)].10 ¹⁰	5.6 10 ¹⁰
	$\Phi_{L,X}$ (eV / m)	[8.4x + 6.7(1-x)].10 ¹⁰	[8.4y + 6.7(1-y)].10 ¹⁰	8.4 10 ¹⁰
	$\Phi_{X,X}$ (eV / m)	[9.9x + 11.7(1-x)].10 ¹⁰	[9.9y + 11.7(1-y)].10 ¹⁰	9.9 10 ¹⁰
Energie de seuil	ϵ_{th}	1.4847x ² - 3.6087x + 3.8056	1.69	1.69 [5]
Facteur de Keldysh Exposant n	P_{Kel} n	0.07. $\lambda_T(\epsilon)$ 2	0.07. $\lambda_T(\epsilon)$ 2	0.07. $\lambda_T(\epsilon)$ 2

Tableau 2: paramètres électroniques $Ga_{1-x}In_xP$ et $Al_{1-y}In_yP$. Ces paramètres sont obtenus par une méthode d'interpolation décrite par S. Adachi entre GaP, AlP et InP dont les paramètres proviennent de la littérature.

Paramètres électroniques de c-GaN, c-AlN et c-AlGaN				
Paramètres	Symboles	c-GaN (bulk)	c-AlN (bulk)	c-Al _x Ga _{1-x} N
Const. De maille	a (Å)	4.50 ^[10,11]	4.34 (4.38 ^[12])	4.50 - 0.16x
Densité	ρ (Kg/m ³)	6.095 ^[13]	5.858	6.095-0.237x
Vitesse du son	S _v (m/s)	4570 ^[13]	4570	4570
Constantes diélectriques	ε ₀	9.5 ^[13]	8.5	9.5-1.0x
	ε _∞	5.35 ^[13]	4.67	5.35-0.68x
Const. piézoélect.	C _p (Cb/m ²)	0.183	0.235	0.183+0.052x
Potentiel d'alliage	P _{al} (eV)	0	0	0.42
Energies de fond de vallée	ε _Γ (eV)	3.38 ^[14,15,16]	5.94 ^[15,16]	3.38+2.50x+0.05x ² ^[15,16]
	ε _L (eV)	5.64 ^[15,16]	9.42 ^[15,16]	5.64+2.99x+0.8x ² ^[15,16]
	ε _X (eV)	4.57 ^[15,16]	5.10 ^[15,16]	4.57-0.08x+0.61x ² ^[15,16]
Masses effectives relatives de fond de vallée	m _Γ [*] (m ₀)	0.15 ^[13]	0.21 ^[16]	0.15+0.06x
	m _L [*] (m ₀)	0.70] ^[16] (0.6 ^[17])	0.70 ^[16]	0.70
	m _X [*] (m ₀)	0.58 (/), 0.30 (⊥) ^[16] (0.40 [17])	0.51 (/), 0.31 (⊥) ^[16]	0.58(1-x)+0.51x (/), 0.30 (⊥)
Coefficients de non parabolicité	α _Γ (eV)	~ (1 - m _Γ [*]) ² /ε _Γ	~ (1 - m _Γ [*]) ² /ε _Γ	~ (1 - m _Γ [*]) ² /ε _Γ
	α _L (eV)	0.461 ^c (0.029 ^[17])	0.461 ^c	0.461 ^c
	α _X (eV)	0.204 ^c (0.065 ^[17])	0.204 ^c	0.204 ^c
Phonon polaire-opt.	ħω _{LO} (eV)	0.092 ^[18,19,20]	0.113 ^[20]	0.092(1-x) + 0.113x
Phonon non polaire-optique	ħω _{NPO} (eV)	0.070 ^[20]	0.082 ^[20]	0.070(1-x) + 0.082x
Energies de phonons intervallées	ħω _{Γ,L} (eV)	0.042 ¹	0.059 ¹	0.042(1-x) + 0.059x
	ħω _{Γ,X} (eV)	0.048 ¹	0.065 ¹	0.048(1-x) + 0.065x
	ħω _{L,L} (eV)	0.058 ¹	0.078 ¹	0.058(1-x) + 0.078x
	ħω _{L,X} (eV)	0.042 ¹	0.059 ¹	0.042(1-x) + 0.059x
	ħω _{X,X} (eV)	0.080 ¹	0.0875 ¹	0.080(1-x) + 0.0875x
Potentiels de déformation acoustique	Φ _{aΓ} (eV)	10.1 ^[13]	10.1 ^[13]	10.1
	Φ _{aL} (eV)	10.1 ^[13]	10.1 ^[13]	10.1
	Φ _{aX} (eV)	10.1 ^[13]	10.1 ^[13]	10.1
Pot. de déformation polaire-optique	Φ _{NPO} (eV / m)	9.0*10 ¹⁰	9.0*10 ¹⁰	9.0*10 ¹⁰
Potentiels de déformation intervallées	Φ _{Γ,L} (eV / m)	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹
	Φ _{Γ,X} (eV / m)	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹
	Φ _{L,L} (eV / m)	7x10 ¹⁰	7x10 ¹⁰	7x10 ¹⁰
	Φ _{L,X} (eV / m)	5x10 ¹⁰	5x10 ¹⁰	5x10 ¹⁰
	Φ _{X,X} (eV / m)	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹
Energie de seuil	ε _{th}	~ 7eV ^[21,22]		
Band offset sur c-GaN	ΔEc (eV)	0.0	0.81 ^[23]	x≤0.52 2.0x-0.973x ² x>0.52 0.71+0.1x
	ΔEv (eV)	0.0	0.85 ^[23] , 0.75-0.81 ^[24]	ΔEc/ΔEv ~ 70/30

Tableau 3: paramètres électroniques pour le matériau AlGaIn de type Zinc Blende

¹ Déterminé empiriquement par $\frac{\sum_i z_i \cdot \hbar\omega_i / (1 - e^{-\hbar\omega_i/kT})}{\sum_i z_i / (1 - e^{-\hbar\omega_i/kT})}$ avec $\hbar\omega_i$ l'énergie des différents types de phonons (LO, LA, TO et

TA) pour de grands vecteurs d'onde et z_i leur dégénérescence.

Paramètres électroniques de h-GaN, h-AlN et h-AlGa_{1-x}N				
Paramètres	Symboles	h-GaN (bulk)	h-AlN (bulk)	h-Al _x Ga _{1-x} N
Constante de maille	a (Å)	3.189 ^[12,25]	3.10 ^[12,26]	3.189 - 0.089x
	c (Å)	5.185 ^[12,25]	4.98 ^[12]	5.185-0.4272x+0.222x ²
Densité	ρ (Kg/m ³)	6.15 ^[27]	3.23 ^[27,28]	6.15-2.92x
Vitesse du son	S _v (m/s)	4330 ^[13]	4330	4330
Cstes diélectriques relatives	ε ₀	10 ^[28] (9 ^[12])	8.5 ^[12,19,27] (9.14 ^[28])	10-1.5x
	ε _∞	5.5 ^[28] (5.35 ^[12])	4.68 ^[12,19] (4.84 ^[28])	5.5-0.82x
Cste piézoélectrique	C _p (Cb/m ²)	0.56	0.56	0.56
Potentiel d'alliage	P _{al} (eV)	0	0	0.42
Energies de fond de vallée	ε _Γ (eV)	3.5 ^[18]	6.20 ^[12,18] (6.28 ^[29])	3.50+2.65x+0.05x ² ^[30] (^[31])
	ε _M (eV)	5.4 ^[32]	6.7 ^[33]	5.4+1.3x
	ε _K (eV)	5.5 ^[17,32]	6.9 ^[33]	5.5+1.4x
	ε _A (eV)	6.0 ^[32]	8.3 ^[33]	6.0+2.3x
Masses effectives relatives de fond de vallée	m _Γ (m ₀)	0.21 ^[19,34,35,36,37]	0.29 ^[38] (0.48 ^[27,39])	0.21+0.08x
	m _M (m ₀)	0.30 ^[16]	0.40 ^[16]	0.3 + 0.1x
	m _K (m ₀)	0.36 ^[16]	0.42 ^[16]	0.36+0.06x
	m _A (m ₀)	0.27 ^[16]	0.33 ^[16]	0.27+0.06
Coefficients de non parabolicité	α _Γ (eV)	(1- m _Γ [*]) ² /ε _Γ	(1- m _Γ [*]) ² /ε _Γ	(1- m _Γ [*]) ² /ε _Γ
	α _M (eV)	0.029 ^[17]	0.029	0.029
	α _K (eV)	0.065 ^[17]	0.065	0.065
	α _A (eV)	0.01	0.01	0.01
Energie du phonon polaire-optique	ħω _{LO} (eV)	0.092 ^[18,19,20]	0.113 ^[18,19] (0.099 ^[27])	0.092 - 0.013x
Energies de phonons intervallées	ħω _{i,j} (eV)	0.8* ħω _{LO}	0.8* ħω _{LO}	0.8* ħω _{LO}
Potentiels de déformation acoustique	Φa _i (eV)	10.1 ^[13]	10.1 [40]	10.1 [40]
Pot. de déformation polaire-optique	Φ _{NPO} (eV / m)	9.0*10 ¹⁰	9.0*10 ¹⁰	9.0*10 ¹⁰
Potentiels de déformation intervallées	Φ _{i,j} (eV / m)	10 ¹¹	10 ¹¹ [14]	10 ¹¹ [14]
Energie de seuil	ε _{th}	~ 7eV ^[21,22]		
Band offset sur w-GaN	ΔEc (eV)	0.0	2.0 ^[40,41]	3.2x-1.19x ² (x=0.1 ^[42])
	ΔEv (eV)	0.0	~0.8 ^[24,43]	

Tableau 4: paramètres électroniques pour le matériau AlGa_{1-x}N de forme Wurtzite. Les indices i et j désignent les vallées Γ, M, K et A.

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE

- 1 "Simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions
AlInAs/GaInAs adapté en maille sur InP"
Philippe Bourel
Thèse de Doctorat, 5 Décembre 1991, Lille
- 2 "Simulation par la méthode de MonteCarlo du transport des électrons dans le matériau AlInP"
D. Provo
Rapport de stage, Licence de Sciences Physique, Lens 1995
- 3 "Etude du transport des électrons dans GaInP"
O. Houzeaux
Rapport de stage, Licence de Sciences Physique, Lens 1995
- 4 "Theory of high field transport of holes in GaAs and InP"
K. Brennan and K. Hess
Physical review B, Vol. 29, n° 10, 15th May 1984, pp. 5581-5590
- 5 "Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures - part I: homogeneous transport"
M. V. Fischetti
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 38, n° 3, Mars 1991, pp. 634-649
- 6 "Material parameters of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ and related binaries"
S. Adachi
Journal of Applied Physics, Vol. 53, n° 12, December 1982, pp. 8775-8792
- 7 "Optical property of InAsP/InP strained quantum wells grown on InP (111) and (100) substrates"
H.Q. Hou and C.W. Tu
Journal of Applied Physics, Vol. 75, n°9, May 1994, pp. 4673-4680
- 8 "High-field transport in Gallium Arsenide and Indium Phosphide"
W. Fawcett and D.C. Herbert
Journal of Physics C, Solid State Physic, Vol. 7, 1974, pp. 1641-1654
- 9 "Optical properties of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ alloys"
S. Adachi
Physical Review B, Vol. 39, n°17, June 1989, pp. 12612-12621
- 10 "Growth of cubic phase gallium nitride by modified molecular beam epitaxy"
M.J. Paisley, Z. Sitar, J.B. Posthill and R.F. Davis
Journal of Vacuum Science and Technologie A, Vol. 7, n° ?, April 1989, pp. 701-704
- 11 "Epitaxial growth and characterization of zinc-blende gallium nitride on (001) silicon"
T. Lei, T.D. Moustakas, R.J. Graham, Y. He and S.J. Berkowitz
Journal of Applied Physics, Vol. 71, n° 10, 15th May 1992, pp. 4933-7943
- 12 "Large band-gap SiC, III-V nitride and II-VI ZnSe based semiconductor device technologies"
H. Morkoç, S. Strite, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov and H. Burns
Journal of Applied Physics, Vol. 76, n° 3, 1st August 1994, pp. 1363-1398
- 13 "Electronic transport studies of bulk zincblende and wurzite phases of GaN based on an ensemble Monte Carlo calculation including a full zone band structure"
J. Kolnik, I. Oguzman, K. Brennan, R. Wang, P.P. Ruden and Y. Wang
Journal of Applied Physics, Vol. 78, n° 2, 15th July 1995, pp. 1033-1037
- 14 "Progress and prospect for GaN and the III-V nitride semiconductors"
S. Strite, M.E. Lin and H. Morkoç
Thin Solid Films, Vol. 231, 1993, pp. 197-210
- 15 "Band structure parameters of Zinc-blende GaN, AlN and their alloys $Ga_{1-x}Al_xN$ "
J. Fan, M.F. Li, T.C. Chong and J.B. Xia
Solid State Communications, Vol. 97, n° 5, 1st February 1996, pp. 381-384
- 16 "Electronic properties of zinc-blende GaN, AlN and their alloys $Ga_{1-x}Al_xN$ "
W.J. Fan, M.F. Li, T.C. Chong and J.B. Xia
Journal of Applied Physics, Vol. 79, n° 1, 1st January 1996, pp. 188-194
- 17 "Comparison of high field transport in GaN and GaAs"
B.E. Foutz, L.F. Eastman, U.V. Bhapkar and M.S. Shur
Applied Physics Letters, Vol. 70, n° 21, 26 May 1997, pp. 2849-2851
- 18 "Emerging Gallium Nitride base devices"
S.N. Mohammad, A.A. Salvador and H. Morkoç
Proceedings of the IEEE, Vol. 83, n° 10, October 1995, pp. 1306-1356
- 19 "GaN, AlN and InN : a review"
S. Strite and H. Morkoç
Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol. 10, n° 4, Jul/Aug 1992, pp. 1237-1265

- 20 "Lattice dynamics of zinc-blende GaN and AlN : I. Bulk phonons"
J. Zi, X. Wan, G. Wei, K. Zhang and X. Xie
Journal of Physics : Condensed matter, Vol. 8, 1996, pp. 6323-6328
- 21 "Calculation of the wave-vector dependant interband impact-ionization transition rate in wurzite and zinc-blend phasesof bulk GaN"
J. Kolnik, I.H. Oguzman, K.F. Brennan, R. Wang and P.P. Ruden
Journal of Applied Physics, Vol. 79, n° 11, 1st June 1996, pp. 8838-8840
- 22 "Monte Carlo calculation of electron initiated impact ionization in bulk zinc-blende and wurzite GaN"
J. Kolnik, I.H. Oguzman, K.F. Brennan, R. Wang and P.P. Ruden
Journal of Applied Physics, Vol. 81, n° 2, 15th January 1997, pp. 726-733
- 23 "Theoretical study of the band offsets at GaN/AlN interfaces"
E.A. Albanesi, W.R.L. Lambrecht and B. Segall
Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol. 12, n° 4, Jul/Aug 1994, pp. 2470-2474
- 24 "Valence-band offset and different band-gap behaviors of (β -GaN)/(β -AlN) superlattice and (α -GaN)/(α -AlN) superlattice"
S. Ke, K Zhang and X. Xie
Journal of Applied Physics, Vol. 80, n° 5, 1st September 1996, pp. 2918-2921
- 25 "Lattice parameters of Gallium nitride"
M. Leszczynski, H. Teiseyre, T. Suski, I. Grzegory, M. Bockowski, J. Jun, K. Pakula, M. Baranowski, C.T. Foxon and T.S. Cheng
Applied Physics Letters, Vol. 69, n° 1, 1st July 1996, pp. 73-75
- 26 "Consistent structural properties for AlN, GaN and InN"
A.F. Wright and .S. Nelson
Physical Review B, Vol. 51, n° 12, 15th March 1995, pp. 7866-7869
- 27 "Electron mobility in Gallium, Indium and Aluminium nitride"
V.W.L. Chin, T.L. Tansley and T. Osotchan
Journal of Applied Physics, Vol. 75, n° 11, 1st June 1994, pp. 7365-7372
- 28 "Handbook of semiconductor"
O Madelung
Springer Verlag, Berlin 1991
- 29 "Epitaxially grown AlN and its optical band gap"
W.M. Yim, E.J. Sofko, P.J. Zanzucchi, J.I. Pankove, M. Ettenberg and S.L. Gilbert
Journal of Applied Physics, Vol. 44, January 1973, pp. 292-296
- 30 "Growth and properties of $Ga_xAl_{1-x}N$ compounds"
J. Hagen, R.D. Metalfe, D. Wickenden and W. Clark
Journal of Physics C : Solid State Physics , Vol. 11, 1978, pp. L143-L146
- 31 "Energy band-gap bowing parameter in an $Al_xGa_{1-x}N$ alloy"
Y. Koide, H. Itoh, M.R.H. Khan, K. Hiramatu, S. Sawaki and I. Akasaki
Journal of Applied Physics, Vol. 61, n° 9, 1st May 1987, pp. 4540-4543
- 32 "Band structure of pure GaN"
W.R.L. Lambrecht and B. Segall
Properties of Group III Nitride, edited by James H. Edgar, IEE Inspec Publication, EMIS Datareview Serie n° 11, August 1994, pp. 141-150
- 33 "Band structure of pure AlN"
W.R.L. Lambrecht and B. Segall
Properties of Group III Nitride, edited by James H. Edgar, IEE Inspec Publication, EMIS Datareview Serie n° 11, August 1994, pp. 135-140
- 34 "Determination of the effective mass of GaN from infrared reflectivity and Hall effect"
P. Perlin, E. Litwin-Staszewska, B. Suchanek, W. Knap, J. Camassel, T. Suski, R. Piotrkowski, I. Grzegory, S. Porowski, E. Kaminska and J.C. Chervin
Applied Physics Letters, Vol. 68, n° 8, 19th February 1996, pp. 1114-1116
- 35 "Determination of the conduction band electron effective mass in hexagonal GaN"
M. Dreschler, D.M. Hofmann, B.K. Meyer, T. Detchprohm, H. Amano and I. Akasaki
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 34, Part.2, n° 9B, 15th September 1995, pp. L1178-1179
- 36 "The cyclotron resonance effective mass of two-dimensional electrons confined at the GaN/IGaN interface"
W. Knap, H. Alause, J.M. Bluet, J. Camassel, J. Young, M. Asif Khan, Q. Chen, S. Huant and M. Shur
Solid State Communication, Vol. 99, n° 3, 1st July 1996, pp. 195-199
- 37 "First-Principle calculation of effective mass parameters of Gallium Nitride"
M. Suzuki and T. Uenoyama
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 34, part 1, n° 7A, July 1995, pp. 3442-3446
- 38 "First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN"
M. Suzuki and T. Uenoyama
Physical Review B, Vol. 52, n° 11, 15th September 1995, pp. 8132-8139
- 39 "Numerical simulation of wide band-gap AlGaIn/InGaIn light-emitting diodes for output power characteristics and

emission spectra"

P. Shah, V. Mitin, M. Grupen, G.H. Song and K. Hess

Journal of Applied Physics, Vol. 79, n° 5, 1st March 1996, pp. 2755-2761

40 "Valence-band discontinuities of Wurtzite GaN, AlN and InN heterojunctions measured by x-ray photoemission spectroscopy"

G. Martin, A. Botcharev, A. Rockett and H. Morkoç

Applied Physics Letters, Vol. 68, n° 18, 29th April 1996, pp. 2541-2543

41 "Determination of the GaN/AlN band offset via the (-/0) acceptor level of iron"

J. Baur, K. Maier, M. Kunzer, U. Kaufmann and J. Schneider

Applied Physics Letters, Vol. 65, n° 17, 24th October 1994, pp. 2211-2213

42 "Enhancement and depletion mode GaN/AlGaIn heterostructure field effect transistors"

M. Asif Khan, Q. Chen, C.J. Sun, J.W. Yang, M.S. Shur and H. Park

Applied Physics Letters, Vol. 68, n° 4, 22nd January 1996, pp. 514-516

43 "Valence-band discontinuity between GaN and AlN measured by x-ray photoemission spectroscopy"

G. Martin, S. Strite, A. Botchkarev, A. Agarwal, A. Rockett, H. Morkoç, W.R.L. Lambrecht and B. Segall

Applied physics Letters, Vol. 65, n° 5, 1st August 1994, pp. 610-612

ABSTRACT

Our study is a contribution to the understanding of physical mechanisms in field effect transistors (FET) by the Monte Carlo method. Our intent consists in suggesting some improvements for the conception of device for low noise amplification (LNA) in millimeter-wave range and for power applications. In the first chapter, we inspect different kinds of FET suitable for our needs by estimating their potentialities and their limitations. Chapters II and III are devoted to the description of our simulation program respectively for charge transport in bulk semiconductors and for electron devices for high frequency operations. It has been adapted to the modelling of HEMT (High Electron Mobility Transistor) on InP substrate with very short gate length and high band discontinuities. In the 4th chapter, we examine, theoretically and also experimentally, the performance of a $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ HEMT for LNA at 60 and 94 GHz. Impact ionisation in the transistor channel appears clearly as one of the main causes for degradation of the microwave characteristics. In order to optimise this structure, we propose different solutions but the use of a composite channel GaInAs/InP emerges as the most suited among all of them. The technological realisation of such a transistor with a doped InP layer leads to an intrinsic voltage gain 60% higher than for the conventional structure and, consequently, confirms our predictions. The last chapter is more prospective and concerns the study of III-V nitride-based FETs that are in spotlight due to their high breakdown voltage. We compare the zincblende and wurtzitic GaN and demonstrate the superiority of the cubic phase. For short gate length HEMTs, our simulation results predict a current density of 900 mA/mm, a transconductance of 480 mS/mm and a cut-off frequency of 180 GHz.

KEYWORDS :

MONTE CARLO METHOD
DEVICE MODELLING
FIELD EFFECT TRANSISTOR

HEMT
AlInAs/GaInAs/InP
GALLIUM NITRIDE

DISCIPLINE : ELECTRONICS

Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord - Cité Scientifique - Avenue Poincaré
59652 Villeneuve d'Ascq Cedex - FRANCE

RESUME

Notre étude contribue à l'analyse du fonctionnement physique des transistors à effet de champ par la méthode de Monte Carlo. Notre but est de présenter des améliorations aux concepteurs dans les domaines de l'amplification faible bruit en gamme millimétrique d'une part et de l'amplification de puissance d'autre part. Dans le premier chapitre, après avoir passé en revue les différentes possibilités de transistors à effet de champ capables de satisfaire à notre cahier des charges, nous estimons leurs potentialités et leurs limitations respectives. Les chapitres II et III nous permettent de décrire notre programme de simulation du transport de charges dans les semi-conducteurs massifs et dans les dispositifs destinés à l'hyperfréquence. Pour la filière InP, le simulateur a été adapté à la modélisation de HEMT (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) à grille largement submicronique et présentant des discontinuités de bande élevées. Dans le quatrième chapitre, nous menons l'examen des performances de HEMT $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ destinés à l'amplification faible bruit à 60 et 94 GHz, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Il apparaît clairement que la présence d'ionisation par choc dans le canal de ces transistors dégrade de manière importante leurs caractéristiques hyperfréquences. Afin d'optimiser ces composants, plusieurs solutions sont alors proposées avec un avantage pour l'utilisation d'un canal composite GaInAs/InP. La réalisation de LMHEMT avec ce type de canal confirme nos prédictions en offrant une élévation du gain intrinsèque en tension de plus de 60 % dans le cas d'un canal avec une couche d'InP dopé, par rapport à la structure conventionnelle. Le dernier chapitre de notre travail se veut plus prospectif en proposant l'étude de transistors à effet de champ à base de GaN de type Zinc Blende ou Wurtzite, composants très prometteurs pour leur bonne tenue en tension. Nos premières estimations concluent aux excellentes potentialités de cette filière notamment dans le cas du GaN cubique qui, utilisé dans un HEMT, devrait permettre d'atteindre une densité de courant de 900 mA/mm, une transconductance de 480 mS/mm et une fréquence de coupure intrinsèque en courant de 180 GHz.

MOTS-CLES :

METHODE DE MONTE CARLO	HEMT
MODELISATION	AlInAs/GaInAs/InP
TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP	NITRURE DE GALLIUM

DISCIPLINE : ELECTRONIQUE

Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord - Cité Scientifique - Avenue Poincaré
59652 Villeneuve d'Ascq Cedex - FRANCE
