

50376  
1994  
65

CCO gen 20 Jo 1606

50376  
1994  
65

N° d'ordre : 1266

## THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : ELECTRONIQUE**

par

Sylvain BOLLAERT



Etude théorique et expérimentale de Transistors à effet de  
champ à canaux quasi-unidimensionnels

Soutenue le 20 Janvier 1994 devant la commission d'examen

Membres du jury :	Mr G. SALMER	Président
	Mr A. CAPPY	Directeur de thèse
	Mr H.L. HARTNAGEL	Rapporteur
	Mr P. HESTO	Rapporteur
	Mr P. DEBRAY	Examineur
	Mr R. FAUQUEMBERGUE	Examineur
	Mr J. VANBREMERSCH	Examineur

*A mes parents*

*A Elodie*

*A tous mes amis*

## Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (D.H.S.) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (I.E.M.N.) à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer, qui me fait l'honneur de présider ce jury.

Ce travail a été réalisé sous la direction de Monsieur le Professeur A. Cappy. Ses conseils, ses compétences et sa confiance m'ont permis de mener à bien cette thèse. Je le remercie sincèrement pour la sympathie qu'il m'a toujours témoigné.

Je suis très honoré que Monsieur le Professeur H. L. Hartnagel du "Insitut für Hochfrequenztechnik" (Darmstadt), ait accepté d'être rapporteur de ce travail

Je tiens également à remercier Monsieur le Professeur P. Hesto de l'Institut d'Electronique Fondamentale d'Orsay (I.E.F. d'Orsay), qui me fait l'honneur de juger cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Philippe Debray, Directeur de Recherches du Service de Physique de l'Etat Condensé (Centre d'étude de Saclay). Je tiens à lui témoigner ma gratitude pour sa collaboration à ce travail.

Je remercie également Monsieur le Professeur R. Fauquembergue ainsi que Monsieur J. Vanbremersch Directeur de Recherches, qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen et de juger ce travail.

Je suis très reconnaissant envers les membres de la Centrale de Technologie ainsi que de ceux de la Centrale de Caractérisation, pour leur précieuse aide à la réalisation de ce travail.

Je remercie Monsieur J.P. Dehorter, qui a assuré la reproduction de ce mémoire, ainsi que Madame N. Castelain pour la frappe de ce manuscrit.

Je voudrais particulièrement remercier tous les membres de l'équipe dirigée par A. Cappy, ainsi que tous mes amis(ies) du laboratoire, qui ont rendu ces dernières années inoubliables.

## Introduction generale

### Chapitre I : Evolution des structures : présentation du SC-HEMT

I.1. INTRODUCTION	7
I.2. LES MATERIAUX SEMICONDUCTEURS DE L'ELECTRONIQUE	8
I.3. LA REDUCTION DE DIMENSIONNALITE	9
I.3.1. <i>Les gaz d'électrons bidimensionnels</i>	9
I.3.1.1. <u>Présentation</u>	9
I.3.1.2. <u>Les HEMTs</u>	11
I.3.1.2.1. <i>Présentation et évolution de ces composants</i>	11
I.3.1.2.2. <i>Etat de l'art</i>	13
I.3.2. <i>Les composants à gaz d'électrons unidimensionnel: Composants ultra-rapide de demain?</i>	14
I.3.2.1. <u>Présentation</u>	14
I.3.2.2. <u>Propriétés d'un gaz d'électrons unidimensionnel</u>	15
I.3.2.2.1. <i>Propriétés de transport électronique</i>	15
I.3.2.2.2. <i>Autres phénomènes attendus dans les 1DEG</i>	17
I.3.2.2.3. <i>Structures envisageables</i>	18
I.3.3. <i>Les gaz d'électrons à zéro dimension</i>	20
I.4. LE STRIPED CHANNEL HEMT	21
I.4.1. <i>Présentation et structure</i>	21
I.4.2. <i>Propriétés du SC-HEMT</i>	22
I.5. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	24

### Chapitre II : Modélisation du SC-HEMT pseudomorphique

II.1 INTRODUCTION	28
II.2 OUTILS NUMERIQUES	30
II.2.1 <i>Equation de Poisson</i>	30
II.2.1.1 <u>Technique Utilisée</u>	30
II.2.1.2. <u>Domaine de calcul</u>	31
II.2.1.3 <u>Conditions aux limites et méthode de la matrice de capacité</u>	32
II.2.2. <i>Intégrale de Fermi-Dirac: <math>F_{1/2}</math></i>	33
II.2.3. <i>Calcul itératif et convergence</i>	33

<b>II.2.4. Application au calcul de la loi de commande de charges d'un SC-HEMT pseudomorphique</b>	35
II.2.4.1 <u>Présentation de la structure</u>	35
II.2.4.2 <u>Paramètres du calcul liés à la couche pseudomorphique</u>	
<u>Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As/GaAs</u>	36
II.2.4.2.1 <i>Paramètres dans le Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As</i>	36
II.2.4.2.2. <i>Paramètres dans le Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As contraint</i>	38
II.2.4.2.3 <i>Discontinuité de bande de conduction</i>	39
<b>II.2.5 Conditions sur le contact Schottky</b>	40
<b>II.2.6 Validation du modèle</b>	41
<b>II.3 EXPLOITATION DU MODELE POISSON-FERMI AUTO-COHERENT</b>	42
<b>II.3.1 Introduction</b>	42
<b>II.3.2 Influence de la commande latérale</b>	43
II.3.2.1 <u>Structure de base</u>	43
II.3.2.2 <u>Diagramme énergétique et répartition des porteurs libres</u>	43
II.3.2.3. <u>Densités surfaciques d'électrons suivant l'axe oy</u>	44
II.3.2.4. <u>Densités surfaciques d'électrons</u>	47
II.3.2.5. <u>Approximation analytique</u>	49
II.3.2.6 <u>Evolution de la capacité de grille</u>	51
II.3.2.6.1 <i>Résultats du calcul</i>	51
II.3.2.6.2 <i>Approximation analytique</i>	53
<b>II.3.3 Evolution de la commande de charges suivant des paramètres géométriques et de couche</b>	54
II.3.3.1 <u>Paramètres géométriques</u>	54
II.3.3.2. <u>Paramètres liés à la couche</u>	56
II.3.3.2.1. <i>Dopage et épaisseur de la couche de GaAlAs</i>	56
II.3.3.2.2. <i>Espaceur</i>	59
II.3.3.2.3. <i>Structure de couche conventionnelle</i>	60
II.3.3.3. <u>Evolution à basse température</u>	62
<b>II.4. PERFORMANCES ELECTRIQUES D'UN SC-HEMT PSEUDOMORPHIQUE</b>	63
<b>II.4.1 Courant drain-source et transconductance</b>	63
<b>II.4.2 Fréquence de coupure</b>	64
<b>II.4.3. Conductance de sortie gd</b>	69
<b>II.4.4. Evolution de ces grandeurs suivant les paramètres de couche et géométriques</b>	70
II.4.4.1 <u>Paramètres de couche</u>	70
II.4.4.1.1. <i>Dopage Nd</i>	70

## Sommaire

II.4.4.1.2	<i>Epaisseur de GaAlAs <math>t_{Al}</math></i>	71
II.4.4.1.3	<i>Epaisseur de l'espaceur <math>t_{sp}</math></i>	71
II.4.4.2	<u>Hauteur <math>h</math> du canal</u>	71
II.4.5	<i>Modélisation du SC-HEMT à l'aide d'un modèle de vitesse des électrons non-stationnaire</i>	73
II.4.5.1	<u>Présentation d'HELENA</u>	73
II.4.5.2	<u>Paramètres du calcul</u>	74
II.4.5.3	<u>Résultats de la simulation</u>	75
II.4.5.3.1	<i>Courant drain-source et transconductance</i>	75
II.4.5.3.2	<i>Résultats hyperfréquences.</i>	76
II.5.	<b>CONCLUSION</b>	80
II.6.	<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	81

## Chapitre III : Réalisation et caractérisation des composants SC-HEMTs pseudomorphiques

III.1	<b>INTRODUCTION</b>	85
III.2.	<b>TECHNOLOGIE DU SC-HEMT PSEUDOMORPHIQUE</b>	85
III.2.1.	<i>Introduction</i>	85
III.2.2	<i>Préparation des canaux du SC-HEMT</i>	86
III.2.2.1	<u>Etapas de masquage</u>	87
III.2.2.2.	<u>Définition des canaux</u>	88
III.2.2.3.	<u>Nettoyage du masque métallique</u>	88
III.2.2.4	<u>Technologie complète des canaux</u>	89
III.2.3.	<i>Réalisation des SC-HEMTs pseudomorphiques</i>	89
III.2.3.1.	<u>Etapas générales</u>	89
III.2.3.2.1	<i>SC-HEMT "accès longs"</i>	90
III.2.3.2.2.	<i>SC-HEMT "accès courts"</i>	91
III.2.4.	<i>Géométries obtenues</i>	92
III.3	<b>CARACTERISATION DES SC-HEMTs PSEUDOMORPHIQUES</b>	93
III.3.1	<i>Caractérisation statique</i>	93
III.3.1.1	<u>Caractéristiques I(V)</u>	93
III.3.1.2.	<u>Contact Schottky</u>	94
III.3.2	<i>Mesures basses fréquences</i>	96
III.3.2.1.	<u>Mesures de capacité de grille à tension drain source <math>V_{ds} = 0</math> V</u>	96
III.3.2.2.	<u>Mesures de magnéto-résistance</u>	98
III.3.3.	<i>Caractérisation hyperfréquence</i>	100

## *Sommaire*

III.3.3.1	<u>Généralités</u>	100
III.3.3.2	<u>Schéma équivalent "petit signal"</u>	101
III.3.3.2.1	<i>Eléments parasites du schéma équivalent</i>	101
III.3.3.2.1.1.	Résistances d'accès	101
III.3.3.2.1.2	Eléments parasites parallèles : capacités parasites.	104
III.3.3.2.2	<i>Eléments intrinsèques</i>	107
III.3.3.2.2.1.	Transconductances	107
III.3.3.2.2.2.	Capacités Cgs, Cgd et fréquences de coupure	108
III.3.3.2.2.3.	Conductances de sortie gd	109
III.3.3.3	<u>Evolution des gains</u>	109
III.3.4.	<i>Evolution de la conductance et de la conductance du canal à basse température: Effets unidimensionnels</i>	111
III.4.	<b>CONCLUSION</b>	112
III.5.	<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	114

## **Conclusion générale**

# **Introduction générale**

## *Introduction générale*

L'augmentation des capacités de transmission en télécommunication passe par la mise au point de composants discrets fonctionnant à des fréquences élevées. En outre, ces composants doivent présenter des caractéristiques de faible bruit, afin de ne pas dégrader la qualité de l'information à traiter.

Un composant répond à ces critères, il s'agit du transistor à effet de champ. Il convient tout particulièrement au domaine hyperfréquence, lorsqu'il est réalisé à partir de matériaux de la famille des III-V, comme par exemple l'Arséniure de Gallium (GaAs)

L'évolution la plus marquante de ce composant fut l'utilisation d'hétérojonctions [1], elle a ainsi donné naissance aux transistors à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel (TEGFET, MODFET ou HEMT). Le principe d'un tel transistor repose sur le fait qu'une forte densité d'électrons libres est accumulée dans un matériau à petit gap, proche de l'interface d'un matériau à grand gap. Ces électrons forment ainsi un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). La séparation de ces électrons et des atomes donneurs contribue à améliorer la mobilité et la vitesse de ces porteurs. De plus, il semblerait, que la réduction du nombre de degrés de liberté est un facteur d'amélioration des propriétés de transport électronique. Les HEMTs (basés sur un 2DEG) ont vite démontré leur supériorité en termes de performances hyperfréquences et de faible bruit.

Comme les composants réalisés à partir de 2DEG sont plus performants que les systèmes en volume, pourquoi ne pas réduire encore la dimensionnalité des gaz d'électrons?

C'est ainsi qu'est née l'idée d'étudier les gaz d'électrons unidimensionnel (1DEG) et même à zéro dimension (0DEG). Dans un 1DEG, les électrons sont confinés suivant deux directions ce qui limite le nombre de degrés de liberté de mouvement des électrons, et ceci peut jouer un grand rôle sur le transport électronique. Diverses études théoriques [2,3] ont montré que la mobilité et la vitesse électroniques dans un 1DEG pouvaient être accrues, et en particulier à basse température.

Divers composants réalisés à partir de 1DEG ont pu voir le jour. Nous avons choisi d'étudier et de réaliser un composant précis: le transistor à effet de champ à canaux quasi-unidimensionnels (appelé aussi SC-HEMT pour Striped Channel HEMT [4]). Le SC-HEMT est basé sur une structure de type transistor à effet de champ, à laquelle est associée un 1DEG. La topologie du SC-HEMT est similaire au HEMT, exceptée par la forme de l'espace source drain, qui est constituée à partir de fins canaux conducteurs. Sur ces derniers, on dépose une électrode de grille, qui permet de contrôler et de confiner les électrons dans deux directions.

Avec un SC-HEMT, nous pouvons obtenir l'amélioration des performances hyperfréquences pour deux raisons majeures:

- \* l'amélioration du transport électronique attendue dans les 1DEG

- \* une commande de charges plus efficace, les électrons ayant à subir les effets du potentiel de grille suivant deux directions.

Le but de ce travail est l'étude théorique et expérimentale du SC-HEMT, qui a été abordée dans les trois chapitres suivants:

- \* le premier présente de manière générale les différentes propriétés des systèmes 3D, 2D, 1D et 0D ainsi que diverses réalisations possibles de composants. Nous faisons ensuite une description du SC-HEMT pseudomorphique, et nous donnons les raisons qui ont motivé l'étude de ce composant.

- \* le second est consacré à la modélisation du SC-HEMT, mais aussi à la détermination des lois de commande de charges ainsi que des caractéristiques hyperfréquences du SC-HEMT. Ce calcul est effectué par un modèle bidimensionnel de résolution auto-cohérente de l'équation de Poisson et de la statistique de Fermi-Dirac. Nous montrons qu'une structure SC-HEMT permet de confiner et de commander les électrons dans deux directions.

Grâce aux résultats de ces calculs, et à leur association à un modèle de transport électronique (modèle à vitesse constante ou modèle dynamique du logiciel HELENA), nous effectuons une présentation des caractéristiques hyperfréquences attendues du SC-HEMT. Tous ces résultats sont comparés avec des calculs similaires effectués sur une structure HEMT.

\* le troisième chapitre est consacré à la réalisation et la caractérisation de SC-HEMTs pseudomorphiques. La technologie de ce composant, qui n'était pas développée au laboratoire (DHS-IEMN), et devant la difficulté de réalisation d'une structure présentant de si petites dimensions, nous devons mettre au point le procédé de fabrication de ce transistor. Nous avons donc dû définir toutes les étapes technologiques nécessaires à la réalisation de canaux conducteurs de faibles dimensions, et intégrer ces étapes à la technologie d'un transistor à effet de champ. De plus, nous effectuons une description détaillée de deux types de technologie. L'analyse des performances statiques et hyperfréquences des SC-HEMTs réalisés est effectuée, et nous procédons à une comparaison avec des HEMTs réalisés sur la même couche.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] R. Dingle, H. Stormer, A.C. Gossard and W. Wiegmann  
"Electron mobilities in modulation doped semiconductor heterojunction superlattices".  
Appl. Phys. Lett., vol. 33,n°7, pp665-667, 1978
  
- [2] H. Sakaki  
"Scattering suppression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures".  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 19, n°12, ppL735-L738, 1980
  
- [3] L. Baudry, J.L. Thobel, M. Charef, F. Dessenne and P. Bourel  
"The influence of the screening model and wave function shape on impurity scattering mobility in quantum wire".  
J. Appl. Phys, 1993.
  
- [4] K. Onda, F. Nishey, N. Samoto, M. Kuzuhara, Y. Makino, E. Mizuki and T. Itoh.  
"Striped channel field effect transistors with a modulation doped structure".  
IEDM 1989, pp125-128

**Chapitre I : Evolution des structures:  
Présentation du SC-HEMT**

## **I.1. INTRODUCTION**

Afin d'obtenir des fréquences de coupure élevées et des temps de commutation très faibles, les transistors, éléments indispensables dans la conception de dispositifs électroniques, ont subi des évolutions continues. Les efforts des concepteurs se sont portés sur la réduction du temps de transit des électrons. L'utilisation de matériaux semiconducteurs présentant des propriétés dynamiques plus grandes (passage du Silicium à l'Arséniure de Gallium), ou l'optimisation des structures de ces composants (exemple: réduction de la longueur de grille pour un FET) ont été significatives dans la montée en fréquence de ces composants.

Une autre étape a été franchie grâce au concept d'hétérostructure et, en particulier, à l'emploi de gaz d'électrons bidimensionnel. Ce concept a permis de réaliser des transistors (HEMTs) à haute fréquence de coupure et à faible bruit, lesquels sont actuellement les plus performants.

Dans ces gaz d'électrons bidimensionnels, les propriétés de transport des électrons s'avèrent supérieures à celles des gaz tridimensionnels, d'où l'idée de réduire encore la dimensionnalité afin d'obtenir un gaz d'électrons unidimensionnel. Divers auteurs [1,2] ont montré que la mobilité et la vitesse des électrons constituant ce type de gaz, pouvaient être supérieures à celles atteintes dans un matériau en volume, mais aussi, à celles d'électrons bidimensionnels. Ainsi peut-on s'attendre à améliorer les performances hyperfréquences des systèmes actuels.

De plus, au sein de ces systèmes à dimensionnalité réduite, de nouveaux phénomènes non rencontrés dans les systèmes volumiques, sont observables (effets quantiques, optiques,...).

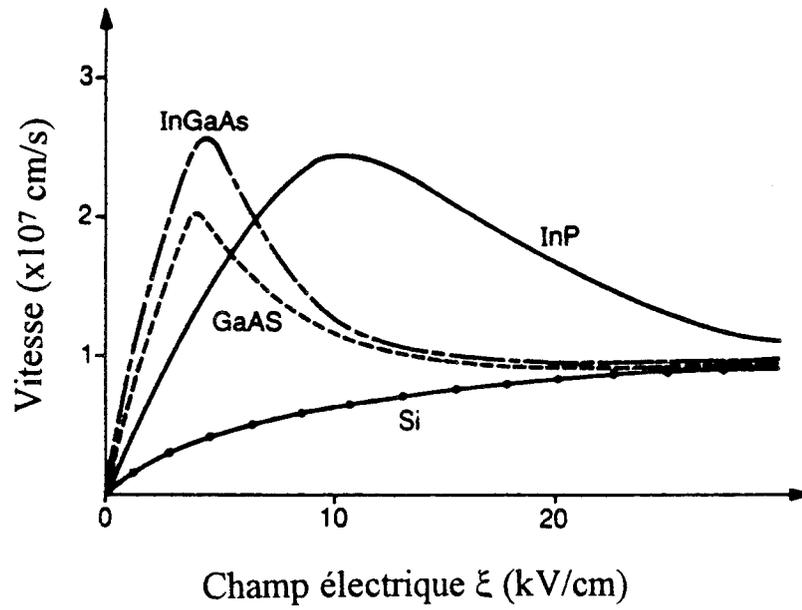


Fig. 1 : évolution de la vitesse de dérive des électrons dans différents matériaux semi-conducteurs.

C'est pourquoi nous allons, dans ce chapitre, passer en revue les différents composants à gaz d'électrons de dimensionnalité réduite, ainsi que les propriétés qui leurs sont associées.

## **I.2. LES MATERIAUX SEMICONDUCTEURS DE L'ELECTRONIQUE**

Les matériaux semiconducteurs se divisent en deux principales filières technologiques:

- le Silicium (Si), dont la technologie est très bien maîtrisée. La possibilité d'une intégration importante de composants Silicium à faible coût a permis la domination de cette filière dans le domaine grand public.

- la famille des III-V: ces cristaux semiconducteurs sont constitués à partir d'atomes d'éléments III et d'atomes d'éléments V. Les principaux composés binaires III-V utilisés sont le GaAs (l'Arséniure de Gallium), l'InP (Phosphure d'Indium), l'AlAs, et aussi l'InAs. A partir de ces binaires, différents alliages peuvent être obtenus dont par exemple le GaAlAs, le GaInAs ou l'AlInAs. Toutefois, deux types de substrat sont seulement disponibles à faible coût: le GaAs et l'InP. La croissance de composés et d'alliages III-V, l'implantation d'éléments IV (Si, Br, ...), et la mise au point d'opérations technologiques ont favorisé l'obtention d'une nouvelle gamme de composants. Les matériaux semiconducteurs III-V offrent des propriétés de transport électronique (mobilité, vitesse) plus intéressantes que celles du Silicium. La figure 1 représente les évolutions de la vitesse de dérive des électrons dans un certain nombre de semiconducteurs en fonction du champ appliqué [3]. Deux éléments importants sont à remarquer dans ces évolutions: d'une part les mobilités sont plus élevées pour les matériaux III-V que pour le Silicium, et d'autre part la vitesse de

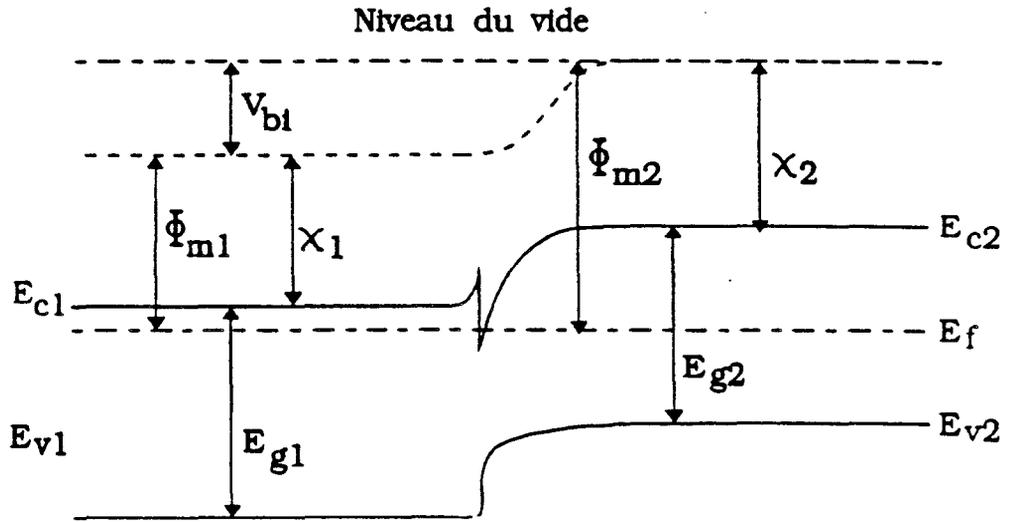
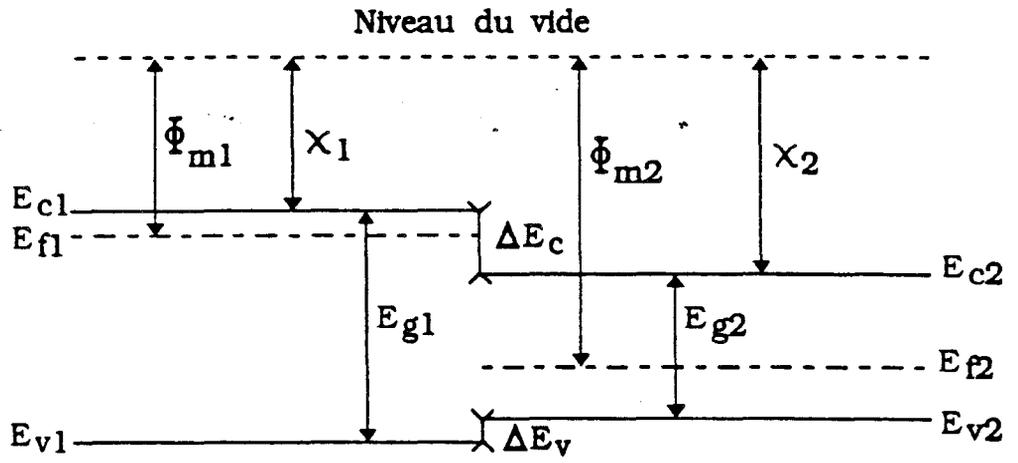


Fig. 2 : modèle d'Anderson d'une hétérojonction.

dérive des électrons dans les matériaux III-V passe par une valeur maximale ( $V_{pic}$ ). Des propriétés dynamiques supérieures pour les matériaux III-V, en font les semiconducteurs de base pour l'intégration monolithique micro-onde (MMIC).

## **I.3. LA REDUCTION DE DIMENSIONNALITE**

### **I.3.1. LES GAZ D'ELECTRONS BIDIMENSIONNELS**

#### ***I.3.1.1. Présentation***

Dans un matériau semiconducteur massif, la concentration intrinsèque d'électrons libres est faible. Le nombre d'électrons libres peut être augmenté, en introduisant des atomes d'impureté appelés donneurs (exemple Si). Cette augmentation d'électrons libres contribue à améliorer la conductivité du matériau. Toutefois, une concentration trop élevée de dopant affecte la mobilité des électrons. En effet, plus le nombre d'impuretés introduites dans le matériau est grand, et plus l'électron libre subit des interactions avec ces impuretés ionisées.

Afin d'avoir une densité d'électrons libres élevée sans dégradation de la mobilité, Dingle et al [4] proposèrent le principe des hétérostructures à modulation de dopage. Une hétérostructure à modulation de dopage consiste en la superposition d'un matériau à grande bande interdite (exemple GaAlAs) dopé en impuretés de type donneur, et d'un matériau à petite bande interdite non intentionnellement dopé (exemple GaAs), donnant ainsi une discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$  à l'interface de l'hétérojonction. La structure de bande est représentée figure 2 (modèle d'Anderson). Les électrons libres vont transférer dans le matériau à petite bande interdite, et s'accumuler sur une très faible épaisseur (de l'ordre de 100Å) proche de l'interface.

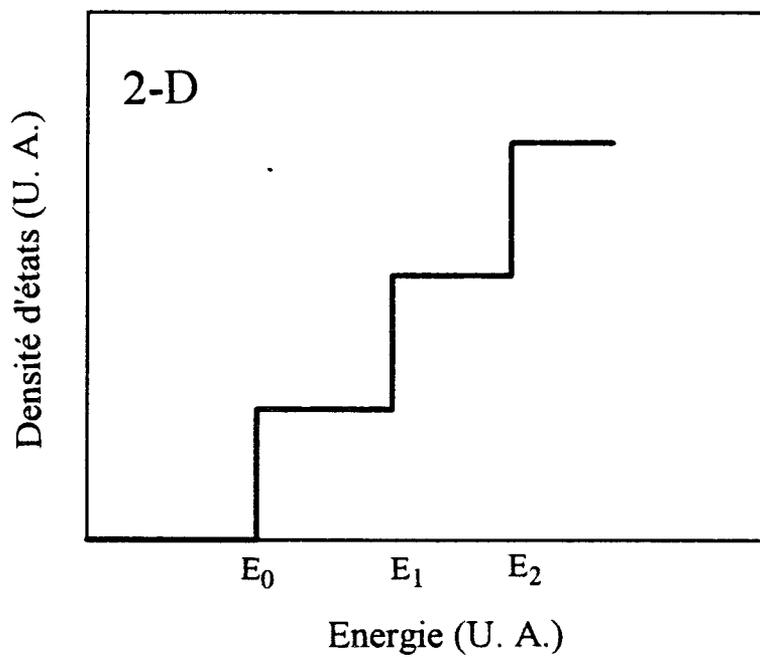


Fig. 3 : densité d'états d'un 2DEG.

Ces électrons sont confinés dans la direction perpendiculaire au plan de croissance, et ont seulement la possibilité de se mouvoir dans les deux autres directions. Ils forment ainsi un gaz d'électrons bidimensionnel (appelé 2DEG). L'énergie des électrons se décompose en une énergie de confinement présentant des valeurs discrètes, appelées niveaux quantiques, ainsi qu'en une énergie cinétique liée au déplacement de ces électrons dans le plan de croissance. L'énergie d'un électron sur la  $n$ ème bande d'énergie (en ne tenant pas compte de la non-parabolicité de la relation de dispersion) s'exprime sous la forme:

$$E(k_x, k_y) = E_n + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad (1)$$

Dans cette expression, le premier terme représente la quantification de l'énergie suivant l'axe Oz (considéré comme la direction verticale), quant au deuxième terme, il symbolise l'énergie cinétique des électrons suivant les axes Ox et Oy.

Dans un gaz d'électrons bidimensionnel, la densité d'états correspondant à une sous-bande d'indice  $n$  (en tenant compte de la dégénérescence de spin) est définie comme étant:

$$\rho_{2D}(E) = n \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2)$$

où  $n$  exprime le nombre de sous-bandes occupées. La forme de cette densité d'état est représentée figure 3.

Grâce à la séparation des atomes donneurs ionisés et des électrons libres, ces derniers subissent moins les effets diffusifs occasionnés par les impuretés ionisées, ainsi, les propriétés de transport électronique se révèlent supérieures à celle du même matériau en

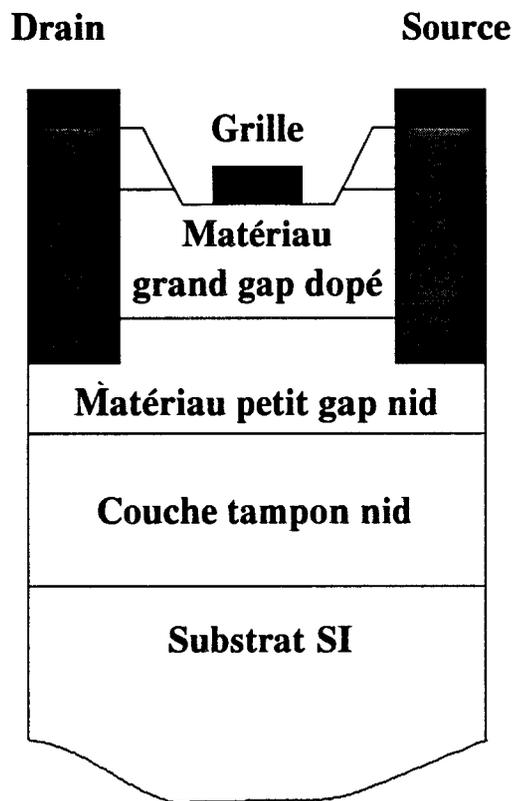


Figure 4 : Structure générale d'un HEMT.

volume présentant une densité d'électrons libres identique (dopage élevé). Afin de réduire un peu plus les forces coulombiennes (effets diffusifs) entre électrons et impuretés, une couche de matériau à grande bande de conduction (GaAlAs) non dopée de faible épaisseur, appelée espaceur, peut être insérée entre les deux matériaux.

La réalisation d'hétérostructures devenue possible grâce aux progrès des méthodes de croissance cristalline (Epitaxie par jet moléculaire ou méthode des organométalliques), a permis la conception de nouveaux composants hyperfréquences. Du fait de la nature quantifiée de l'énergie des électrons d'un 2DEG, des composants tels que les diodes à effet tunnel résonant ont pu être réalisées [5]. Les 2DEG sont également à l'origine d'une évolution dans le domaine de l'optoélectronique (lasers, photo détecteurs). Un composant de base de l'électronique a lui aussi bénéficié de ces progrès: il s'agit du transistor à effet de champ. Dans le paragraphe suivant, nous allons passer en revue les différents types de transistor à effet de champ réalisés à partir d'un 2DEG (HEMTs.).

### ***1.3.1.2. Les HEMTs***

#### ***1.3.1.2.1. Présentation et évolution de ces composants***

Un transistor à effet de champ est formé d'une couche semi-conductrice et de trois contacts appelés: source, drain et grille. Dans une telle structure, les densités d'électrons, transitant entre source et drain, sont modulées par un champ électrique imposé par le contact de grille (figure. 4). L'utilisation de cet effet en hyperfréquence fut développée pour le MESFET (MEtal Semiconductor Field Effect Transistor). Celui-ci est réalisé à partir d'une couche semi-conductrice GaAs dopée, dans laquelle s'effectue le transport des électrons. Afin d'augmenter les performances de ce composant, il est apparu nécessaire de diminuer la longueur de grille  $L_g$ . Toutefois, la réduction de cette longueur doit

## Filière GaAs

<b>Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As Nd</b>
<b>GaAs nid</b>
<b>GaAs SI</b>

a) Conventiennelle

<b>Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As Nd</b>
<b>Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As nid</b>
<b>GaAs SI</b>

b) Pseudomorphique

<b>Al<sub>1-y</sub>In<sub>y</sub>As Nd</b>
<b>Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As nid</b>
<b>Tampon métamorphique</b>
<b>GaAs nid</b>

e) Métamorphique

## Filière InP

<b>Al<sub>0.48</sub>In<sub>0.52</sub>As Nd</b>
<b>Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As nid</b>
<b>InP SI</b>

c) Relaxée

<b>Al<sub>0.48</sub>In<sub>0.52</sub>As Nd</b>
<b>Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As nid</b>
<b>InP SI</b>

d) Pseudomorphique

Fig. 5 : hétérostructures utilisées dans la conception des HEMTs.

s'accompagner d'une diminution de l'épaisseur  $A$  de la couche active, de manière à conserver un rapport d'aspect  $\frac{L_g}{A}$  suffisamment élevé. En contre partie, pour obtenir une tension de pincement raisonnable (proportionnelle à  $N_d A^2$ ), le dopage  $N_d$  de la couche active doit être augmenté. Etant donné qu'un dopage  $N_d$  élevé affecte les propriétés de transport des électrons, les performances hyperfréquences du composant sont limitées.

Aussi est-il possible de séparer spatialement les porteurs des atomes donneurs, cela est permis grâce à l'utilisation des gaz d'électrons bidimensionnels. Ainsi est né un nouveaux type de transistors hyperfréquences: les M.O.D.F.E.T. (MOdulation Doped Field Effect Transistors) également connus sous les noms de H.E.M.T. (High Electron Mobility Transistor) ou T.E.G.F.E.T. (Twodimensional Electron Gas Field Effect Transistor).

Suivant ce principe, diverses structures qui diffèrent par la nature des matériaux utilisés, ont été réalisées. Les transistors utilisant l'hétérojonction GaAlAs/GaAs (figure 5.a) ont été les premières réalisations de TEGFET. Ces composants ont vite supplanté les MESFETs par leurs performances hyperfréquences. Cependant la faible discontinuité de bande de conduction ( $\Delta E_c \approx 0.15$  à  $0.2$  eV) engendre une densité d'électrons libres (2DEG) faible ( $n_s < 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ).

En vue d'obtenir une densité de gaz d'électrons bidimensionnel plus importante, il existe une solution qui consiste à augmenter la discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$ . Une couche de GaInAs non intentionnellement dopée peut être insérée entre le GaAlAs et le GaAs (figure 5.b). Le matériau GaInAs n'ayant pas la même constante de maille que le GaAs, sa croissance sur GaAs est effectuée pour une épaisseur, au dessous de laquelle il est contraint. Une telle structure est dite pseudomorphique. La discontinuité de bande de conduction à l'interface GaAlAs/GaInAs est deux fois supérieure à celle obtenue avec une

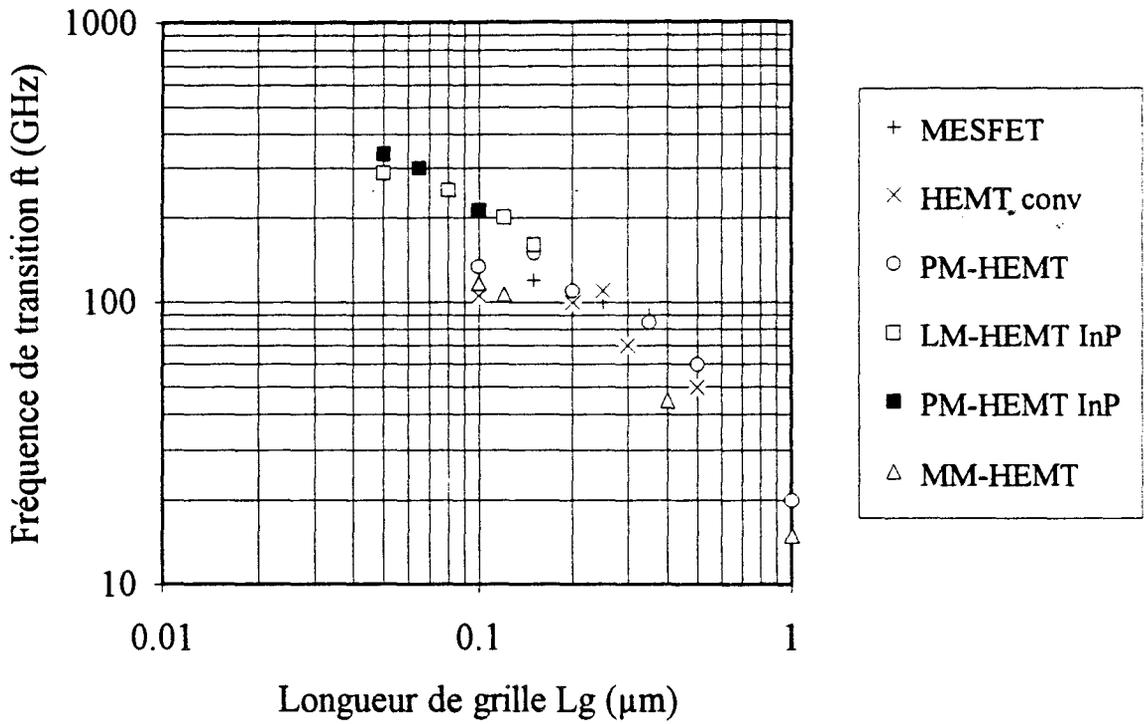


Fig. 6 : evolution des fréquences de transition en fonction de la longueur de grille.

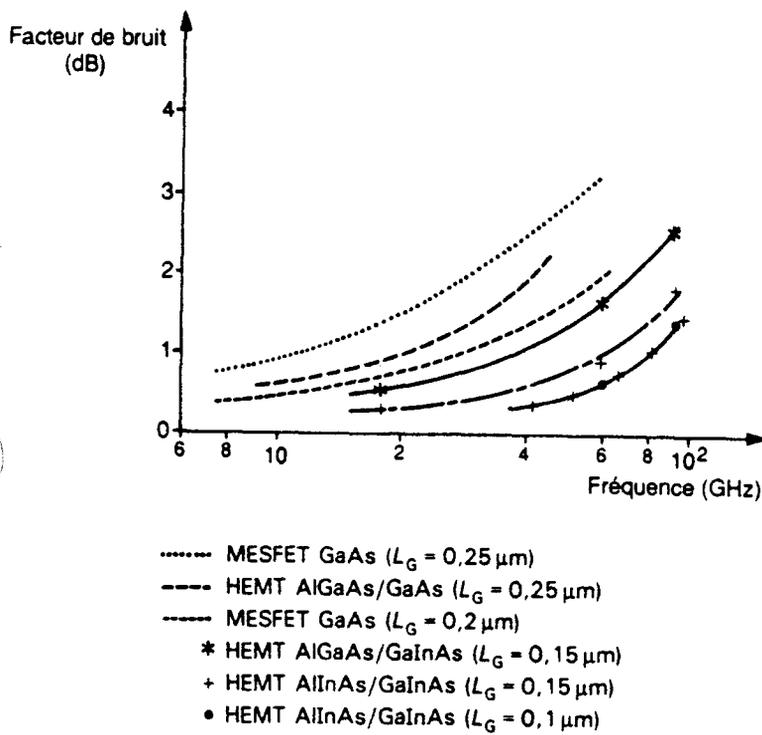


Fig. 7 : facteur de bruit fonction de la fréquence.

hétérojonction conventionnelle ( $\Delta E_c \approx 0.3$  eV), la densité de porteurs libres est ainsi plus grande ( $n_s \approx 1.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ) [6].

D'autres structures sont apparues, telle que l'hétérojonction AlInAs/GaInAs adaptée en maille sur InP (figure 5.c), laquelle présente une discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c \approx 0.52$  eV [7]. Il en résulte des gaz d'électrons bidimensionnels de densité élevée ( $n_s = 3.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ) [8]. De plus, l'alliage AlInAs peut être dopé à des valeurs supérieures à  $10^{25} \text{ at/m}^3$ , et le canal conducteur GaInAs (taux d'Indium 0.53) a une mobilité et une vitesse de pic élevées ( $\mu \approx 1.0 \text{ m}^2/\text{V.s}$  et  $v_{\text{pic}} \approx 2.7 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ).

La structure pseudomorphique AlInAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As/InP (avec  $x > 0.53$ ) est une autre étape de l'évolution des HEMTs (figure 5.d). Le canal GaInAs ainsi réalisé permet d'obtenir une mobilité élevée  $\mu \approx 1.27 \text{ m}^2/\text{Vs}$  et une densité de gaz d'électrons encore accrue  $n_s = 3.6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  [8]. Ces HEMTs pseudomorphiques offrent les records en matière de performances hyperfréquences et de faible bruit.

Comme les substrats d'InP sont fragiles, et de moins bonne qualité structurale que le GaAs, et étant donné un développement plus avancé des technologies sur substrat GaAs, il est apparu intéressant de réaliser des hétérojonctions AlInAs/GaInAs sur substrat GaAs (figure 5.e), dans lesquelles le matériau GaInAs de paramètre de maille cristalline différent du substrat GaAs est dans un état relaxé. Une telle structure est appelée métamorphique et a donné des premiers résultats encourageants [9].

#### *1.3.1.2.2 Etat de l'art*

L'utilisation des structures énoncées précédemment permet d'accroître les performances hyperfréquences des HEMTs (figures 6 et 7). On peut parfaitement constater l'évolution des fréquences de coupure et du facteur de bruit de ces composants. Un autre

paramètre important est la longueur de grille, qui grâce aux progrès de la lithographie, peut être submicronique. Une fréquence de coupure du gain en courant de 340 GHz a pu être atteinte avec un HEMT pseudomorphique sur InP de longueur de grille 500 Å [8]. Un facteur minimum de bruit de 1.3 dB avec un gain associé de 8.2 dB à la fréquence de 95 GHz est un record en matière de facteur de bruit [10].

### **I.3.2. LES COMPOSANTS A GAZ D'ELECTRONS UNIDIMENSIONNEL: COMPOSANTS ULTRA-RAPIDES DE DEMAIN?**

#### ***I.3.2.1 Présentation***

Les composants à gaz d'électrons bidimensionnel ont prouvé leur supériorité sur les composants en volume, il est apparu intéressant d'étudier les gaz d'électrons unidimensionnels (1DEG: 1-Dimensional Electron Gas), au sein desquels les électrons ont à supporter un confinement supplémentaire (figure 8). Ces nouvelles structures ont suscité un vif intérêt durant ces dix dernières années, tant au point de vue théorique, que dans le domaine expérimental.

L'obtention d'une telle structure se fait à partir d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG), et d'un confinement suivant l'une des deux directions de liberté des électrons du 2DEG. Les électrons libres, à l'origine d'un tel gaz, ne peuvent se déplacer que dans une seule direction, et présentent des niveaux discrets d'énergie liés aux quantifications verticale et latérale. Une telle structure est communément appelée fil quantique. L'énergie des électrons dans le cas d'une relation de dispersion parabolique s'exprime sous la forme de:

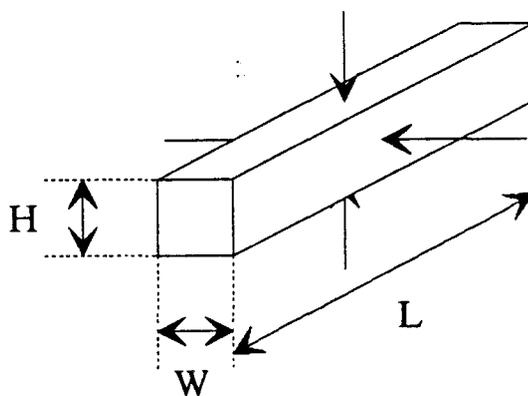


Figure 8 : Fil quantique.

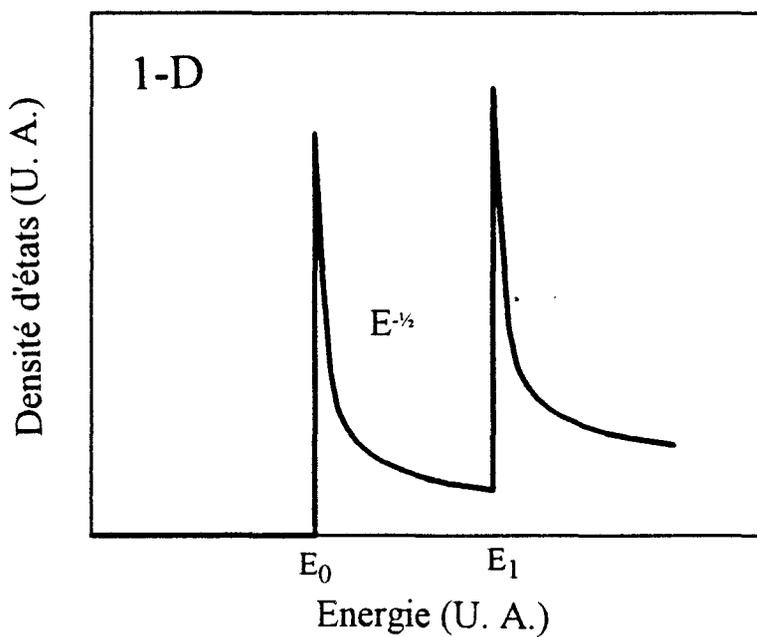


Fig. 9 : densité d'états d'un IDEG.



$$E(k_x) = E_{n,m} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \quad (3)$$

$E_n$  et  $E_m$  représentent les niveaux quantiques d'énergie des électrons dus à la quantification suivant l'axe Oz (verticale) et l'axe Oy (latérale). Le dernier terme est l'énergie cinétique des électrons libres suivant l'axe Ox.

Une grandeur importante affectée par la réduction de dimensionnalité est la densité d'état. Elle s'exprime par:

$$\rho_{1D} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{E - E_{n,m}}} \quad (4)$$

où n et m matérialisent le nombre de sous-bandes 1D occupées. La densité d'état d'un 1DEG est représentée en fonction de l'énergie figure 9.

### ***1.3.2.2. Propriétés d'un gaz d'électrons unidimensionnel***

#### ***1.3.2.2.1 Propriétés de transport électronique***

Les phénomènes de transport des porteurs libres dans les semiconducteurs sont largement liés aux interactions qui prédéterminent les grandeurs de mobilité et de vitesse. Il apparaît nécessaire de faire une estimation de l'effet d'une réduction de dimensionnalité sur ces interactions. C'est dans un article célèbre que H. Sakaki [1] démontra la possibilité d'obtenir une mobilité dans un gaz d'électrons unidimensionnel 1DEG supérieure à celle d'un gaz d'électrons bidimensionnel 2DEG. Il prédit une valeur de mobilité nettement supérieure à  $10^6$  cm<sup>2</sup>/Vs à très faible température. D'après son étude, le confinement des électrons dans deux directions limite fortement les interactions élastiques (interactions sur impuretés

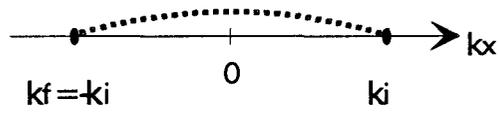


Figure 10 : Conservation de l'énergie de l'électron dans l'espace réciproque lors d'une interaction élastique dans un 1DEG

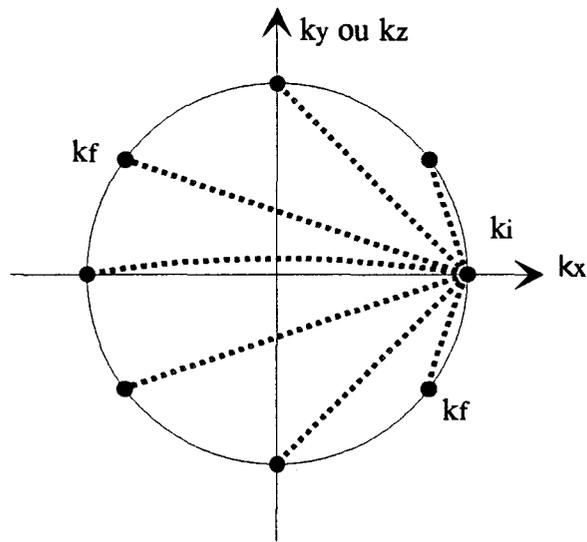


Figure 11 : Conservation de l'énergie de l'électron dans l'espace réciproque lors d'une interaction élastique dans un 2DEG ou un 3DEG

ionisées), qui sont dominantes à basse température. Lors d'une interaction élastique, du fait de la conservation de l'énergie des électrons, un électron dans un 1DEG de vecteur d'onde initial  $k_i$  ne pourra se retrouver que dans un état final de vecteur d'onde associé  $k_f = -k_i$  (figure 10). Ce qui n'est pas le cas dans un gaz d'électrons bidimensionnel ou d'un matériau en volume, où le nombre d'états finaux reliés à la dimensionnalité est bien plus grand (figure 11). Une interaction élastique dans un 1DEG entraîne donc une variation du vecteur d'onde de l'ordre de  $2k_i$ . Ainsi plus l'énergie de l'électron est élevée, plus la variation du vecteur d'onde requise lors d'une interaction est grande, et moins cette interaction devient probable.

Une autre approche des phénomènes d'interaction dans un gaz unidimensionnel a été donnée par K. Ismail [11]. Pour une densité d'états élevée, le temps de relaxation des électrons est faible, ce qui conduit à une probabilité d'interaction plus forte. Au regard de la densité d'états 1DEG (figure 9), celle-ci est élevée pour une énergie proche d'un niveau quantique et elle diminue pour des valeurs d'énergie plus grande jusqu'au prochain niveau quantique. Pour les valeurs d'énergie élevées et une séparation suffisante entre niveaux quantiques, on peut s'attendre, étant donné la faible densité d'états disponible, à une diminution du taux d'interactions, et donc à une augmentation de mobilité.

D'autres travaux théoriques ont été entrepris afin de déterminer les paramètres dynamiques dans un gaz d'électrons unidimensionnel. Les phénomènes d'interaction dans les semiconducteurs III-V sont complexes et diverses, en effet les électrons peuvent subir des interactions avec les phonons optiques (polaires et non polaires), acoustiques, intervallées, piézo-électriques et avec les impuretés [12]. La mobilité des électrons dépend de ces différentes interactions. Grâce à des calculs Monté Carlo complexes et en tenant compte de certains de ces phénomènes, les paramètres de transport électronique dans un 1DEG ont été appréhendés par différents auteurs [2,13-15]. Tous ces résultats conduisent à confirmer les prévisions de H. Sakaki, en effet les valeurs de mobilité obtenu avec un 1DEG sont supérieures à celles du même matériau en volume. Ainsi par leurs calculs, S. Briggs et al [2]

ont estimé à la température de 300 K dans un IDEG (sous certaines conditions de confinement) une mobilité double de celle obtenue dans du GaAs en volume. Une autre étude, menée par L. Baudry [14], prédit une forte réduction des interactions sur impuretés ionisées à basse température, et ceci par l'utilisation d'un espaceur d'épaisseur importante.

### I.3.2.2. *Autres phénomènes attendus dans les IDEG*

D'autres phénomènes intéressants peuvent être observés dans les IDEG et concernent la notion de transport balistique. Pour un conducteur unidimensionnel de longueur  $L$ , dont les dimensions transverses  $W$  et  $H$  sont suffisamment petites (figure 8), les électrons sont libres de se mouvoir dans le sens de la longueur. Ce conducteur est appelé fil quantique. Dans ce dernier, le transport est balistique en l'absence de diffusion élastique et inélastique (figure 12). Dans ce cas le transport électronique a lieu sans aucune dispersion. Les conditions [19] d'un tel transport sont:

$$L \ll \text{Min}(l_e, l_\phi) \quad (5)$$

$$W \approx \lambda_F \quad (6)$$

$$\Delta E \gg kT \quad (7)$$

où  $l_e$  est le libre parcours moyen élastique,  $l_\phi$  la longueur de cohérence de phase des électrons,  $\lambda_F$  la longueur d'onde de Fermi,  $\Delta E$  la séparation entre deux niveaux quantiques 1D.

Dans ces conditions, la conductance d'un conducteur unidimensionnel est quantifiée [16], et s'exprime sous la forme de:

$$G = n \frac{2e^2}{h} \quad (8)$$

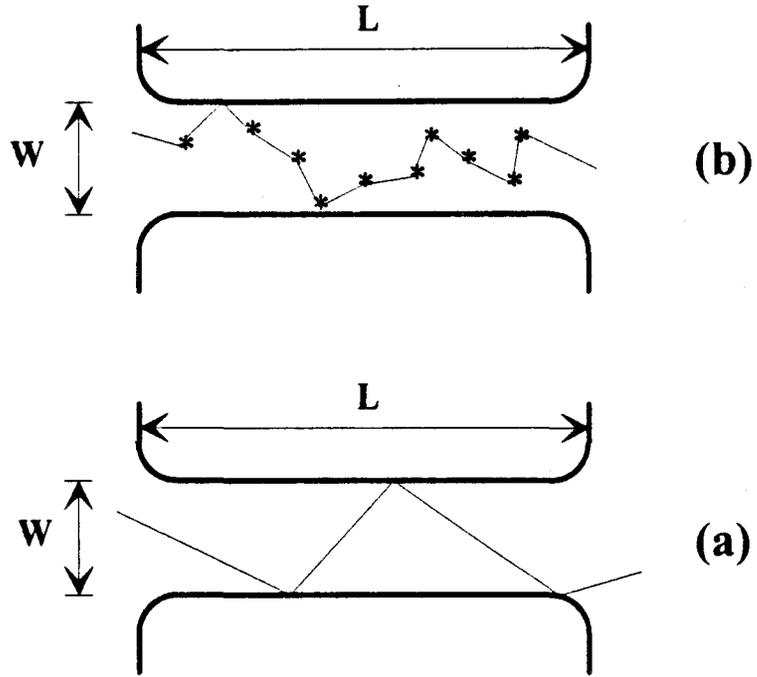


Figure 12 : Transport diffusif (a) et balistique (b) dans un fil quantique de largeur  $W$  et de longueur  $L$ .

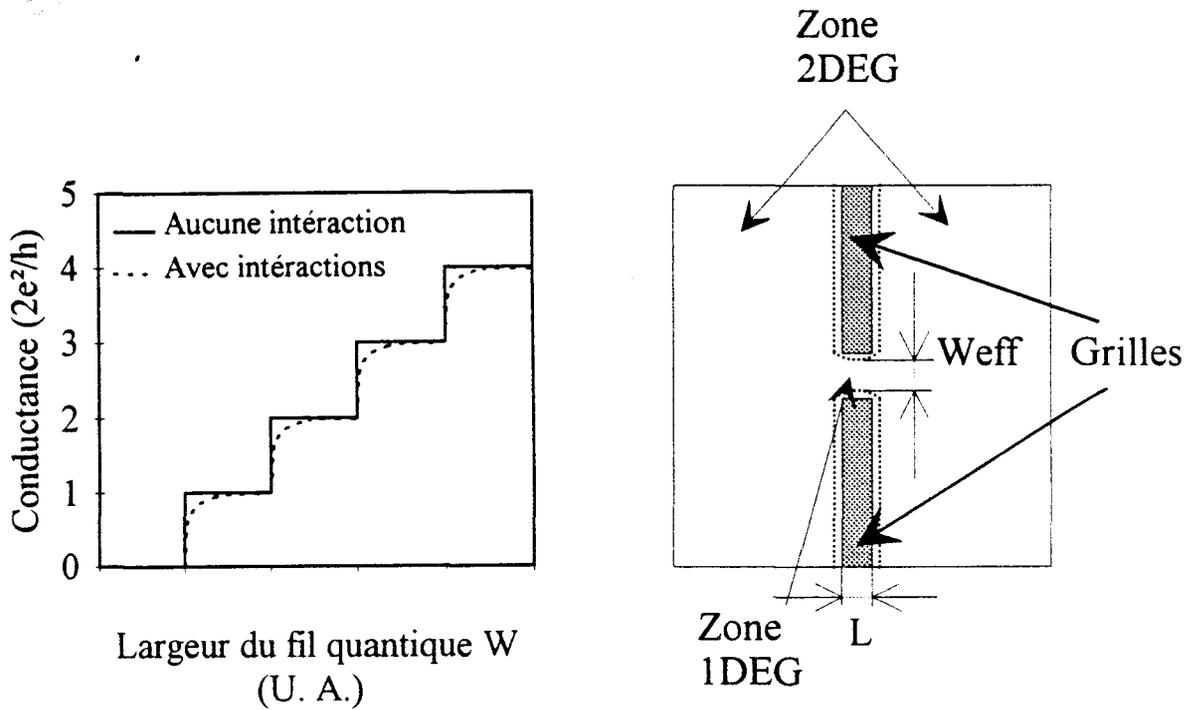


Fig. 13.a : quantification de la conductance dans un fil quantique de largeur variable  $W$ .

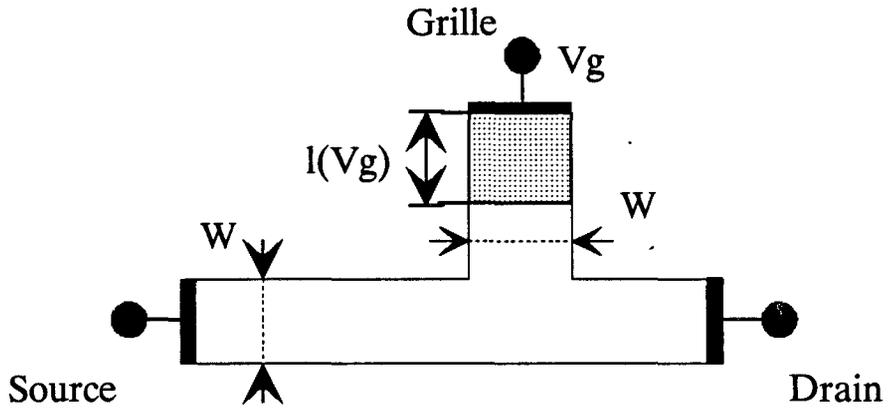
Fig. 13.b : Split Gate.

L'équation (8) décrit une variation de la conductance par sauts de  $\frac{2e^2}{h}$ , suivant l'occupation des niveaux quantiques 1D. H. Tsuchiya [17] a fait le calcul de la conductance d'un fil quantique en fonction de sa largeur  $W$ . Les évolutions de la conductance sont représentées figure 13.a dans le cas totalement balistique (sans interaction) et sous l'influence d'interactions sur impuretés ionisées placées à distance du conducteur unidimensionnel (trait pointillé figure 13.a). Dans un fil quantique soumis au régime balistique, les électrons sont en cohérence de phase. On peut alors parler pour un fil quantique balistique d'un guide d'onde électronique, et des phénomènes d'interférence peuvent être observables.

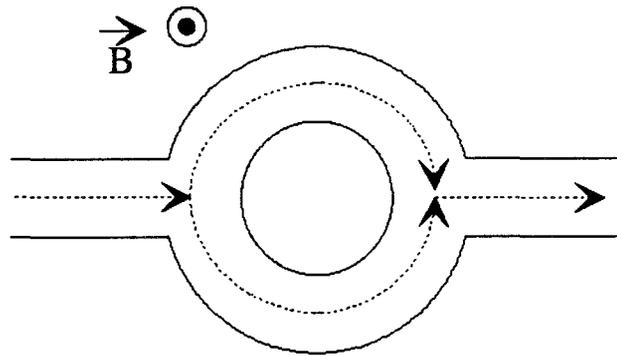
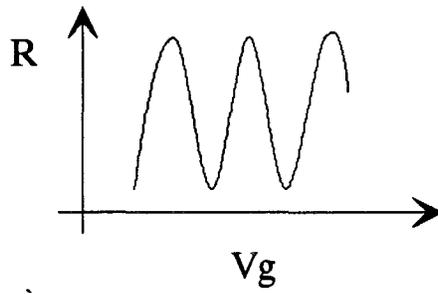
### *1.3.2.3 Structures envisageables*

L'utilisation des propriétés énoncées précédemment est aujourd'hui envisageable. Grâce aux progrès incessants en matière de lithographie, il est désormais possible d'atteindre des dimensions de quelques dizaines de nanomètres [18], et donc de réaliser à partir de ces techniques, un confinement transverse suffisant d'un 2DEG afin d'obtenir un 1DEG.

La quantification de conductance en fonction d'un potentiel appliqué sur deux électrodes de grille a été observée sur un composant de type Split Gate (figure 13.b) à faible température ( $< 300\text{mK}$ ) [19]. Un tel composant est réalisé à partir d'une couche présentant un 2DEG de haute mobilité, sur laquelle on vient déposer deux contacts de grille en vis-à-vis. En appliquant un potentiel sur les électrodes de grilles, on modifie la largeur du canal. On réalise ainsi un fil conducteur, lequel dans le domaine balistique, fournit une conductance quantifiée. A partir d'une telle forme de conductance, des composants logiques tels que des Convertisseurs Analogiques Numériques ultra-rapides peuvent être obtenus [20,21].



(a)



(b)

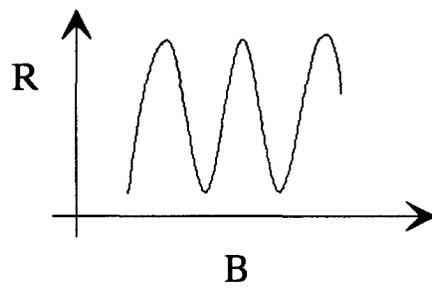


Figure 14 : Composants 1DEG balistiques.

La notion d'onde électronique peut donner lieu à l'utilisation des principes de réflexion, de réfraction des ondes qui sont aussi observés dans les systèmes optiques, et permettre ainsi la réalisation de prismes électroniques. Les interférences électroniques dans un fil quantique peuvent être induites, d'une part par un champ magnétique [22] et donner lieu à l'effet Aharonov-Bohm (figure 14.b); d'autre part par une électrode dans le cas d'un Stub électronique (figure 14.a). Ce dernier type de composant a été expérimentalement réalisé [23] et les premiers résultats sont prometteurs.

Les composants de type balistique offrent des avantages non négligeables:

- une faible consommation de puissance, due aux basses tensions de fonctionnement (quelques mV).
- des vitesses de commutation très élevées.
- des circuits moins complexes et de dimensions réduites.

Cependant ces composants présentent un inconvénient majeur: une température basse de fonctionnement ( $T < 4$  K). Un fil quantique de largeur  $W = 1000$  Å engendre une séparation entre deux niveaux quantiques  $\Delta E \approx 2$  meV. Le passage à une température plus élevée (77 K) nécessite l'utilisation d'un 1DEG présentant une séparation suffisante entre niveaux quantiques (équation (7)).

La mobilité d'un 1DEG étant plus grande, des composants de type transistor à effet de champ à 1DEG ont été proposés [24-26]. Ces transistors utilisent une structure proche de celle d'un HEMT, et profitent ainsi des développements technologiques de ces derniers. Leur différence provient du canal sous la grille lequel est formé de fins fils conducteurs. Ces transistors sont appelés Striped Channel HEMT. Vu le caractère unidimensionnel des électrons sous la grille et donc d'effets sur la mobilité des électrons, et d'une commande de charge différente de celle d'un HEMT, des améliorations des performances hyperfréquences

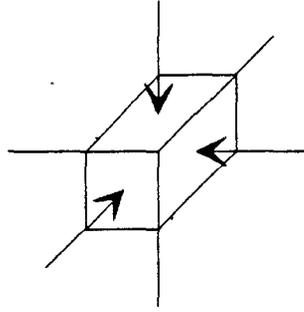


Figure 15 : Boîte quantique.

et de bruit ont été observées avec ces transistors [24-26]. Le SC-HEMT sera plus amplement présenté et étudié dans la suite de ce travail.

### **I.3.3. LES GAZ D'ELECTRONS A ZERO DIMENSION**

Suivant la même évolution du 2DEG vers le 1DEG, un confinement supplémentaire peut être réalisé sur un 1DEG, ceci afin de créer un gaz d'électrons à zéro dimension (0DEG). Un tel système de confinement s'appelle boîte quantique (figure 15). Les électrons sont confinés dans les trois directions de l'espace, et suivant les principes de la mécanique quantique, leur énergie ne présente que des valeurs discrètes. Ces électrons occupent des niveaux quantiques bien définis, liés aux dimensions de confinement.

Les boîtes quantiques présentent des propriétés électroniques et optiques intéressantes [27-30]. Les niveaux d'énergie des électrons dans une boîte quantique étant bien définis, les transitions d'un état fondamental à un état excité sont alors parfaitement déterminées. Les boîtes quantiques possèdent des propriétés optiques semblables à celles des atomes isolés [27]. L'adjonction d'électrodes étant possibles, on peut facilement ajuster le nombre d'électrons dans une boîte quantique et faire varier la valeur des niveaux d'énergie, et obtenir des spectres optiques différents.

Un autre effet important peut être observé dans ces boîtes quantiques: il s'agit de l'effet tunnel résonnant. Par l'intermédiaire de deux électrodes, les électrons peuvent transiter par effet tunnel résonant à travers la structure, et donner de cette manière une résistance différentielle négative. Diverses réalisations ont mis en évidence ce phénomène [29-30].

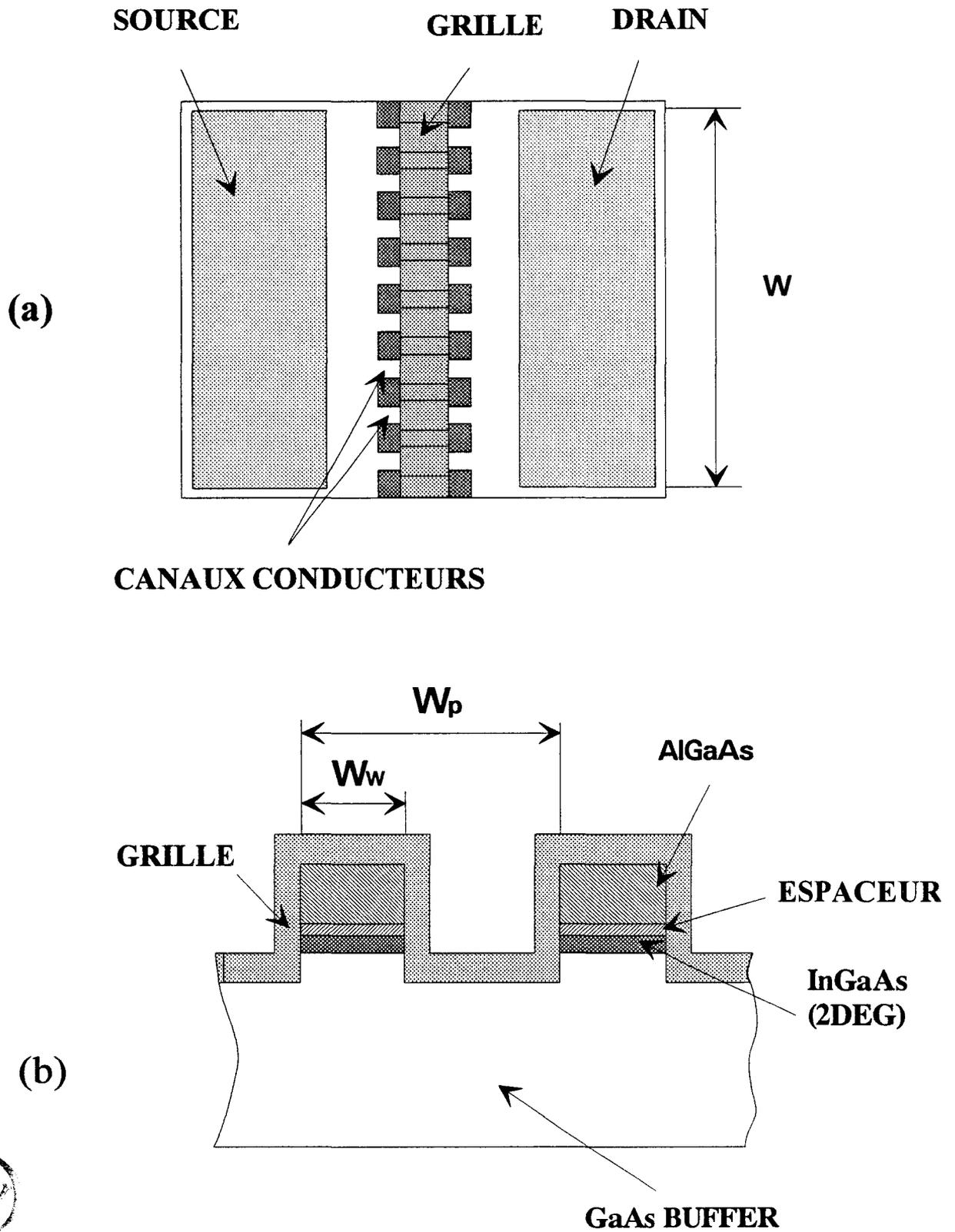


Figure 16 : Structure du Striped Channel HEMT  
 (a) Vue de dessus, (b) coupe transversale.

## I.4. LE STRIPED CHANNEL HEMT

### I.4.1. PRESENTATION ET STRUCTURE

Comme nous l'avons présenté précédemment, on peut s'attendre à une augmentation de mobilité dans un gaz d'électrons unidimensionnel comparée à celle d'un gaz d'électrons bidimensionnel ou à celle du même matériau en volume. De plus, les performances hyperfréquences dans les transistors à effet de champ sont très largement liées aux propriétés de transport des électrons. L'utilisation de gaz d'électrons bidimensionnel dans un transistor à effet de champ a permis d'une part une montée en fréquence, d'autre part l'amélioration du facteur de bruit. Une réduction supplémentaire de dimensionnalité peut-elle permettre d'obtenir un composant hyperfréquence encore plus performant?

Aussi nous allons nous intéresser au Striped Channel HEMT (SC-HEMT). Une vue de dessus du SC-HEMT ainsi que la coupe transversale sous la grille sont représentées figures 16.a et 16.b. Différents paramètres technologiques peuvent être modifiés, et influent sur les caractéristiques du composant. La largeur des fils conducteurs est notée  $W_w$ , et l'espacement entre fils est la différence  $W_p - W_w$ , où  $W_p$  représente la période des fins canaux conducteurs. Pour un transistor de largeur totale  $W$ , le nombre de canaux conducteurs est exprimé suivant:

$$N = \frac{W}{W_p} \quad (9)$$

La limite supérieure du nombre de canaux  $N$  est donnée pour  $W_p \approx W_w$ .

Ce transistor, dans notre cas, est réalisé à partir d'une couche pseudomorphique GaAlAs/GaInAs/GaAs, qui permet d'obtenir le 2DEG initial. Les canaux sont de type mesa.

Avec cette structure, l'électrode de grille est déposée sur le haut et sur les flancs des canaux conducteurs. De cette manière, le 2DEG de la couche active GaInAs subit les variations de la tension de grille, et peut ainsi être contrôlé suivant la direction verticale  $z$  et la direction horizontale  $y$ . Dans un tel canal les électrons sont donc confinés suivant les directions verticale et horizontale. Ce phénomène peut entraîner l'apparition de nouvelles propriétés.

#### I.4.2. PROPRIETES DU SC-HEMT

La réalisation d'un SC-HEMT a été motivée par les propriétés dynamiques des gaz d'électrons unidimensionnels dans lesquels, d'après les calculs théoriques, la mobilité s'avère supérieure à celle d'un 2DEG. On peut dans ce cas s'attendre avec ce type de composant à des performances hyperfréquences bien meilleures que celles obtenues avec un HEMT. Une telle amélioration a pu être observée par K. Onda et al de NEC Corporation [24], à partir d'un SC-HEMT réalisé sur une couche conventionnelle. Ils ont pu mesurer une amélioration de la transconductance du SC-HEMT par rapport au HEMT à la température de 77 K. Un tel fait provient, selon cette équipe, d'une amélioration du transport électronique d'un 1DEG.

Un autre phénomène intéressant est réalisable à partir de la structure du SC-HEMT, et ne provient pas d'effets liés à la réduction de dimensionnalité. Par la structure (Fig. 16.b), les électrons libres du canal conducteur subissent l'action du potentiel de grille verticalement (axe  $Oz$ ) tout comme un HEMT, mais aussi latéralement (axe  $Oy$ ). Pour une variation de la tension de grille  $\Delta V_g$ , une plus forte variation de la densité de porteurs libres est attendue dans le cas d'un SC-HEMT. De ce fait, la transconductance d'un SC-HEMT peut présenter des valeurs plus élevées que pour un HEMT. Cette amélioration de transconductance du SC-HEMT a été observée par les auteurs cités précédemment. H. Kawasaki et al [25] ont mesuré une transconductance de 396 mS/mm pour un SC-HEMT

de largeur de canaux conducteurs  $W_w = 0.25 \mu\text{m}$ , alors que pour le HEMT réalisé sur le même substrat elle n'est que de 305 mS/mm. D'après K. Onda, cette propriété est d'autant plus vraie que la largeur  $W_w$  est réduite.

Si l'on considère la combinaison des propriétés dynamiques dans un IDEG et d'une commande de charge plus efficace, on peut donc s'attendre à obtenir des performances hyperfréquences améliorées. Les chercheurs de NEC ont relevé le gain en courant  $|h_{21}|^2$  pour des SC-HEMT ayant des largeurs  $W_w$  différentes [24]. Ils ont constaté une augmentation de la fréquence de transition  $f_T$  du gain en courant pour des valeurs  $W_w$  réduites.

Le Striped Channel HEMT offre des avantages prometteurs, une étude approfondie de ce composant s'avère intéressante et nécessaire afin de mieux appréhender les propriétés nouvelles offertes par ce type de composant. La détermination de la commande de charges est l'une des étapes primordiales dans l'étude d'un transistor à effet de champ. C'est ce qui sera entrepris dans le chapitre suivant.

## I.5. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] H. Sakaki  
"Scattering suppression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures".  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 19, n°12, Dec. 1980, pp L735-L738.
- [2] S. Briggs and J. P. Leburton.  
"Size effects in multisubband quantum wire structures".  
Phys. Rev., vol. 38, n°12, Oct. 1988.
- [3] Massimo V. Fischetti.  
"Monte Carlo Simulation of transport in technologically significant semiconductors of the Diamond and Zinc-blende structures:-Part I: homogeneous transport".  
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 38, n°3, march 1991.
- [4] R. Dingle, H. Stormer, A. C. Gossard and W. Wiegmann.  
"Electron mobilities in modulation doped semiconductor heterojunction superlattices".  
Appl. Phys. Lett., vol. 33, n°7, pp 665-667, Oct. 1, 1978.
- [5] D. Lippens, E. Barbier and P. Mounaix.  
"Fabrication of high-performance  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$  resonant tunneling diodes using a microwave-compatible technology".  
IEEE Elect. Dev. Letters, vol. 12, n°3, March 1991.
- [6] J. Alamkan  
"Etude théorique des couches actives  $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  à l'aide d'un modèle de résolution autocohérente des équations de Schrodinger et de Poisson".  
Thèse de docteur, Lille 1993.
- [7] Geog-ing NG, D. Pavlidis, M. Jaffe, J. Singh, H. F. Chau.  
"Design and experimental characteristics of strained  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x>0.53$ ) HEMT's".  
IEEE Trans. Elect. Dev., vol. 36, n°10, Oct. 1989.
- [8] Loi D. Nguyen, April S. Brown, Mark A. Thompson, and Linda M. Jelloian.  
"50 nm Self-aligned-gate pseudomorphic  $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$  high electron mobility transistors".  
IEEE Trans. Elect. Dev, vol. 39, n°9, Sept. 1992.
- [9] P. Win, Y. Druelle and A. Cappy. Y. Cordier and J. Favre. C. Bouillet.  
"Metamorphic  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{In}_{0.29}\text{Al}_{0.71}\text{As}$  layer on GaAs: a new structure for high performance high electron mobility transistor realization".  
Appl. Phys. Lett. 61 (8), 24 Aug. 1992.

- [10] K.L.L. Tan, T. C. Streit, P. D. Chow, R. M. Dia, A. C. Han, P. H. Liu, D. Garske and R. Lai  
"140 GHz 0.1 mm gate length pseudomorphic  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{InP}$  HEMT".  
IEDM 91, pp239-242.
- [11] K. Ismail.  
"The study of electron transport in field-effect-induced quantum wells on GaAs/GaAlAs".  
Thèse de docteur, M.I.T., May 1989.
- [12] A. Krasinski.  
"Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de Monté Carlo: application à l'Arsénure de Gallium de type N".  
Thèse de docteur ingénieur, Lille, 1979.
- [13] A. Ghosal, D. Chattopadhyay and A. Bhattacharyya.  
"One-dimensional hot-electron transport in quantum-well wires of polar semiconductors".  
J. Appl. Phys. 59 (7), Apr. 1986.
- [14] L. Baudry, J. L. Thobel, M. Charef, F. Dessenne and P. Bourel.  
"The influence of the screening model and wave function shape on impurity scattering mobility in quantum wire".  
Attente de parution dans J. Appl. Phys.
- [15] Y. Ando, A. Cappy.  
"Ensemble Monte Carlo simulation for electron transport in quantum wire structures".  
J. Appl. Phys. 74 (6), Sept; 1993.
- [16] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie and G. A. C. Jones.  
"One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance".  
J. Phys. C, 21 (1988), L209-214.
- [17] H. Tsuchiya, M. Ogawa and T. Miyoshi.  
"Simulation of quantum transport in electron waveguides using Wigner function model"
- [18] D. P. Kern, K. Y. Lee, S. A. Rishton and S. J. Wind.  
"Nanofabrication of quantum devices".  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 31 (1992), part 1, n°12B, Dec. 1992.
- [19] R. E. Berhinger, P. M. Mankiewich, G. Timp, R. E. Howard, H. U. Baranger, J. Cunningham and S. Sampere.  
"One-dimensional ballistic transport in AlGaAs/GaAs electron waveguides".  
J. Vac. Sci. Technol. B7 (6), Nov/Dec 1989.

- [20] P. Debray.  
"Etude du transport électronique ballistique dans des fils quantiques".  
Proposition contrat DRET par CEA.
- [21] C. C. Eugster, P. R. Nuytkens and J. A. del Alamo.  
"A novel Analog-to-digital conversion architecture using electron waveguides".  
IEDM 92, pp 495-498.
- [22] A. J. Holden.  
"Mesoscopic devices where electrons behave like light".  
Communication privée, Lille 1990
- [23] K. Aihara, M. Yamamoto and T. Mizutani.  
"Conductance Oscillations in a quantum wire with a stub structure due to  
quantum interference".  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 31 (1992) pp L916-L919, Part 2, n°7B, July 1992.
- [24] K. Onda, F. Nishey, N. Samoto, M. Kuzuhara, Y. Makino, E. Mizuki and T. Itoh.  
"Striped channel field effect transistors with a modulation doped structure".  
IEDM 1989, pp 125-128.
- [25] H. Kawasaki, M. Kawano and H. Tokuda.  
"Striped-channel low noise HEMT".  
Int. Symp. GaAs and Related Compounds, 112, Jersey 1990.
- [26] S. Bollaert, P. Legry, P. Win, H. Happy and A. Cappy.  
"Fabrication of striped channel pseudomorphic HEMTs".  
ESSDERC'92, pp 325-328.
- [27] C. Weisbuch.  
"Composants quantiques à semi-conducteurs: vers des propriétés ultimes".  
L'Onde Electrique, vol 71 n°2, mars-avril 1991.
- [28] M. Reed.  
"Les boîtes quantiques".  
Pour la Science n°185, mars 1993.
- [29] M. A. Reed, J. N. Randall, R. J. Aggarwal, R. J. Matyi, T. M. Moore and A. E.  
Wetsel.  
"Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor  
nanostructure".  
Phys. Rev. Letters, vol. 60, n°6, Feb. 1988.
- [30] K. Y. Lee, T. P. Smith, H. Arnot, C. M. Knoedler, J. M. Hong, D. P. Kern and S.  
E. Laux.  
"Fabrication and characterization of one-and-zero-dimensional electron systems".  
J. Vac. Sci. Technol. B6 (6), Nov/Dec 1988.

## **Chapitre II : Modélisation du SC- HEMT pseudomorphique.**

## **Chapitre II : Modélisation du SC-HEMT pseudomorphique.**

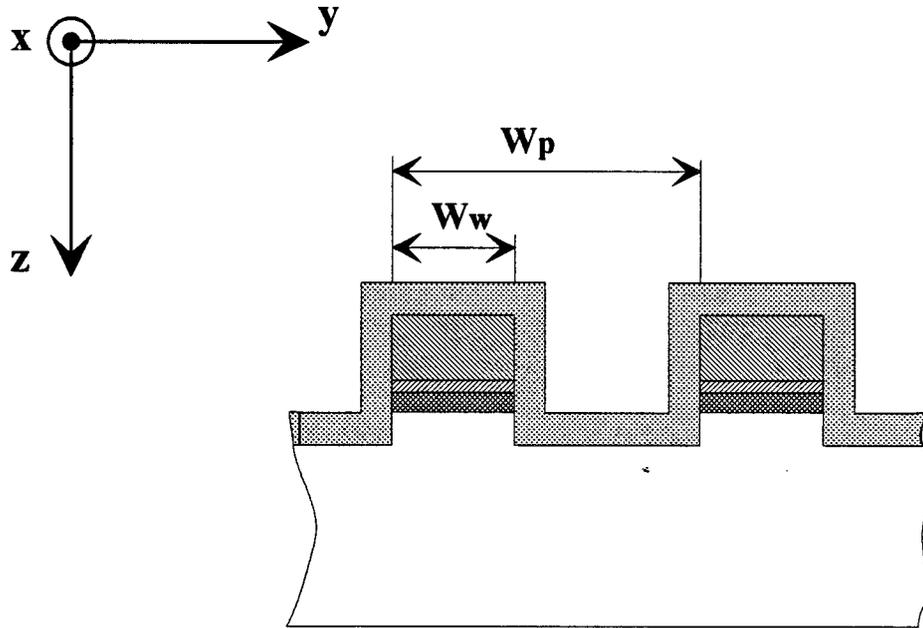


Fig. 1 : Coupe transversale d'un SC-HEMT.

## II.1 INTRODUCTION

Les différentes réalisations technologiques de SC-HEMT ont mis en évidence des propriétés particulières à la forme du canal conducteur. Dans un tel composant, des propriétés issues de la nature quasi-unidimensionnelle du gaz d'électrons ont été observées, de même que des effets liés à une commande des électrons sous la grille différente de celle obtenue avec un HEMT classique. Dans le cas d'une structure Striped Channel, les charges sous la grille vont subir l'influence du potentiel de grille suivant deux directions: l'une verticale comme pour un HEMT (axe  $oz$ ), l'autre latérale (axe  $oy$ ) (figure 1).

La connaissance de la répartition des charges sous la grille et son évolution suivant un potentiel appliqué permettent d'obtenir la commande de charges du SC-HEMT et d'aboutir aux caractéristiques statiques et hyperfréquences du transistor, en associant aux porteurs libres des paramètres de transport (mobilité, vitesse).

Avant de réaliser un composant, il nous faut fixer les paramètres géométriques (largeur  $W_w$  et période  $W_p$  des canaux...) mais aussi ceux liés à la couche utilisée (dopage  $N_d$ , épaisseur de GaAlAs  $t_{Al}$ ,...). Ainsi l'outil de simulation numérique va permettre d'estimer l'évolution des caractéristiques électriques du composant suivant ces paramètres et nous guider dans le choix d'une structure optimale.

La mise au point d'un modèle numérique s'avère nécessaire afin de calculer la loi de commande de charges d'un SC-HEMT. Dans le cas d'un HEMT classique, la répartition des porteurs libres sous la grille se détermine aisément à partir de la résolution auto-cohérente des équations de Poisson et de Schrödinger. Les dimensions du puits de potentiel induit par l'hétérostructure étant petites devant la longueur d'onde de De Broglie, il est nécessaire d'utiliser les lois de la mécanique quantique. Ce modèle donne des résultats tout à fait comparables avec les observations expérimentales.

En ce qui concerne la structure Striped Channel HEMT, la résolution du modèle précédemment énoncé doit se faire de manière bidimensionnelle. En effet, si nous reprenons la coupe transversale d'un SC-HEMT, la répartition des charges se fait dans le plan  $oyz$  (Figure 1). La largeur du puits suivant  $oz$  et la largeur du canal  $W_w$  (ordre de grandeur  $1000\text{\AA}$ ) nécessitent la résolution de l'équation de Schrödinger. Toutefois, la résolution bidimensionnelle de cette équation se révèle lourde et compliquée. Quelques auteurs ont abordé la résolution d'un modèle bidimensionnel Schrödinger-Poisson bidimensionnel [1,2].

Devant la difficulté de mise au point, cette méthode n'a pas été retenue, et nous avons opté pour un modèle classique. De plus, nous nous plaçons à la température ambiante pour laquelle les effets quantiques sont peu importants. La résolution de l'équation de Poisson et de la statistique de Fermi-Dirac est effectuée de manière bidimensionnelle et par une méthode auto-cohérente. Les effets quantiques dans ce modèle ne sont pas pris en compte. Toutefois, la largeur du puits et celle des canaux  $W_w$  étant limitées (respectivement environ  $100\text{\AA}$  et  $500\text{\AA}$ ), on peut estimer que le modèle classique est une méthode de résolution donnant une solution peu éloignée d'un modèle quantique. J. Yoshida [3] a comparé les résultats obtenus avec différents modèles de simulation, et a calculé l'évolution de la densité d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) en fonction de  $V_g$  d'un HEMT conventionnel. Le modèle classique présente une différence de l'ordre de 5 % dans le calcul de la densité du 2DEG, par rapport à un modèle quantique.

Le calcul est obtenu d'après les équations bidimensionnelles données ci dessous

$$\nabla[\varepsilon(y, z)\nabla\Phi(y, z)] = -q[N_d^+(y, z) - n(y, z) - N_a^-(y, z)] \quad (1)$$

$$n(y, z) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^*(y, z)k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_c(y, z)}{k_B T} \right) \quad (2)$$

$\epsilon(y,z)$  est la permittivité diélectrique,  $N_d^+(y,z)$ ,  $N_a^-(y,z)$  sont respectivement les densités de donneurs et accepteurs ionisées, et  $n(x,y)$  la concentration en électrons libres.  $\Phi(y,z)$  est le potentiel électrostatique.  $F_{1/2}$  représente l'intégrale de Fermi d'ordre 1/2,  $m^*(x,y)$  est la masse effective des électrons. Le niveau de la bande de conduction est donné par :

$$E_c(y,z) = -q\Phi(y,z) + \Delta E_c(y,z) \quad (3)$$

Dans cette équation,  $\Delta E_c(y,z)$  est définie comme étant la discontinuité de bande de conduction à l'hétérojonction. La référence de la bande de conduction est prise dans le GaAs. Dans ce système d'équations la densité d'électrons libres est obtenue à l'aide de la statistique de Fermi et de la densité d'états en volume. Dans ce modèle, seule la vallée  $\Gamma$  est prise en compte et la non-parabolicité est négligée.

Ce système d'équations est résolu de manière numérique. Nous allons donc, dans la partie suivante, présenter l'outil de simulation numérique.

## II.2 OUTILS NUMERIQUES

### II.2.1 EQUATION DE POISSON

#### II.2.1.1 Technique Utilisée

Afin d'obtenir le potentiel de Poisson  $\Phi(y,z)$ , l'équation (1) doit être intégrée de manière bidimensionnelle, et ceci en tenant compte des conditions aux limites. La méthode numérique pour résoudre cette équation s'appuie sur la méthode des différences finies, et plus précisément sur la méthode F.A.C.R. (Fourier Analysis Cyclic Reduction) développée par

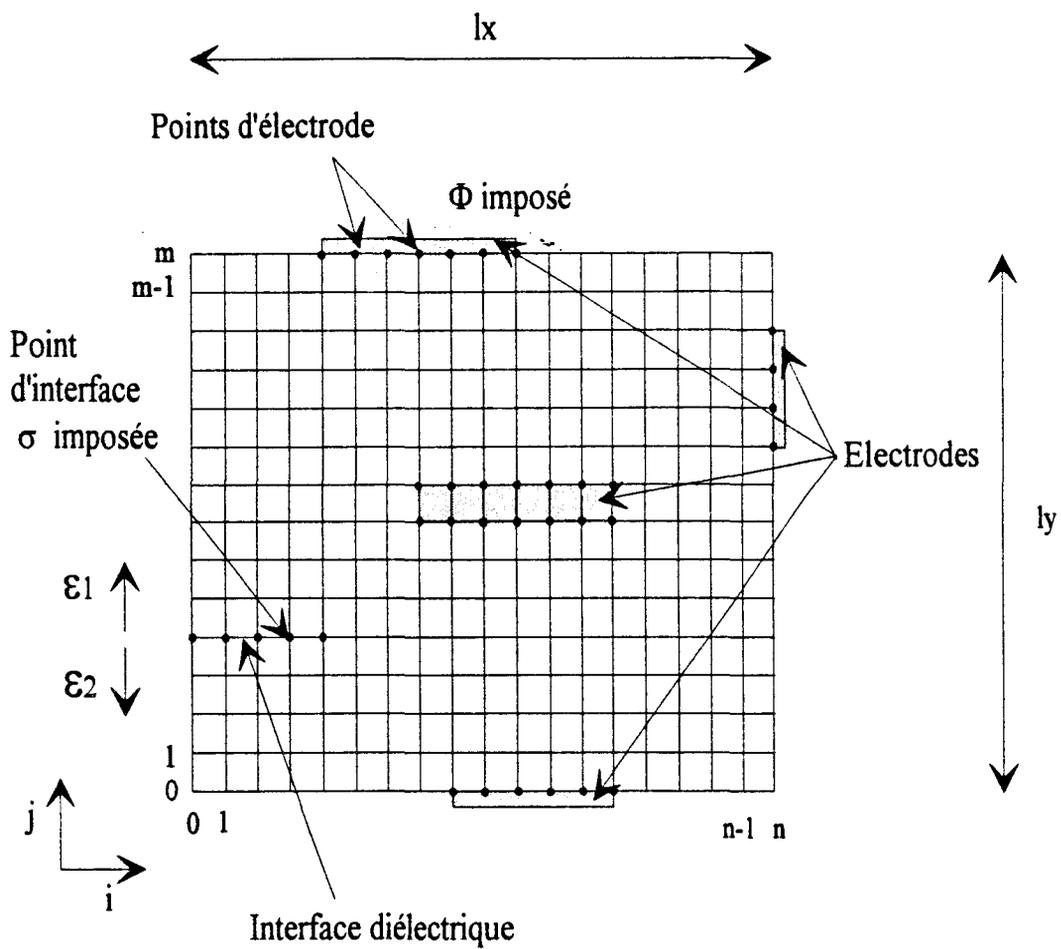


Fig 2 : Domaine de résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson .

R.W. Hockney [4] et reprise par M. Pernisck [5]. L'outil numérique proposé par M. Pernisck prend en compte des éléments liés à la nature des composants de l'électronique tels que la présence d'électrodes et de zones de permittivité différente.

### ***II.2.1.2 Domaine de calcul***

La région de calcul doit être rectangulaire et présenter un maillage de pas constants, dont le nombre est puissance de 2. Une telle structure est représentée figure 2. Les électrodes peuvent être placées sur les faces extérieures ou à l'intérieur du domaine de simulation, et sont discrétisées en  $k$  points, où le potentiel est imposé. De la même manière, des milieux de permittivité différente peuvent être pris en compte, et en chaque point de l'interface entre ces milieux, des densités de charges surfaciques peuvent être introduites.

### ***II.2.1.3 Conditions aux limites et méthode de la matrice de capacité***

Sur les côtés du domaine de résolution (figure 2), des conditions limites sur le potentiel ou sur le champ électrique doivent être définies. Trois types de conditions sont disponibles:

- Condition de Dirichlet : le potentiel est imposé.
  
- Condition de Neuman : la composante du champ électrique normale à la face considérée est nulle.
  
- Condition périodique : le potentiel suivant l'axe  $oy$  (respectivement  $oz$ ) est périodique de période égale à la dimension du rectangle suivant l'axe  $oy$  (respectivement  $oz$ ).

## Chapitre II

La plupart des structures comportent des électrodes métalliques mais aussi des interfaces diélectriques dues à l'utilisation de couches de matériaux de différente permittivité. Ces électrodes et ces interfaces vont induire la présence de charges surfaciques, qui doivent être prises en compte lors de la résolution de l'équation de Poisson. Afin de déterminer les charges sur les électrodes et les conditions de passage sur les interfaces diélectriques, la technique de la matrice de capacité est employée.

Les électrodes et les interfaces diélectriques sont discrétisées en  $n$  points, auxquels leurs sont associés les vecteurs charges  $Q$  et potentiels  $V$ . D'après le principe de superposition, le potentiel en tout point est la somme du potentiel dû aux charges volumiques et aux charges surfaciques sur les électrodes et interfaces.

Le calcul se fait en deux temps. En ne tenant compte que des charges volumiques, l'intégration de l'équation de Poisson va nous donner les potentiels en tout point, y compris le vecteur potentiel lié aux électrodes et interfaces notés  $V_1$ . Si nous imposons un vecteur potentiel  $V_0$  (solution finale) sur les électrodes et au niveau des interfaces (conditions de passage), il faut prendre en considération les charges induites  $\Delta q$  en ces points, déterminées par la matrice de capacité :

$$\Delta q = C(V_0 - V_1) \quad (4)$$

En superposant cette charge induite à la charge volumique, un deuxième appel à l'équation de Poisson va aboutir à la solution exacte. Bien que cette méthode présente un temps de calcul assez long, la matrice de capacité, qui ne dépend que de la structure du composant (électrodes, interfaces), est définie une fois pour toutes et peut être utilisée pour des potentiels  $V_0$  différents. Ayant à déterminer une commande de charges et donc une multitude de points de potentiel, cette méthode s'avère intéressante dans notre cas.

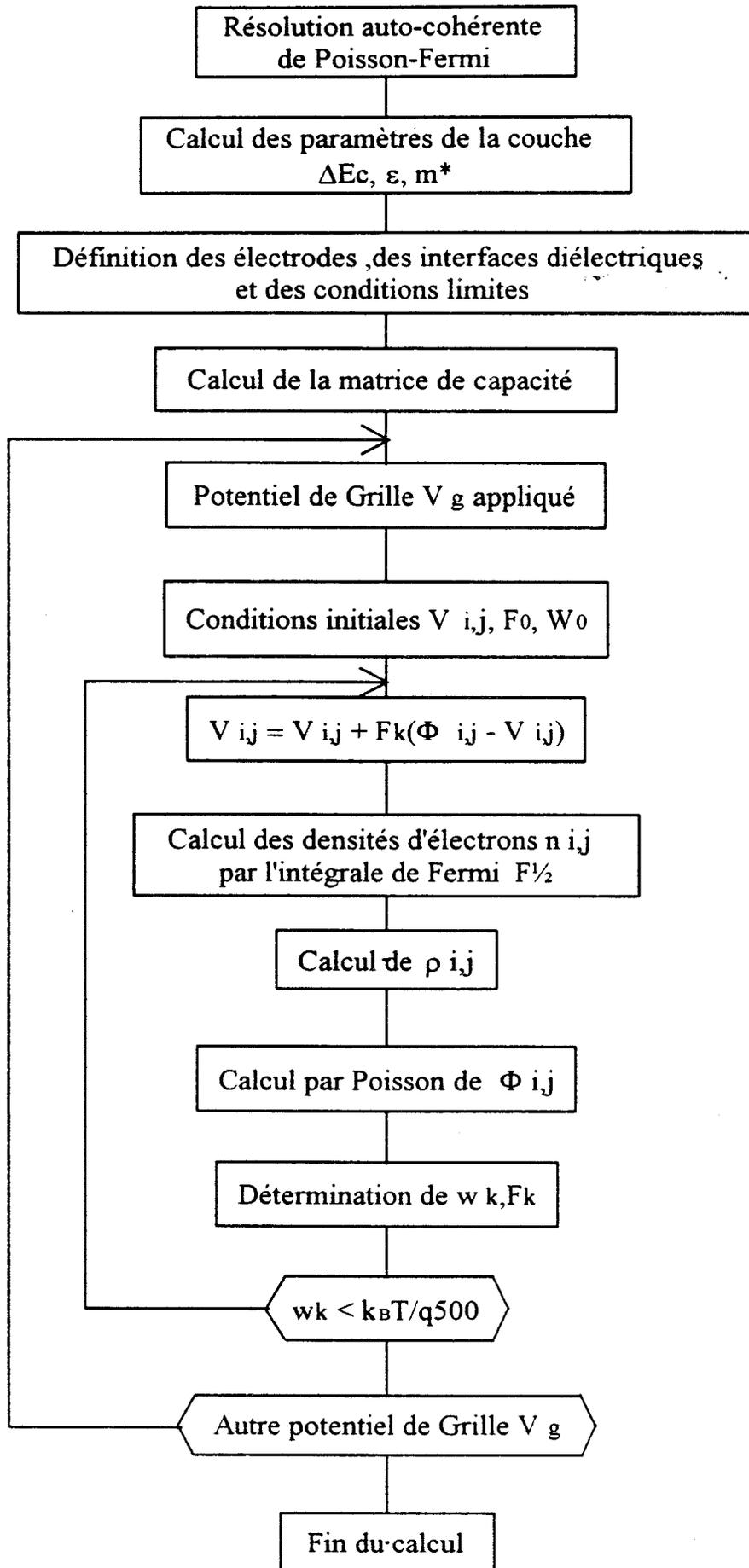


Fig. 3 : Organigramme du programme de résolution auto-cohérente de l'équation de Poisson et de la statistique de Fermi-Dirac

### II.2.2. INTEGRALE DE FERMI-DIRAC : $F_{1/2}$

La densité d'électrons libres peut être calculée à l'aide de la densité d'états en volume et de la statistique de Fermi-Dirac (équation 2). Cette équation peut être calculée en chaque point du maillage et s'écrit sous forme discrète :

$$n_{i,j} = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_{i,j}^* k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_{ci,j}}{k_B T} \right) \quad (5)$$

L'intégrale de Fermi-Dirac  $F_{1/2}$  est calculée en utilisant l'approximation de Berdnazick [6].

### II.2.3. CALCUL ITERATIF ET CONVEGENCE

Afin de calculer le potentiel électrostatique et la répartition des charges dans une structure pour un état de quasi-équilibre, il faut résoudre de manière auto-cohérente le système d'équations couplées (1-2).

N'ayant connaissance que des conditions aux limites du domaine de résolution, en partant d'une solution initiale approchée, on peut aboutir à la solution finale après avoir résolu un certain nombre de fois le système d'équations auto-cohérent. Le principe de la méthode est identique à celui utilisé dans les calculs de Schrödinger-Poisson auto-cohérents proposés par F.Stern [7] et repris par d'autres auteurs [8,9].

L'organigramme général de la procédure numérique est présenté figure 3. A partir d'un potentiel initial imposé  $V_0(y,z)$ , une densité de charges  $\rho_0(y,z)$  est obtenue en utilisant l'équation (5). L'intégration de l'équation de Poisson nous fournit le potentiel  $\Phi_0(y,z)$ . Ainsi au bout de  $k$  itérations, nous aurons un potentiel  $V_k(y,z)$ , une densité de charges  $\rho_k(y,z)$  et un

potentiel  $\Phi_k(y,z)$ . Si le potentiel calculé  $\Phi_k(y,z)$  est trop éloigné du potentiel initial  $V_k(y,z)$ , une nouvelle interaction  $k + 1$  est effectuée en partant de:

$$V_{k+1}(y, z) = V_k(y, z) + f_k (\Phi_k(y, z) - V_k(y, z)) \quad (6)$$

Dans cette expression, le facteur de convergence est calculé de la manière suivante:

$$f_k = \frac{f_{k-1}}{1 - \frac{w_k}{w_{k-1}}} \quad (7)$$

$$w_k = \text{Max} |\Phi_k(y, z) - V_k(y, z)| \quad (8)$$

Dans nos calculs, nous avons borné la valeur de  $f_k$  à l'intervalle 0.05 et 0.4.

Cette méthode offre l'avantage d'accélérer le phénomène de convergence. De plus, même si notre solution initiale est éloignée de la solution finale, la convergence est toujours obtenue.

Notre critère de convergence a été fixé pour une erreur de potentiel entre deux iterations successives de  $2.10^{-3} \frac{k_B T}{q}$ , ce qui produit une erreur d'environ 0.2 % sur la charge calculée (approximation par Boltzmann).

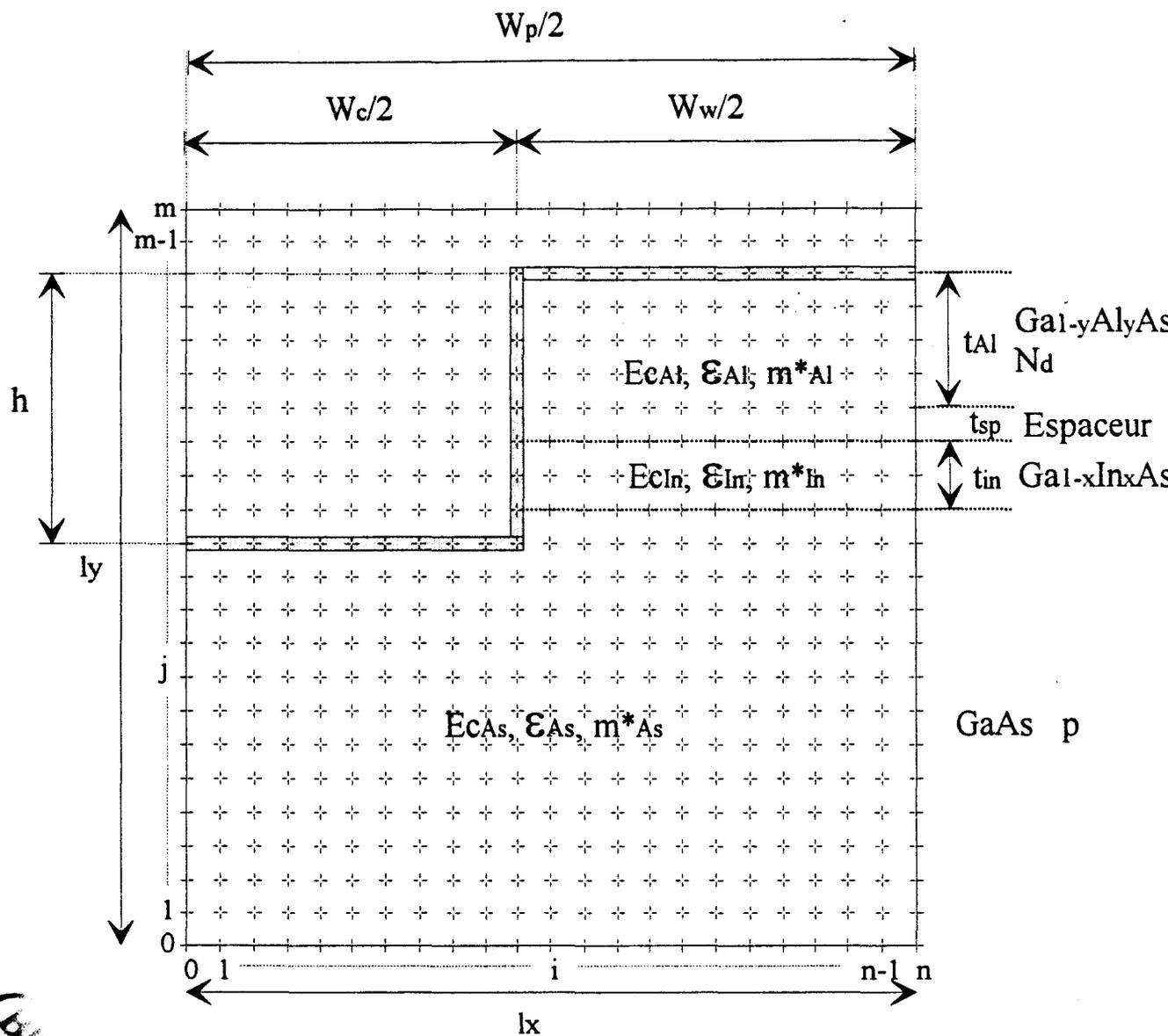


Fig. 4 : Structure SC-HEMT pseudomorphique simulée par le modèle de résolution bidimensionnelle auto-cohérente de l'équation de Poisson et de la statistique de Fermi-Dirac.

## II.2.4. APPLICATIONS AU CALCUL DE LA LOI DE COMMANDE DE CHARGES DU SC-HEMT PSEUDOMORPHIQUE

### II.2.4.1 *Présentation de la structure*

La structure est représentée figure 4. Comme il a été dit précédemment le domaine de résolution du programme auto-cohérent Poisson-Fermi doit être un rectangle dont le nombre de points suivant les deux axes  $oy$  et  $oz$  est puissance de 2. La structure est formée d'une électrode qui délimite donc notre canal, dont la fonction est un contact Schottky. Afin de réduire la taille des pas suivant l'axe  $oy$  et de par la forme symétrique d'un canal suivant l'axe  $oy$ , une demi structure est simulée. Nous avons choisi dans la plupart des cas de simulation un maillage de  $128 \times 128$  points, qui donne des temps de calcul raisonnables.

Pour la suite du travail nous allons garder les mêmes notations :

- \*  $W_w$  la largeur du canal.
- \*  $W_p$  la période des canaux.
- \*  $h$  la hauteur du canal.
- \*  $W$  la largeur du composant.

Nous avons choisi une hétérostructure de type pseudomorphique GaAlAs/GaInAs/GaAs pour deux raisons:

☞ le puits est bien défini, et le reste quelle que soit la densité du 2DEG, ce qui n'est pas le cas dans une hétérostructure conventionnelle.

☞ les techniques de croissance de cette hétérostructure sont bien maîtrisées, et il en est de même des procédés technologiques sur ces couches.

La couche GaAlAs est dopée Silicium (dopage donneurs Nd) et son épaisseur est  $t_{Al}$ . L'espaceur GaAlAs, le canal conducteur GaInAs et le buffer ont une densité résiduelle en atomes accepteurs ( $\sim 10^{20}$  at/m<sup>3</sup>) et ont pour épaisseur respective  $t_{sp}$ ,  $t_{In}$  et  $t_{As}$ . Les paramètres de chacune de ces couches ( $m^*$ ,  $\epsilon$ ,  $\Delta E_c$ ) sont dépendants des taux d'Aluminium et d'Indium, et leur expression est donnée dans le paragraphe suivant.

#### II.2.4.4 Paramètres du calcul liés à la couche pseudomorphique *Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As/GaAs*

##### II.2.4.2.1 Paramètres dans le *Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As*

☞  $E_g$ ,  $m^*$ ,  $\epsilon$  :

Dans une couche de *Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As*, le gap  $E_g$ , la masse effective  $m^*$  et la permittivité diélectrique  $\epsilon$  dépendent du taux d'Aluminium. Ainsi pour des valeurs  $y < 0.45$  (gap direct), nous pouvons écrire [10,11]:

$$\Delta E_g^0 = 1.087y + 0.438y^2 \text{ (eV)} \quad (9)$$

$$m^* = m_0(0.067 + 0.83y) \quad (10)$$

$$\epsilon = \epsilon_0(13.8 - 3.12y) \quad (11)$$

$\Delta E_g^0$  représente la différence de gap avec le GaAs. Dans ces expressions  $m_0$  est la masse d'un électron, et  $\epsilon_0$  la constante diélectrique dans le vide. Ces expressions sont données pour une température de 300 K.

☞ Centres DX

L'observation du phénomène de photoconductivité persistante à basse température dans le  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  dopé n, a mis en évidence l'existence d'un niveau profond dans ce matériau pour  $x > 0.22$ , appelé centre DX [12]. Dans un tel matériau, les électrons peuvent être piégés sur ce niveau donneur.

Les mesures de la densité d'électrons libres par effet Hall ont permis une détermination de l'énergie d'activation de ce niveau par Chand et al [13]. Ces travaux ont mis en évidence la dépendance de ce niveau donneur en fonction du taux d'Aluminium  $y$ . Ainsi nous pouvons écrire pour  $0.22 < y < 0.45$  :

$$E_{dx} = 0.707y - 0.146 \text{ (eV)} \quad (12)$$

De même que la densité de donneurs ionisés peut se mettre sous la forme de:

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + 2 \exp \frac{1}{k_B T} (E_F + E_{dx} - E_c)} \quad (13)$$

Dans cette expression,  $N_d$  représente la densité volumique d'atomes dopants de type n.

Ce phénomène est très important dans les composants de type HEMT, et en particulier dans le domaine des hyperfréquences. Les temps de piégeage et de dépiégeage des électrons sur ce niveau donneur ne sont pas toujours négligeables par rapport à la fréquence de travail. A titre indicatif, à la température ambiante on peut obtenir des temps de piégeage et de dépiégeage des électrons de l'ordre de 10 microsecondes [14]. Ceci pose un problème pour la détermination de la répartition des charges à fréquence élevée, qui sera différente de celle observée en statique. Dans notre modèle, ce phénomène est pris en compte, et en particulier

pour le calcul de la capacité de grille en hyperfréquence. Il nous faudra donc effectuer deux calculs de Poisson-Fermi auto-cohérents :

☐ un premier calcul en statique va donner les densités de charges, et tout particulièrement la densité d'impuretés ionisées  $N_d^+$ .

☐ un deuxième calcul autour de ce point statique (en fixant  $N_d = N_d^+$ ) nous fournira cette fois les grandeurs hyperfréquences.

#### II.2.4.2.2. Paramètres dans le Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As contraint

Le matériau GaInAs ne possède pas le même paramètre de maille que le GaAs. Ainsi son épaisseur lors de la croissance sur GaAs ne doit pas excéder une valeur critique, au delà de laquelle le matériau va se relaxer et entraîner l'apparition de défauts dans la couche. Les paramètres physiques ( $E_g$ ,  $m^*$ ,  $\epsilon$ ) du matériau GaInAs relaxé, différents de ceux du GaAs, subissent des modifications sous l'effet de la contrainte. Ces paramètres dépendent de la concentration d'Indium  $x$  et sont donnés d'après [15-18]:

$$\Delta E_g^H = \Delta E_g^1 + 2a \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) e_r - b \left( \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) e_r \quad (14)$$

$$\Delta E_g^1 = 1.548x - 0.478x^2 \quad (15)$$

$$C_{11} = 11.88 - 3.55x \quad (16)$$

$$C_{12} = 5.37 - 0.84x \quad (17)$$

$$a = -8.4 + 2.4x \quad (18)$$

$$b = -1.7 - .01x \quad (19)$$

$$e_r = \frac{0.405x}{5.6355 + 0.405x} \quad (20)$$

$$m^* = m_0^* \frac{E_g^I + 2a \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} e_r}{E_g^I} \quad (21)$$

$$m_0^* = 0.063 - 0.041x \quad (22)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(P=0) e^{(-1.73 \cdot 10^{-12})P} \quad (23)$$

$$P = -\frac{2}{3} \left[ C_{11} + C_{12} - \frac{2C_{12}^2}{C_{11}} \right] e_r \quad (24)$$

Dans ces expressions  $\Delta E_g^I$  (respectivement  $\Delta E_g^H$ ) représente la différence de gap entre le GaAs et le GaInAs non contraint (respectivement contraint).  $e_r$  symbolise le coefficient de déformation relatif du paramètre de maille.  $a$  et  $b$  sont les potentiels de déformation, et  $C_{11}$  et  $C_{12}$  des coefficients d'élasticité.

### II.2.4.2.3 Discontinuité de bande de conduction

Entre le matériau  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  et le  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ , la discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$  évolue avec les taux d'Indium  $x$  et d'Aluminium  $y$ . En effet,  $\Delta E_c$  est étroitement liée aux gaps respectifs des deux matériaux. Ainsi selon J. Alamkan [9], on peut écrire :

$$\Delta E_c = 0.65\Delta E_g^0 + 0.7\Delta E_g^H \quad (25)$$

En appliquant ces différentes relations, pour un taux d'Indium de 0.19 et d'aluminium de 0.23 on obtient une discontinuité de bande de conduction de 323 meV.

## II.2.5 CONDITIONS SUR LE CONTACT SCHOTTKY

D'après la structure présentée figure 4, l'électrode de grille est en contact avec les différents matériaux constituant l'hétérostructure. Comment est définie dans ce cas la barrière Schottky ?

Dans une jonction métal-semiconducteur, en négligeant les états d'interface et les effets de la force image, la hauteur de barrière est formulée suivant cette expression :

$$E_b = e\phi_m - e\chi \quad (26)$$

$\phi_m$  est le travail de sortie du métal et  $\chi$  l'affinité électronique du matériau semiconducteur. Aussi pour extraire un électron du métal vers le vide, faut-il lui fournir l'énergie  $e\phi_m$ , cet électron restitue l'énergie  $e\chi$  en entrant dans le semiconducteur. Dans le cas d'une hétérojonction, la différence d'énergie de la bande de conduction entre les deux matériaux peut s'exprimer en première approximation par:

$$\Delta E_c = e(\chi_1 - \chi_2) \quad (27)$$

Si nous comparons la hauteur de barrière métal / matériau 1 et métal / matériau 2, on constate une diminution de  $\Delta E_c$  de cette dernière ( $\Delta E_c$  entre matériaux 1 et 2). Ainsi on peut facilement formuler:

$$E_b (\text{Métal / Matériau 1}) = E_b (\text{Métal / Matériau 2}) + \Delta E_c \quad (28)$$

GaAlAs	y=0.23	t <sub>Al</sub> =300Å	N <sub>d</sub> =2.10 <sup>24</sup> at/m <sup>3</sup>
GaAlAs	y=0.23	t <sub>Al</sub> =20Å	N <sub>a</sub> =10 <sup>20</sup> at/m <sup>3</sup>
GaInAs	x=0.19	t <sub>In</sub> =100Å	N <sub>a</sub> =10 <sup>20</sup> at/m <sup>3</sup>
GaAs			N <sub>a</sub> =10 <sup>20</sup> at/m <sup>3</sup>

Fig. 5 : Couche pseudomorphique GaAlAs/GaInAs/GaAs.

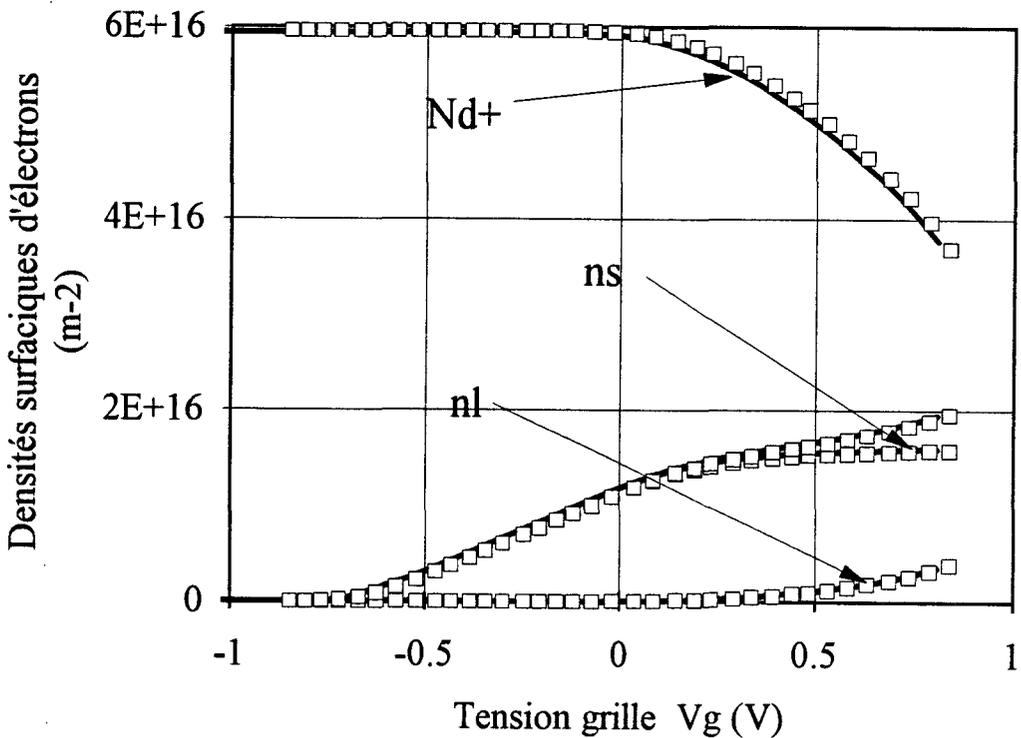


Fig. 6 : Comparaison de la commande de charges d'un HEMT pseudomorphique selon notre modèle classique (traits pleins) et un modèle unidimensionnel de Schrödinger-Poisson autocohérent (motifs carrés).

Dans le cas de notre structure (figure 4), si nous prenons une hauteur de barrière Schottky sur GaAlAs de 1 eV, nous aurons pour des taux respectifs d'aluminium et d'Indium de 0.23 et 0.19, une valeur de Schottky sur GaInAs contraint de 0.68 eV ( $\Delta E_c \sim 0.32$  eV).

### II.2.6 VALIDATION DU MODELE

Un calcul utilisant notre programme Fermi-Poisson auto-cohérent a été réalisé pour une structure Striped Channel de largeur  $W_w = 1000$  Å,  $W_c = 500$  Å et ceci pour un maillage 128 x 128. Pour un point de potentiel, la répartition des charges (régime statique) et la capacité hyperfréquence sont obtenues par deux calculs Fermi-Poisson auto-cohérent d'environ 50 itérations chacun, et ceci pour un temps global de 40 secondes sur station de travail Hewlett Packard Apollo 710.

Afin de valider notre modèle de Poisson-Fermi auto-cohérent, des résultats ont été comparés avec un modèle de Schrödinger Poisson auto-cohérent [19]. En ce qui concerne la structure simulée, nous avons pris une largeur de canal  $W_w$  très grande ( $W_w = 100$  µm) qui correspond à la dimension d'un HEMT. La structure de couche est donnée figure 5. On peut observer les évolutions des différentes densités de charges et des capacités de grille en fonction du potentiel de grille  $V_g$  (figures 6). Un bon accord est obtenu entre les deux modèles, bien que nous ne tenions pas compte des effets quantiques dans notre cas.

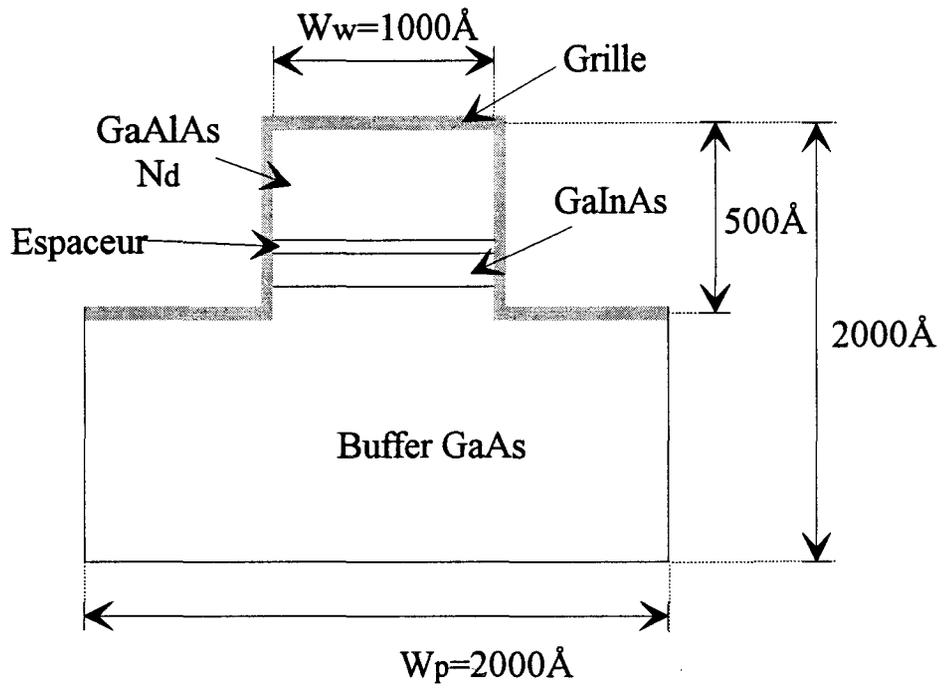


Fig. 7 : SC-HEMT pseudomorphique simulée.

## **II.3 EXPLOITATION DU MODELE POISSON-FERMI AUTO-COHERENT**

### **II.3.1 INTRODUCTION**

Dans cette partie, nous allons présenter divers résultats de notre modèle et nous intéresser en particulier à la répartition des électrons sous la grille du SC-HEMT en fonction du potentiel de grille appliqué. Ces différentes évolutions vont nous permettre de comprendre l'influence des deux contacts Schottky verticaux (figure 7) sur ces répartitions de charges. A partir de ces grandeurs, la loi de commande de charges d'un SC-HEMT peut être déterminée. La densité de charges sous la grille en fonction du potentiel de grille appliqué, ainsi que la capacité de grille sont les éléments de base à la détermination de paramètres statiques ou hyperfréquences (courant drain source  $I_{ds}$ , Transconductance  $g_m$ , ...)

Nous allons étudier l'effet de différentes largeurs  $W_w$  du canal conducteur sur la commande de charges. L'efficacité de commande de charges des SC-HEMTs sera comparée avec celle du HEMT.

Par la suite, nous présenterons divers résultats concernant des structures de géométrie différente (paramètres  $h$ ,  $W_c$ ,...), et aussi suivant les paramètres de la couche pseudomorphique.

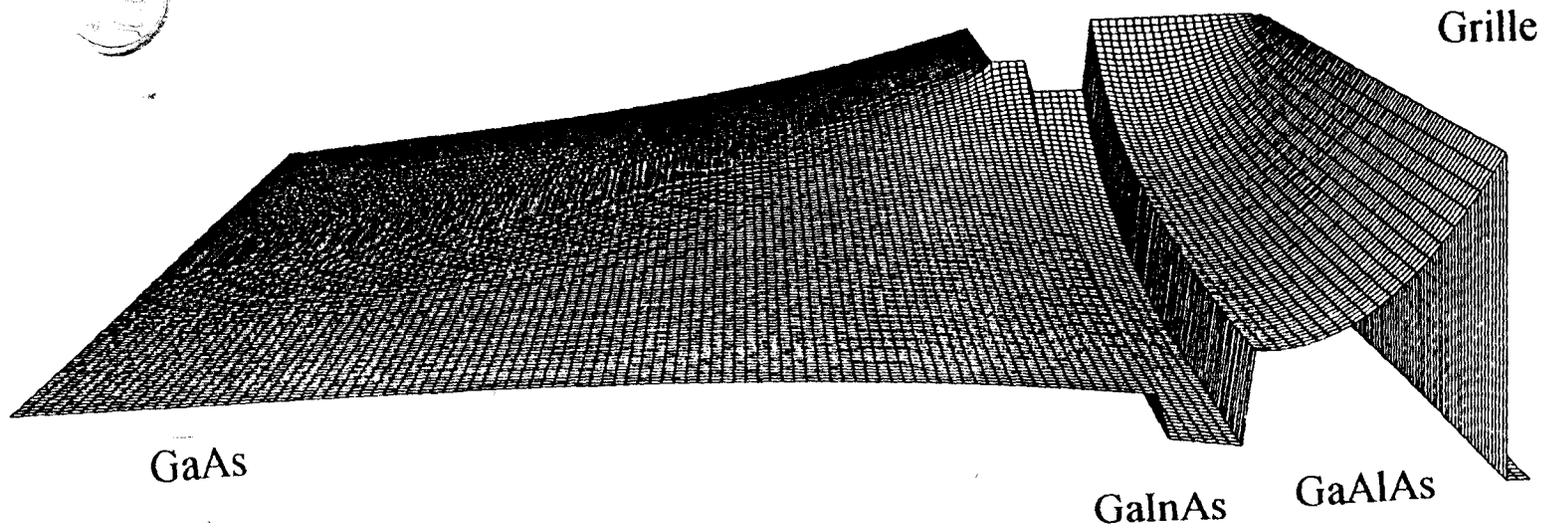


Fig. 8 : Bande de conduction  $E_c - E_F$  suivant les axes  $Oy$  et  $Oz$ .

## II 3.2 INFLUENCE DE LA COMMANDE LATÉRALE

### II.3.2.1 Structure de base

La structure simulée est représentée figure 7. La couche pseudomorphique est constituée d'un buffer GaAs, d'une couche de GaInAs de taux d'Indium  $x = 0.19$  et d'épaisseur  $t_{in} = 100 \text{ \AA}$ , d'un espaceur fixé à  $20 \text{ \AA}$  d'épaisseur et de taux l'Aluminium  $y = 0.23$ . Ces différentes couches ont un dopage résiduel en atomes accepteurs de  $10^{20} \text{ at/m}^3$ . Enfin la couche donneuse est formée à partir de  $300 \text{ \AA}$  de GaAlAs de taux d'Aluminium  $y = 0.23$  dopée à  $2 \cdot 10^{24} \text{ at/m}^3$

Nous avons choisi cette couche pseudomorphique car sa fabrication est bien maîtrisée, et parce que plusieurs réalisations technologiques ont été effectuées à partir de celle-ci au laboratoire [20]. Les mesures sur ces composants pourront être comparées à nos résultats de simulation. Pour la géométrie du canal, nous avons imposé une hauteur  $h = 500 \text{ \AA}$  et une dimension  $W_c = 500 \text{ \AA}$ . La largeur  $W_w$  du canal est limitée à  $500 \text{ \AA}$ , ce qui correspond à une dimension qui peut être atteinte par les moyens actuels de lithographie.

### II.3.2.2 Diagramme énergétique et répartition des porteurs libres

La figure 8 représente la structure de bande  $E_c-E_f$  suivant les axes  $oy$  et  $oz$  à l'équilibre thermodynamique pour un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ . On peut remarquer que nous avons un puits de potentiel suivant l'axe  $oz$  dû à l'hétérostructure GaAlAs/GaInAs/GaAs, mais aussi suivant l'axe  $oy$  dans la zone du canal. Ce dernier est induit par le potentiel des électrodes Schottky latéraux (figure 7). Ainsi dans une structure SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , on peut obtenir un puits de potentiel suivant deux directions. On peut donc espérer un confinement des électrons suivant ces deux directions.

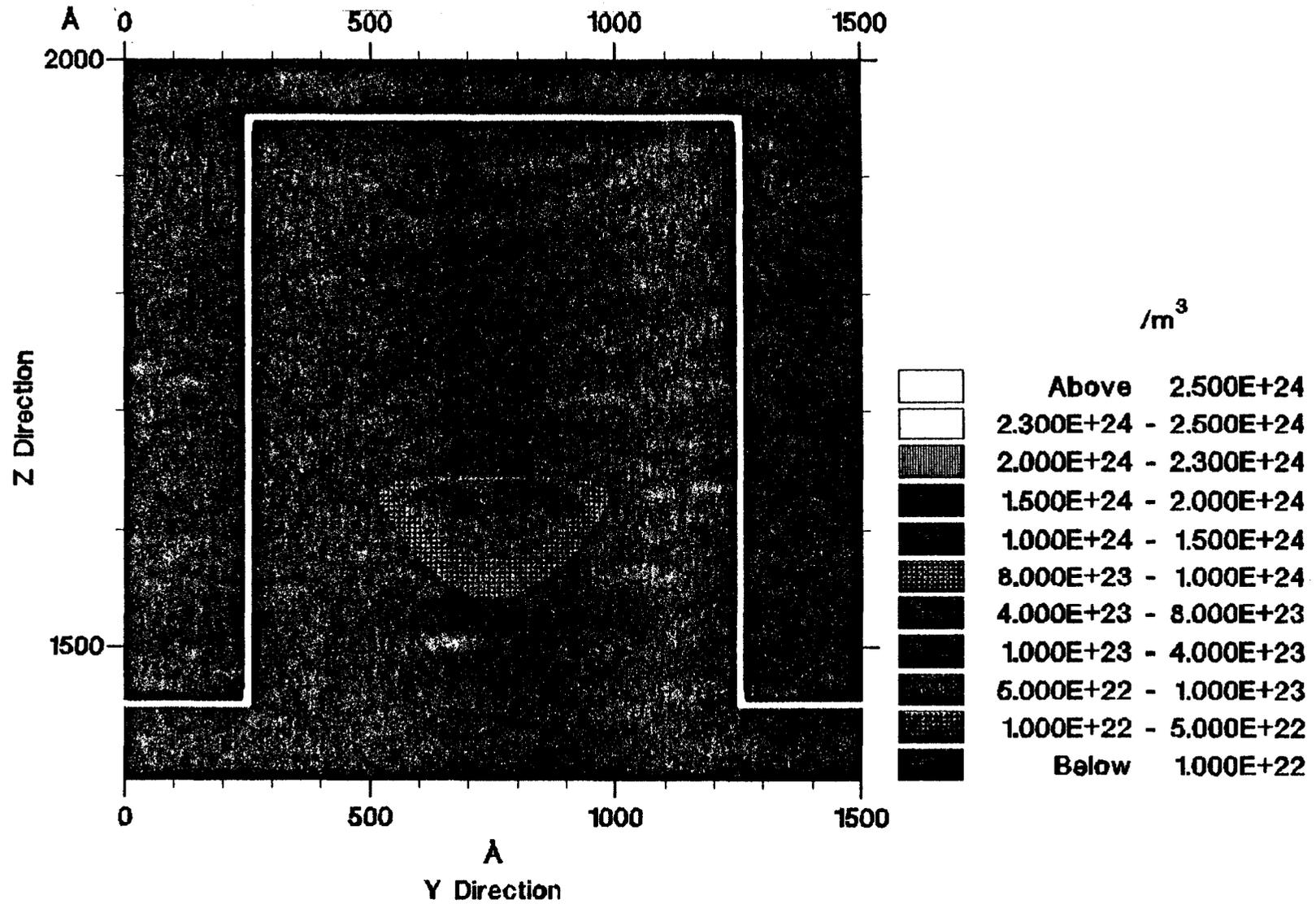


Fig. 9. a : Répartition des électrons suivant les  $O_y$  et  $O_z$  par un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000\text{\AA}$ .  
Le potentiel de grille est de 0 V.

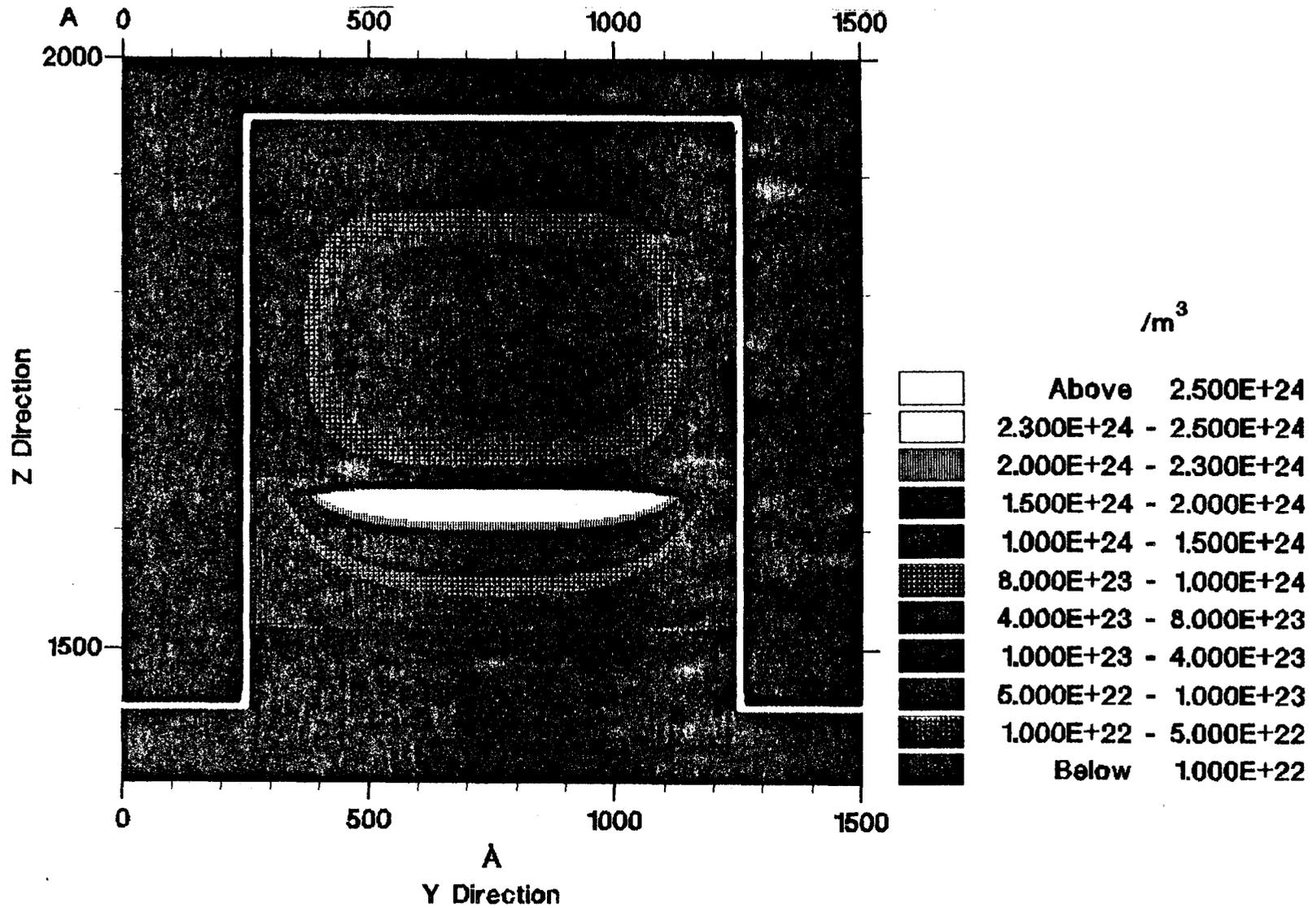


Fig. 9 .b : Répartition des électrons suivant les  $Oy$  et  $Oz$  par un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000\text{\AA}$ .  
Le potentiel de grille est de 0.6 V.

Afin de confirmer qu'une telle structure permet de confiner les électrons suivant deux directions, nous avons présenté la répartition des électrons libres suivant les axes  $oy$  et  $oz$ , et ceci pour différents potentiels de grille  $V_g$  appliqués (figures 9.a-b). Les densités volumiques d'électrons varient entre des valeurs supérieures à  $2.5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$  et des valeurs inférieures à  $10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Pour  $V_g = 0 \text{ V}$  (figure 9.a), on peut constater que les densités volumiques d'électrons de la couche de GaInAs ne dépassent guère les  $4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , et ceci sur une largeur d'environ  $300 \text{ \AA}$  centrée à l'intérieur du canal. De plus la couche GaAlAs est totalement désertée.

Pour un potentiel de grille  $V_g$  plus élevé ( $V_g = 0.6 \text{ V}$  figure 9.b), les densités d'électrons augmentent, et elles peuvent atteindre au centre du canal des valeurs supérieures à  $2.5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ . Cette augmentation de densité d'électrons s'accompagne d'un étalement du paquet d'électrons suivant l'axe  $oy$ .

Par ces différentes représentations (figure 9.a-b), on peut constater que le potentiel de grille agit sur les densités maximales, mais aussi sur l'étalement du paquet d'électrons. Des zones proches des électrodes verticales apparaissent comme étant désertées. On peut donc affirmer que les électrons de la couche de GaInAs subissent les effets suivant  $oz$  du potentiel de grille comme un HEMT, mais aussi un effet latéral dû aux électrodes verticales. Ces effets se retrouvent aussi dans la couche de GaAlAs.

### ***II.3.2.3. Densités surfaciques d'électrons suivant l'axe $oy$***

Afin de mieux appréhender les grandeurs de densités obtenues, et de pouvoir les comparer plus aisément à celles d'un HEMT, les densités surfaciques d'électrons ont été calculées suivant l'axe latéral  $oy$ . Ce calcul s'obtient en intégrant suivant l'axe  $oy$  les densités volumiques d'électrons et pour les différentes couches (GaAlAs ou GaInAs) comme suit :

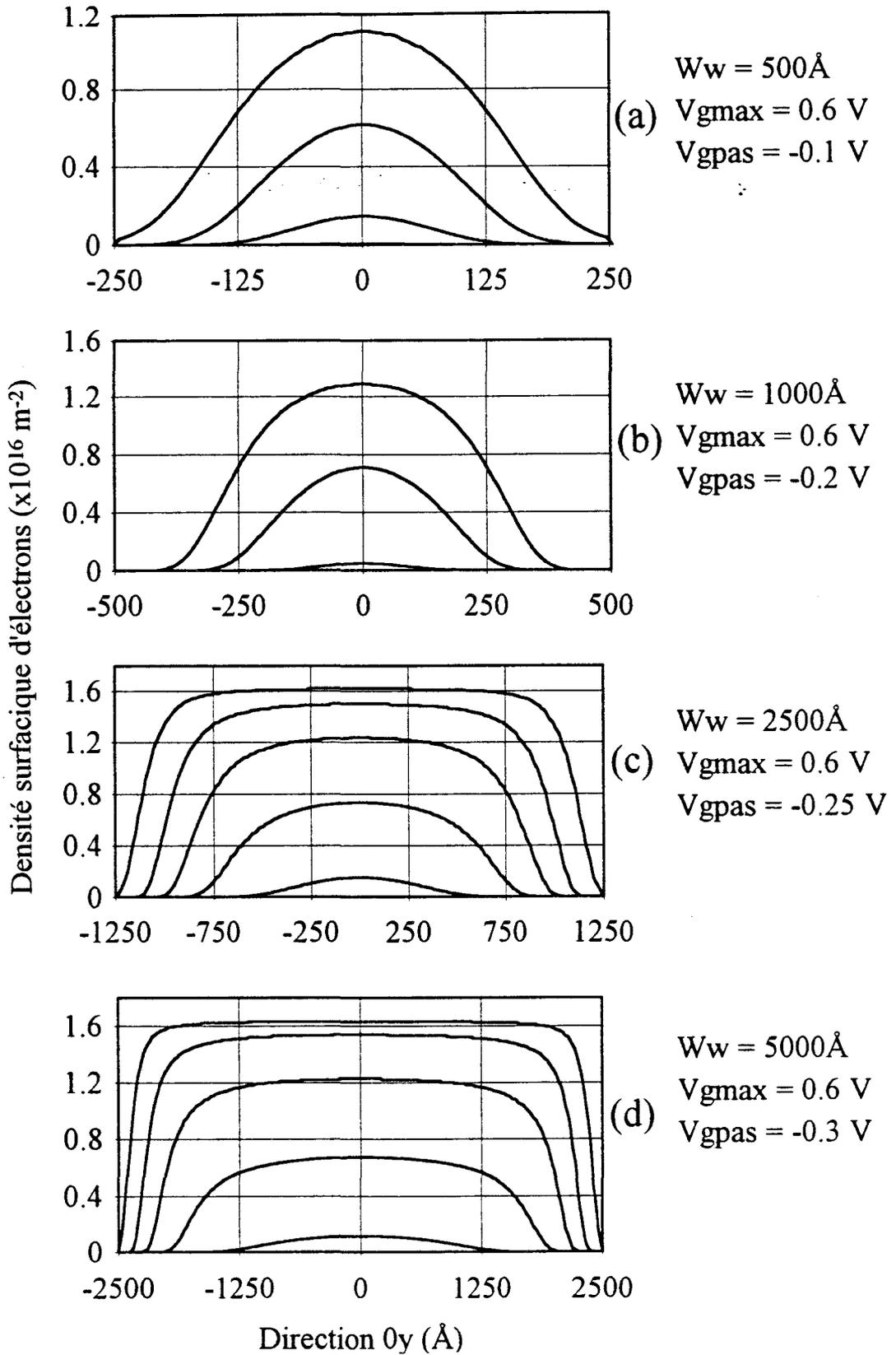


Fig. 10 : Densités surfaciques d'électrons  $n_0^{2D}(y)$  de la couche de GaInAs suivant l'axe  $0y$  (origine au centre du canal) en fonction de  $V_g$  pour différentes largeurs  $W_w$ .

$$n_0^{2D}(y) = \int_{t_{in}} n(y, z) dz \quad (28)$$

$$n_1^{2D}(y) = \int_{t_{Al}} n(y, z) dz \quad (29)$$

$n_0^{2D}$  (respectivement  $n_1^{2D}$ ) exprime la répartition des densités surfaciques d'électrons suivant l'axe oy par la couche de GaInAs (respectivement GaAlAs).

Les figures 10 a-d représentent l'évolution de  $n_0^{2D}(y)$  pour des SC-HEMTs de largeur  $W_w = 500, 1000, 2500$  et  $5000 \text{ \AA}$ , et pour différents potentiels de grille  $V_g$  appliqués. L'origine de l'axe oy est choisie au centre du canal.

Pour toutes ces évolutions on obtient une valeur maximale de densité d'électrons à l'origine de l'axe oy, c'est-à-dire au centre du canal. Une très nette dépendance de ces densités en fonction du potentiel de grille, est à remarquer quelle que soit la largeur du canal  $W_w$ . Pour le SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , des densités supérieures à  $8.10^{15} \text{ m}^{-2}$  sont atteintes à  $V_g = 0.4 \text{ V}$ , cette dimension est réduite à environ  $400 \text{ \AA}$ . Suivant le potentiel de grille  $V_g$  appliqué, des zones proches des contacts latéraux sont désertées. Les valeurs maximales de densité (centrées à l'origine de l'axe oy) sont aussi fortement réduites, lorsque le potentiel de grille décroît.

Nous pouvons aussi remarquer que ces évolutions diffèrent suivant la largeur  $W_w$ . En effet, pour une même tension de grille  $V_g$  appliquée ( $V_g = 0.6 \text{ V}$ ), un net plateau est obtenu pour les structures de largeur  $W_w = 2500 \text{ \AA}$  et  $5000 \text{ \AA}$ , (figure 10 c et d), et sur une distance suivant oy assez grande. Si on compare la valeur de densité d'électrons correspondant au plateau, avec une valeur calculée pour une structure HEMT ( $W_w \rightarrow +\infty$ ), on obtient la même densité ( $N_s = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ). Par contre pour les structures de largeur  $W_w = 500 \text{ \AA}$  et  $1000 \text{ \AA}$  (figure 10 a et b), on n'observe aucun plateau, et de plus les maxima (obtenus avec le HEMT) ne sont jamais atteints. D'après ces différentes évolutions, on peut donc penser que la

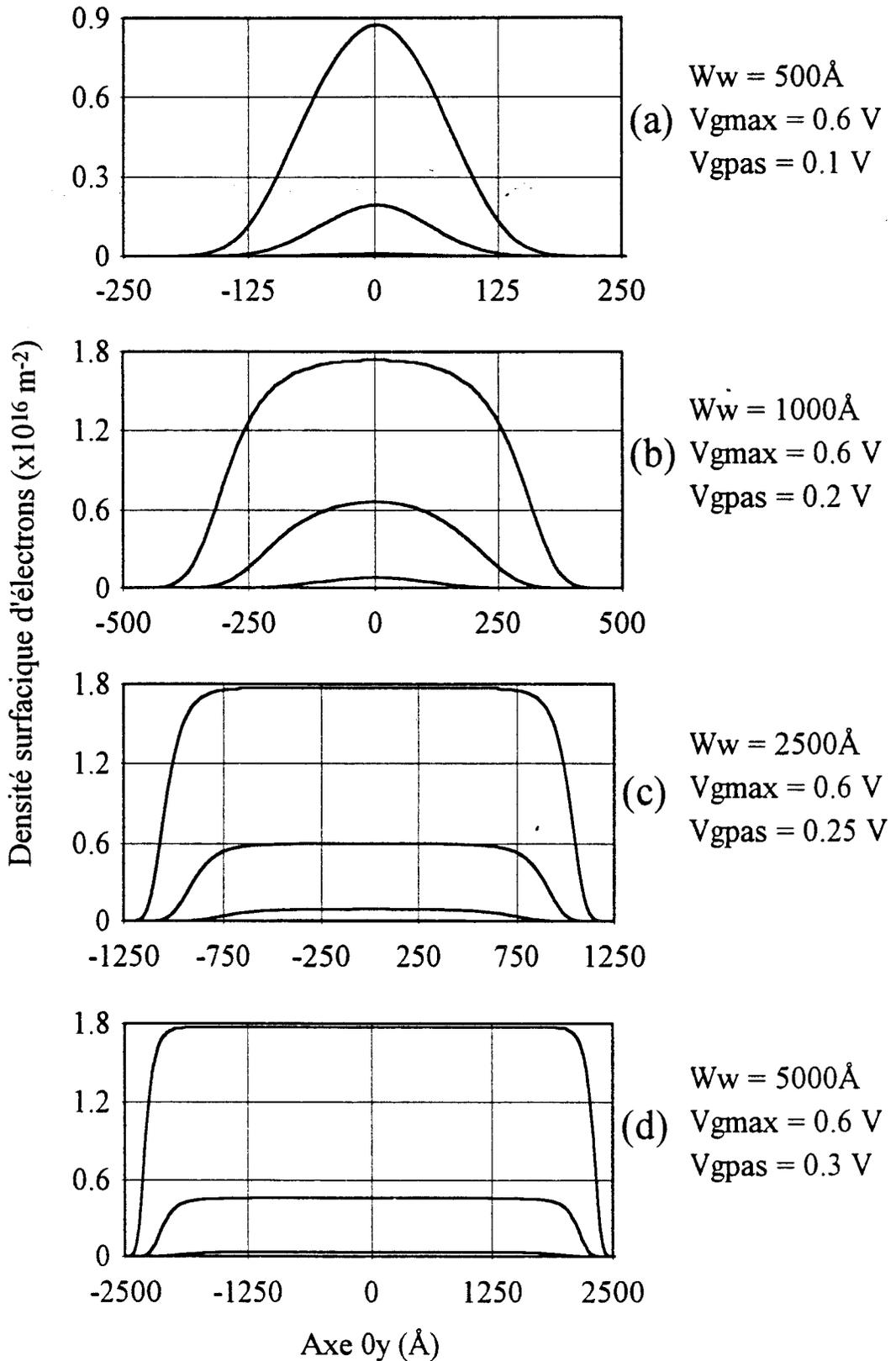


Fig. 11 : Densités surfaciques d'électrons  $n_1^{2D}(y)$  de la couche de GaAlAs suivant l'axe  $Oy$  (origine au centre du canal) en fonction de  $V_g$  pour différentes largeurs  $W_w$ .



commande latérale des électrons (suivant l'axe  $oy$ ) présente une efficacité plus élevée pour les structures de petite largeur, au détriment des effets verticaux de l'électrode de grille (suivant l'axe  $oz$ ).

Un autre point important concerne le potentiel de grille  $V_g$  pour lequel le canal GaInAs est complètement déserté. Pour  $W_w = 5000 \text{ \AA}$ , il est de l'ordre de 0.6 V et pour  $W_w = 500 \text{ \AA}$  cette grandeur passe à 0.2 V.

Les densités surfaciques d'électrons de la couche GaAlAs ont été aussi représentées en fonction de  $V_g$  et pour plusieurs largeurs de canal  $W_w = 500, 1000, 2500$  et  $5000 \text{ \AA}$  (figures 11 a-d). Les remarques précédentes concernant la répartition de ces électrons peuvent être réitérées. Les évolutions de  $n_1^{2D}(y)$  présentent un plateau pour les largeurs de canal  $W_w$  élevées. ( $W_w = 5000 \text{ \AA}$ , figure 11 d). A titre indicatif, le calcul pour une structure de largeur infinie (correspondant à un HEMT) donne une densité d'électrons libres dans le GaAlAs de  $1,8 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$  pour un  $V_g = 0.6 \text{ V}$ . Ce qui correspond bien à la valeur du plateau dans le cas des structures SC-HEMT de largeur  $W_w = 2500$  et  $5000 \text{ \AA}$ . De plus, nous retrouvons des zones désertées vers les électrodes verticales, dues au potentiel Schottky.

Pour conclure, la structure SC-HEMT permet de commander les charges suivant la direction verticale (l'axe  $oz$ ) comme pour un HEMT, mais aussi latéralement (axe  $oy$ ). Cette commande latérale des électrons est prédominante pour les structures de faible largeur de canal  $W_w$  ( $W_w < 1000 \text{ \AA}$ ). Grâce à la forme du contact de grille du SC-HEMT, on peut contrôler par le potentiel de grille  $V_g$ , la densité d'électrons maximale, ainsi que la largeur du canal conducteur. On peut aisément obtenir des conducteurs de dimension de l'ordre de  $100 \text{ \AA}$ .

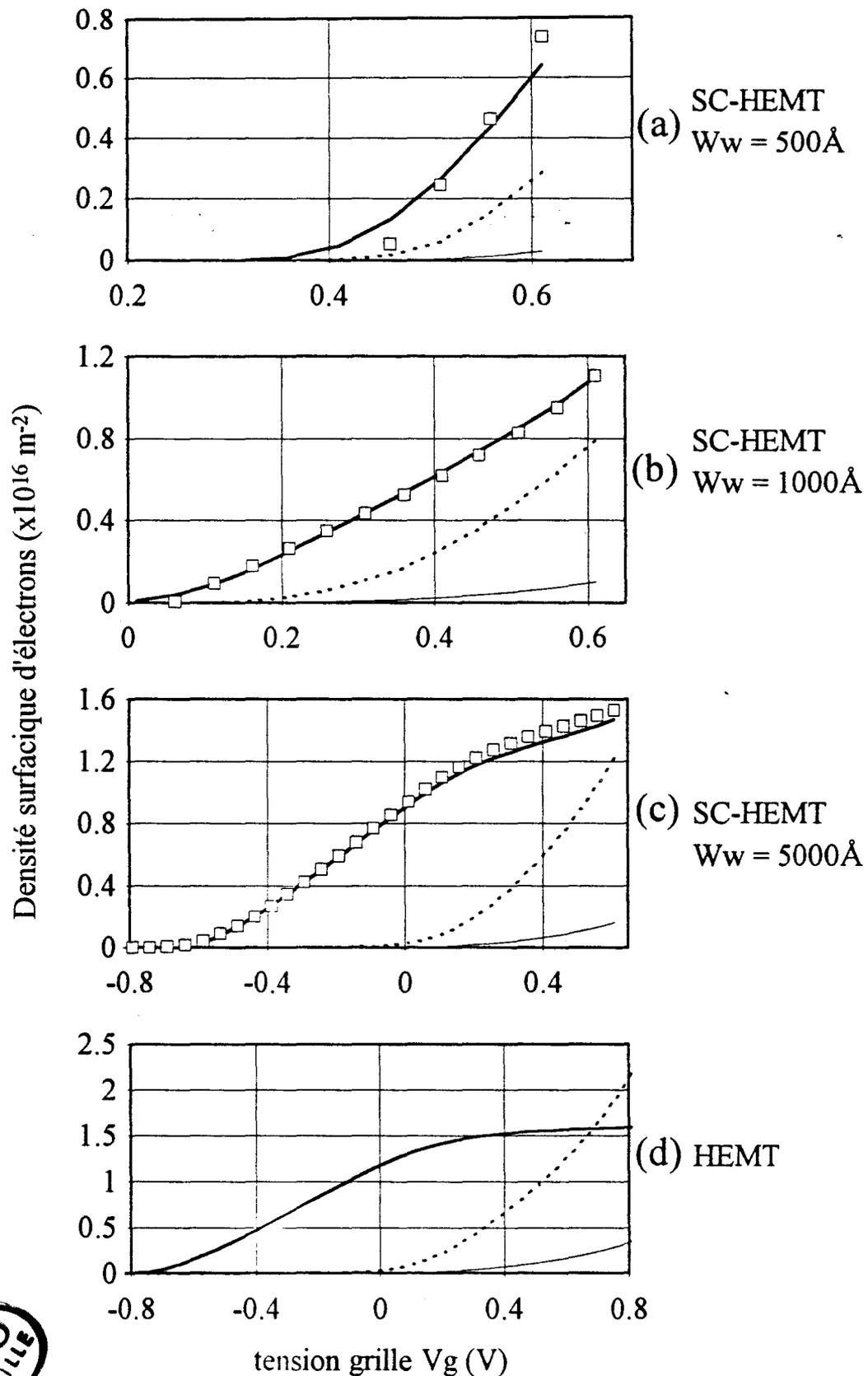


Fig. 12 : Densités surfaciques d'électrons  $n_0$  (trait plein),  $n_1$  (trait fin) et  $N_d - N_d^+$  (trait pointillé). Les valeurs du HEMT sont aussi représentées. L'évolution suivant l'expression analytique est aussi donnée (motifs carrés).

### II.3.2.4. Densités surfaciques d'électrons

La commande de charges d'un HEMT est basée sur un paramètre important: la densité surfacique d'électrons de la couche d'accumulation GaInAs, exprimée communément par  $N_s$ . En ce qui concerne la couche de GaAlAs, la densité d'électrons libres est notée  $N_l$ . Ces deux grandeurs sont les paramètres de base à une détermination des caractéristiques électriques du transistor (figure 12.d).

Dans le cas d'un SC-HEMT, on peut calculer une densité d'électrons libres pour les différentes couches de GaInAs et de GaAlAs de la manière suivante:

$$n_0^{1D} = \int_{W_w} n_0^{2D}(y) dy \quad (30)$$

$$n_1^{1D} = \int_{W_w} n_1^{2D}(y) dy \quad (31)$$

Le terme  $n_0^{1D}$  (respectivement  $n_1^{1D}$ ) nous donne la densité linéique d'électrons libres de la couche de GaInAs (resp GaAlAs) pour un SC-HEMT de largeur  $W_w$ .

Pour permettre une comparaison plus aisée avec les densités surfaciques  $N_s$  et  $N_l$  du HEMT, on peut facilement les calculer pour le SC-HEMT comme ci-dessous :

$$n_0 = \frac{n_0^{1D}}{W_w} \quad (32)$$

$$n_1 = \frac{n_1^{1D}}{W_w} \quad (33)$$

L'évolution de ces grandeurs en fonction du potentiel de grille appliqué est représentée figures 12.a-c et ceci pour diverses dimensions  $W_w$ . On peut observer des

évolutions particulièrement différentes suivant la largeur du canal  $W_w$ . Pour  $W_w = 5000 \text{ \AA}$  (figure 12.c) l'évolution se rapproche de celle d'un HEMT (figure 12.d). La courbe de  $n_0$  en fonction de  $V_g$  se décompose en deux zones [21] : l'une pratiquement linéaire en  $V_g$  et l'autre où les valeurs de  $n_0$  tendent à présenter une saturation. De plus le pincement du canal a lieu pour un  $V_g$  d'environ  $-0.7 \text{ V}$ , qui est une valeur similaire de celle du HEMT (figure 12.d).

Pour des valeurs de  $W_w = 500 \text{ \AA}$  et  $1000 \text{ \AA}$  (figures 12.a-b), les évolutions sont très différentes. Il n'y a pas de zone de saturation, en effet la densité d'électrons  $n_0$  augmente continuellement. A potentiel de grille identique ( $V_g = 0.6 \text{ V}$ ), les valeurs maximales sont aussi différentes suivant la largeur  $W_w$ .

Les tensions de pincement  $V_p$  sont fortement affectées par la réduction des dimensions latérales. D'un transistor "normally-on" (HEMT ou  $W_w = 5000 \text{ \AA}$ ), la tension de pincement  $V_p$  augmente continuellement avec la réduction de la largeur  $W_w$  jusqu'à l'obtention de structures "normally off" ( $W_w = 500 \text{ \AA}$  et  $1000 \text{ \AA}$ ).

Tous ces phénomènes traduisent des mécanismes de commande des électrons d'un SC-HEMT différents de ceux connus avec les structures HEMT. Ceux-ci peuvent s'expliquer simplement par la présence des électrodes latérales qui induisent une commande supplémentaire des électrons. Dans un HEMT, les électrons sont commandés suivant la direction verticale par l'électrode de grille. Dans le cas du SC-HEMT, les électrons subissent aussi l'influence du champ électrique latéral. Ceci est d'autant plus vrai que la largeur du canal  $W_w$  est petite.

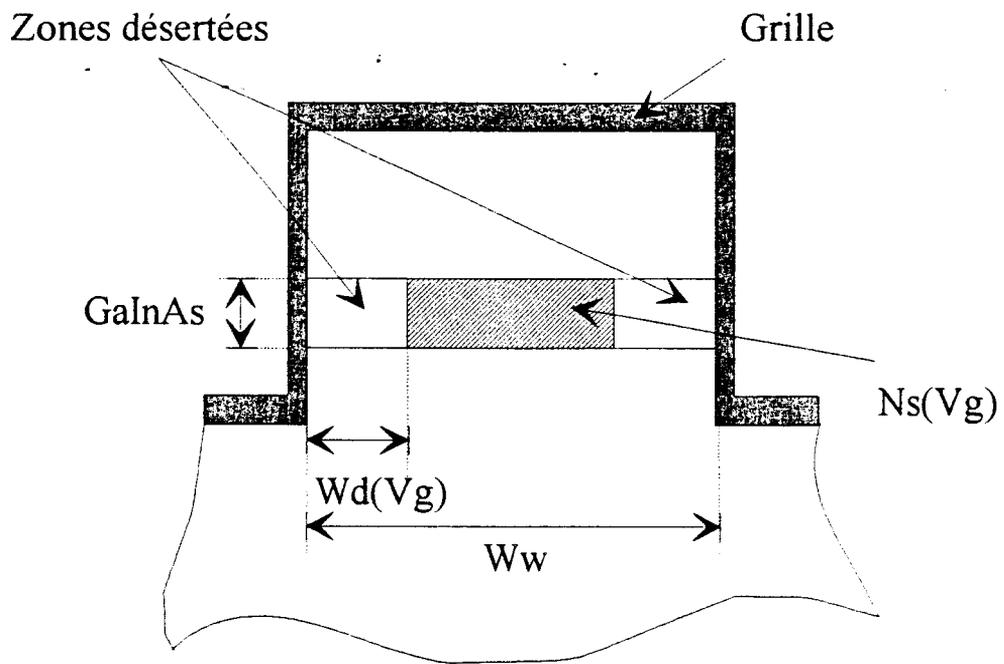


Fig. 13 : Représentation du modèle analytique.



### II.3.2.5. Approximation analytique

Lorsqu'un potentiel est appliqué sur les électrodes latérales, un champ électrique latéral repousse les électrons. Ainsi deux zones désertées apparaissent le long des électrodes verticales. Ceci est cohérent avec les observations des densités surfaciques d'électrons des figures 10.a-c.

On suppose que pour un canal de largeur quelconque  $W_w$  la densité surfacique  $N_s$  liée à la commande verticale est identique à celle d'un HEMT au même  $V_g$ , et se retrouve sur une largeur  $W_w - 2W_d$  (figure 13).  $W_d$  représente la dimension latérale désertée par les électrons. Ainsi peut-on aisément déduire la densité linéique d'électrons pour un SC-HEMT de largeur  $W_w$  comme suit:

$$n_0^{1D} = N_s (W_w - 2W_d) \quad (34)$$

Dans cette expression  $n_0^{1D}$ ,  $N_s$  et  $W_d$  sont dépendants du potentiel de grille  $V_g$  appliqué.

En supposant que la densité surfacique d'électrons  $N_s$  est uniforme sur l'épaisseur  $t_{In}$  de la couche de GaInAs, la densité volumique est alors  $\frac{N_s}{t_{In}}$ . De cette manière les dimensions latérales  $W_d$  des zones désertées peuvent se mettre sous la forme de:

$$W_d = \alpha \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_b - V_g)t_{In}}{qN_s}} \quad (35)$$

où  $\varepsilon$  représente la permittivité diélectrique de la couche GaInAs et  $V_b$  la hauteur de la barrière Schottky sur GaInAs.  $\alpha$  symbolise les effets combinés des commandes verticale et latérale.

Afin de traduire la dépendance de la densité d'électrons  $N_s$  du HEMT en fonction de la tension de grille, on peut utiliser les expressions suivantes [21]:

$$N_s = \frac{C_s}{q} (V_g - V_{th}) \quad V_{th} \leq V_g < V_{sat} \quad (36)$$

$$N_s = N_s \max \quad V_g \geq V_{sat} \quad (37)$$

A partir des équations (34-37,32), la densité surfacique d'électrons de la couche de GaInAs a été calculée en fonction de  $V_g$  pour différents  $W_w$ . Les paramètres de calcul sont:  $N_s = 1.68 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ,  $C_s = 3 \cdot 10^{-3} \text{ F/ m}^2$ ,  $V_{th} = -0.68 \text{ V}$ ,  $V_{sat} = 0.3 \text{ V}$ .

Les évolutions de  $n_0$  sont données figure 12, et comparées avec les résultats obtenus par notre modèle auto-cohérent. On constate des évolutions similaires entre le modèle analytique et nos calculs issus de la résolution auto-cohérentes de Fermi-Poisson. Le paramètre  $\alpha$  est de 2.1 pour les structures de largeur  $W_w \geq 1000 \text{ \AA}$ . Pour des dimensions plus basses, il est peu différent ( $\alpha = 1.8$  pour  $W_w = 500 \text{ \AA}$ ).

Notre modèle analytique traduit bien les effets d'une commande de charges bidimensionnelle résultant du contrôle latéral et vertical des électrons, qui sont l'un et l'autre plus ou moins prédominants suivant la largeur  $W_w$  du canal. Ainsi, pour une largeur élevée (ex :  $5000 \text{ \AA}$ ), les zones désertées  $W_d$  restent négligeables devant la largeur  $W_w$  du canal, et le comportement du SC-HEMT est similaire à celui du HEMT. Par contre pour une largeur  $W_w$ , plus faible (ex:  $500 \text{ \AA}$ ), la commande de charges est très éloignée de celle d'un HEMT, étant donné que les dimensions des zones désertées  $W_d$  sont comparables à la largeur du canal  $W_w$ . Les évolutions de  $n_0^{1D}(y)$  représentées figures 10.a-d confirment ces observations. Pour  $W_w = 5000 \text{ \AA}$  (figure 10.d), les courbes  $n_0^{1D}(y)$  présentent des plateaux larges, dont la valeur est

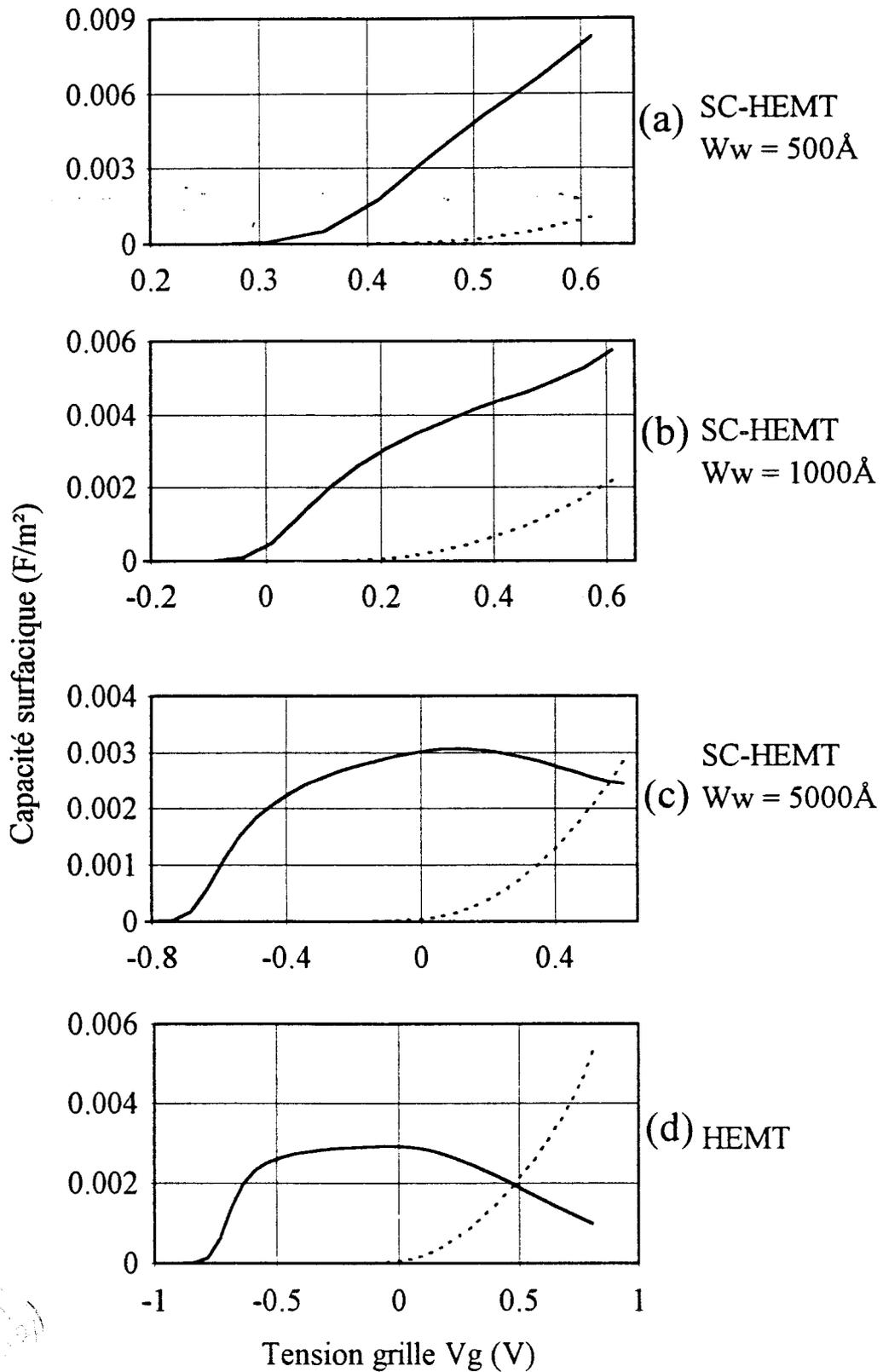


Fig. 14 : Capacités surfaciques hyperfréquences dues aux charges de la couche GaAlAs (C1, trait pointillé) et GaInAs (C0, trait plein) en fonction de la tension grille  $V_g$  pour différentes largeurs  $W_w$ .

égale à celle obtenue avec le HEMT ( $N_2$ ). Par contre pour  $W_w = 500 \text{ \AA}$  (figure 10.a), on ne trouve plus de plateau, la commande de charges est fortement bidimensionnelle.

### II.3.2.6 Evolution de la capacité de grille

#### II.3.2.6.1 Résultats du calcul

Une deuxième grandeur importante est la capacité de grille, qui provient de la variation suivant un signal hyperfréquence des densités de charges dans les couches de GaInAs et de GaAlAs. Pour un SC-HEMT, on peut aboutir à ces grandeurs par:

$$C_0 = q \frac{dn_0}{dv_g} \quad (38)$$

$$C_1 = q \frac{dn_1}{dv_g} \quad (39)$$

$C_0$  et  $C_1$  représentent respectivement les capacités surfaciques induites par les électrons du GaInAs de densité surfacique  $n_0$  et du GaAlAs de densité  $n_1$ .

Dans ces expressions,  $V_g$  représente l'amplitude du signal hyperfréquence pris autour du potentiel statique  $V_g$ . La capacité totale de grille est aisément définie par  $C_g = C_0 + C_1$ . Ces grandeurs sont comparées avec le résultat obtenu dans le cas du HEMT (figure 14.a-d). Il est bien connu que la capacité  $C_0$  du HEMT présente un plateau, qui résulte du contrôle des électrons du gaz bidimensionnel [21-22]. De plus, lorsque les charges du matériau à grand gap commencent à être commandées, cette capacité  $C_0$  décroît fortement. La valeur maximale  $C_0$  est de  $3 \cdot 10^{-3} \text{ F/m}^2$ .

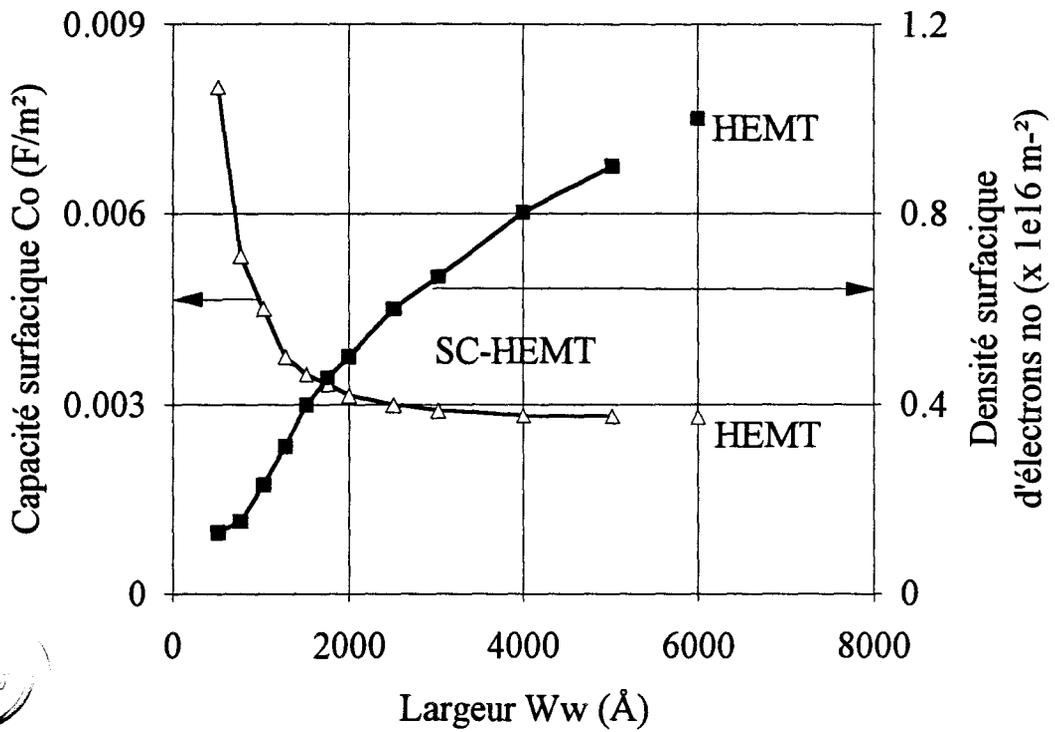


Fig. 15 : Evolution des capacités surfaciques  $C_o$  pour une densité d'électrons  $n_o$  constante (motifs triangulaires), et des densités d'électrons  $n_o$  pour une capacité surfacique  $C_o$  constante (motifs carrés).

## Chapitre II

Dans le cas des structures SC-HEMT de largeur  $W_w = 500 \text{ \AA}$  et  $1000 \text{ \AA}$ , l'évolution des capacités est différente. Pour la structure de largeur  $1000 \text{ \AA}$ , la capacité augmente continuellement et aucun plateau n'est observé. En outre des valeurs supérieures à celles obtenues avec le HEMT sont atteintes pour  $V_g$  supérieur à  $0.2 \text{ V}$ . A titre de comparaison avec le HEMT, on obtient une valeur deux fois plus grande ( $6 \cdot 10^{-3} \text{ F/m}^2$ ) pour cette largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ . Cet effet est d'autant plus marqué que la largeur  $W_w$  diminue, et dans le cas de  $W_w = 500 \text{ \AA}$ , on obtient une valeur maximale d'environ  $8.5 \cdot 10^{-3} \text{ F/m}^2$ .

Nous avons représenté la capacité  $C_0$  pour une densité d'électrons  $n_0$  identique de  $6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$  et ceci pour des largeurs  $W_w$  variant de  $500 \text{ \AA}$  à  $5000 \text{ \AA}$  (figure 15). Ainsi pour une même valeur de densité d'électrons libres (ce qui pourra être ramené par la suite à un courant) nous avons des variations de densité, autour de ce point statique, supérieures dans le cas des SC-HEMTs de petite largeur aux valeurs du HEMT. Nous avons une commande des charges du SC-HEMT plus efficace que celle du HEMT. Cette amélioration provient du contrôle latéral du gaz bidimensionnel. Sur la même figure (figure 15), la densité d'électrons  $n_0$  du GaInAs est représentée pour une capacité  $C_0$  constante de  $3 \cdot 10^{-3} \text{ F/m}^2$  correspondant à la valeur maximale prise par la grandeur  $C_0$  du HEMT. La densité  $n_0$  du 2DEG du HEMT est d'environ  $10^{16} \text{ m}^{-2}$  et descend à  $3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$  pour le SC-HEMT. La grandeur  $n_0$  étant reliée au courant drain source  $I_{ds}$  du transistor, et la variation  $\frac{dn_0}{dv_g}$  ( $\approx C_0$ ) à des paramètres du schéma dynamique tel que la transconductance [23], ces résultats laissent supposer que nous pouvons obtenir en utilisant une structure SC-HEMT des performances hyperfréquences supérieures (transconductance plus grande), qui s'accompagnent d'une consommation de courant moindre. Ainsi un état de fonctionnement équivalent à celui d'un HEMT, peut être obtenu avec une consommation de puissance réduite (polarisation plus faible).

**II.3.2.6.2 Approximation analytique**

Nous avons remarqué des évolutions différentes des capacités  $C_0$  entre le HEMT et le SC-HEMT. La différence est plus marquée pour les structures SC-HEMT de faible largeur  $W_w$ . Ainsi il serait très commode de donner une expression analytique approchée de  $C_0$ , afin de mieux interpréter ces résultats. En utilisant les expressions (34-38), on peut aboutir aux expressions suivantes :

$$C_0 = C_s \left( 1 + \frac{W_1}{W_w} \left( \frac{W_1}{W_d} - \frac{W_d}{W_1} \right) \right) \quad V_{psc} < V_g \leq V_{g1} \quad (40)$$

$$C_0 = C_s \frac{W_1^2}{W_w W_d} \quad V_g > V_{g1} \quad (41)$$

avec 
$$W_1 = \alpha \sqrt{\frac{2\epsilon t_{in}}{C_s}} \quad (42)$$

Dans ces expressions  $V_{psc}$  est la tension de pincement du SC-HEMT. Les valeurs numériques pour  $\alpha \approx 2$ ,  $C_s = 3 \cdot 10^{-3}$  F/ m<sup>2</sup> conduisent à  $W_1 \approx 520$  Å. La dépendance de  $C_0$  à l'inverse de la largeur  $W_w$  du canal confirme les observations faites précédemment sur la figure 15. Plus la largeur  $W_w$  diminue et plus l'efficacité de commande de charges augmente. Enfin si la largeur  $W_w$  est très grande, on retrouve une évolution de  $C_0$  du SC-HEMT similaire à celle d'un HEMT.

Des équations (40-41), on peut donc vérifier que la capacité surfacique  $C_0$  du SC-HEMT peut être plus élevée que celle du HEMT  $C_s$ , surtout dans le cas où les dimensions latérales  $W_d$  sont petites (40), c'est-à-dire pour des potentiels de grille élevés (equation (35)).

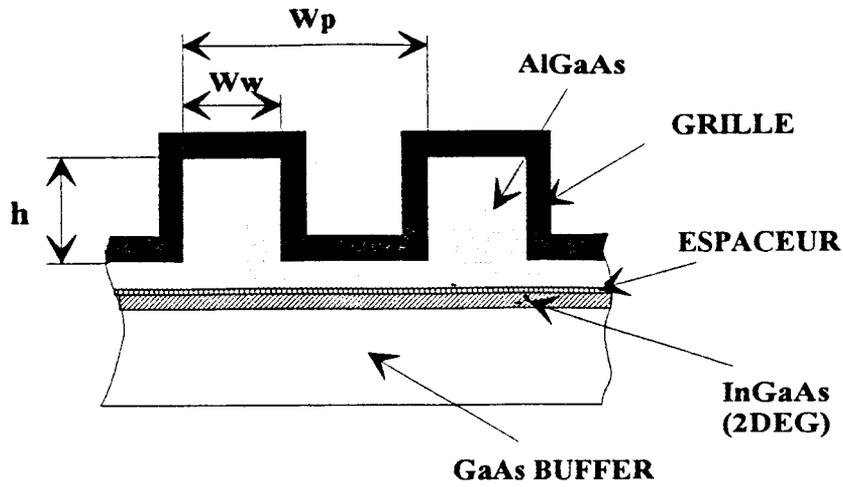
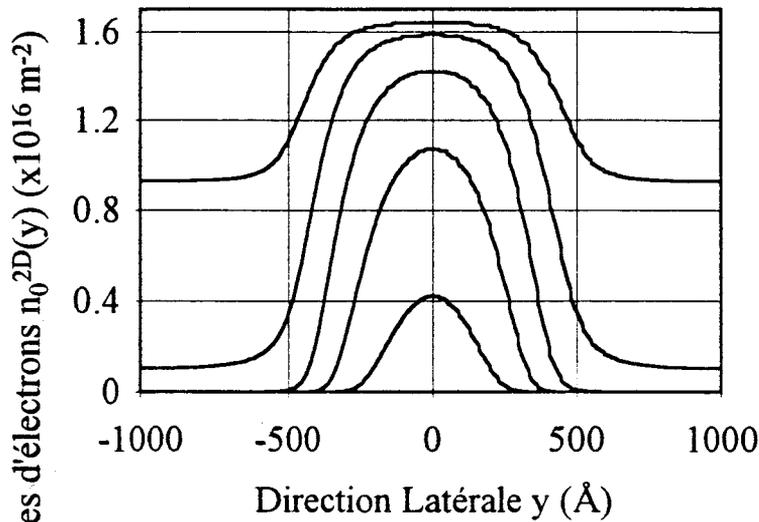
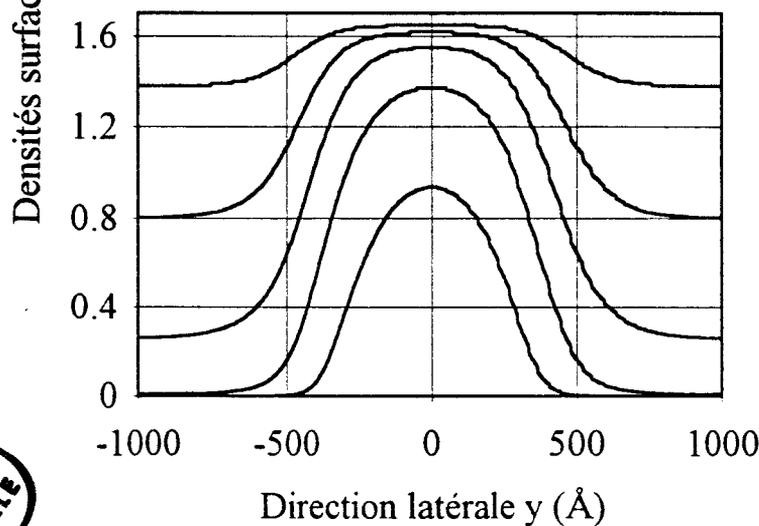


Fig. 16 : SC-HEMT pseudomorphique "peu profond" ( $h < t_{Al}$ )



$W_w = 1000 \text{ \AA}$   
 $W_p = 2000 \text{ \AA}$   
 $h = 250 \text{ \AA}$   
 $t_{Al} = 300 \text{ \AA}$   
 (a)  $V_{gmax} = 0.6 \text{ V}$   
 $V_{gpas} = -0.2 \text{ V}$



$W_w = 1000 \text{ \AA}$   
 $W_p = 2000 \text{ \AA}$   
 $h = 150 \text{ \AA}$   
 $t_{Al} = 300 \text{ \AA}$   
 (b)  $V_{gmax} = 0.6 \text{ V}$   
 $V_{gpas} = -0.2 \text{ V}$



Fig. 17 : Densités surfaciques d'électrons de la couche GaInAs suivant l'axe  $Oy$  en fonction de  $V_g$  pour différentes hauteurs  $h$  ( $h < t_{Al}$ ).

## II.3.3 EVOLUTION DE LA COMMANDE DE CHARGES SUIVANT DES PARAMETRES GEOMETRIQUES ET DE COUCHE

### II.3.3.1 Paramètres géométriques

Nous avons vu que la commande de charges du SC-HEMT présentait des évolutions différentes suivant la largeur  $W_w$  du canal. Un autre paramètre important est la hauteur  $h$  du canal, qui est dépendante du procédé technologique de fabrication. Nous avons présenté précédemment une structure dont le contact Schottky descendait bien au-delà du canal conducteur GaInAs et était ainsi déposé sur le buffer GaAs (figure 7). Une telle structure permet un confinement des électrons sur une très faible largeur. Mais qu'advient-il de ce confinement latéral lorsque le contact de grille est déposé sur la couche GaAlAs (figure 16) ?

Une telle structure est tout à fait intéressante car l'électrode de grille est cette fois déposée sur la couche de GaAlAs, qui offre un contact Schottky d'assez bonne qualité [24]. Nous avons donc calculé la commande de charges pour diverses hauteurs  $h$  du canal. La couche est de type pseudomorphique, et identique à celle utilisée précédemment (figure 5). La largeur  $W_w$  est de 1000 Å.

Les différents calculs ont été effectués pour des hauteurs  $h = 150, 200$  et  $250$  Å, et ceci avec une épaisseur de GaAlAs dopée  $t_{Al} = 300$  Å et un espaceur  $t_{sp} = 20$  Å. Ainsi l'épaisseur de GaAlAs dans les zones situées entre les canaux est égale à  $(t_{Al}+t_{sp})-h$  (170 Å, 120 Å et 70 Å).

La figure 17.a nous donne un aperçu de la répartition des charges suivant l'axe  $oy$  dans la couche de GaInAs pour une hauteur  $h = 250$  Å. L'origine de l'axe  $oy$  est prise au centre du canal. Dans la zone du canal, nous pouvons constater que les électrons du GaInAs subissent l'effet de la commande latérale, bien que notre contact Schottky ne soit pas déposé directement

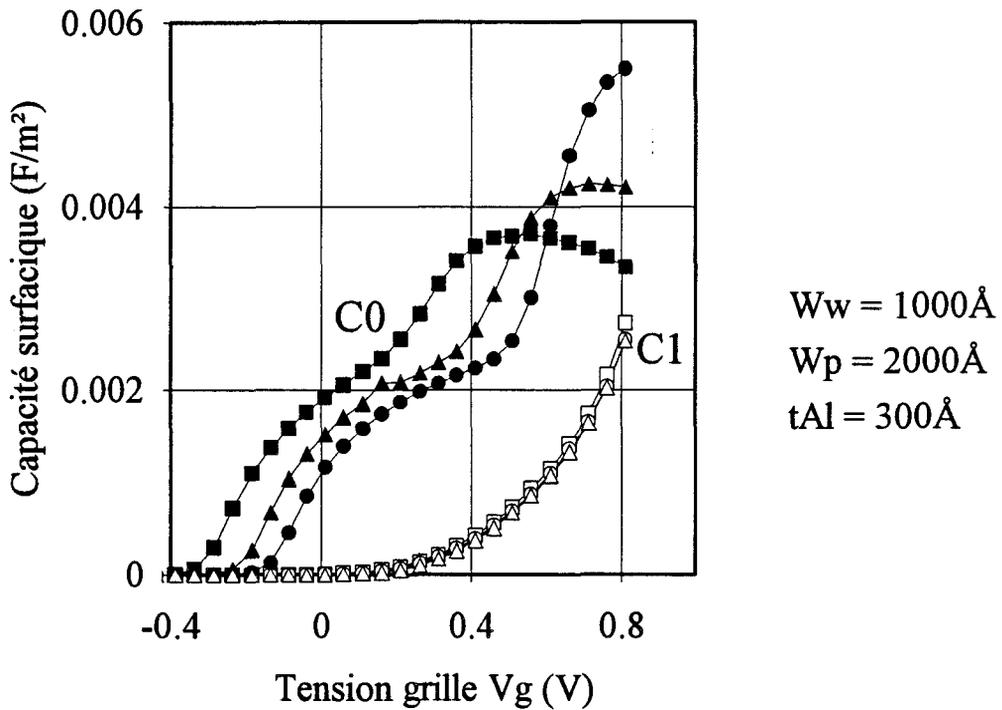


Fig. 18 : Evolution des capacités linéiques en fonction de la tension grille V<sub>g</sub> pour h = 150 Å (motifs carrés), 200 Å (motifs triangulaires) et 250 Å (motifs ronds) .

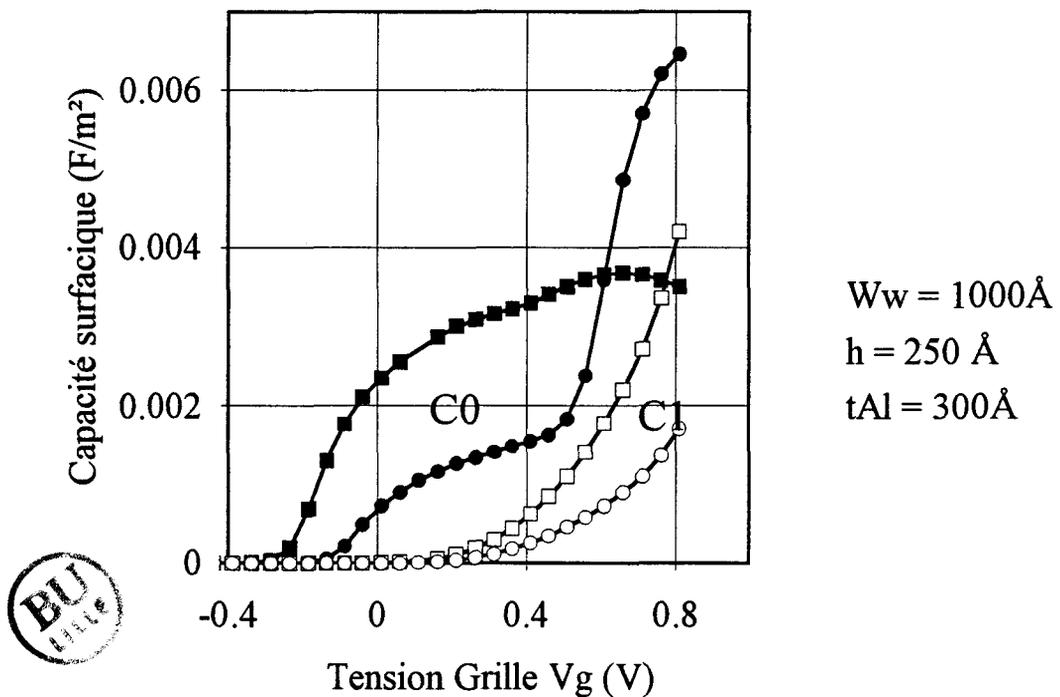


Fig. 19 : Evolution des capacités surfaciques en fonction de la tension grille V<sub>g</sub> pour W<sub>c</sub> = 200 Å (motifs carrés) et W<sub>c</sub> = 2000 Å (motifs ronds).

sur cette couche. Pour un potentiel  $V_g = 0.2$  V, nous obtenons une valeur de densité d'électrons supérieure à  $6.10^{15}$  m<sup>-2</sup> sur une largeur d'environ 750 Å. Plus le potentiel de grille  $V_g$  décroît, et plus la densité d'électrons et la largeur effective du canal diminuent. Ces constatations confirment le fait que le confinement latéral des électrons, à l'aide d'une structure "peu profonde", est possible. La structure présentant une hauteur  $h$  de 150 Å (Figure 17b) donne une densité d'électrons libres supérieure à  $6.10^{15}$  m<sup>-2</sup> sur une largeur d'environ 1000 Å pour  $V_g = 0.2$  V. Le confinement latéral s'obtient aussi bien avec une hauteur  $h$  de 150 Å ou 250 Å, et avec un décalage du potentiel de commande  $V_g$ . Ce confinement latéral est relié au potentiel électrostatique, engendré par le potentiel  $V_g$  appliqué sur le contact de grille situé dans les zones comprises entre les canaux.

Lorsque le potentiel  $V_g$  est suffisamment élevé, les électrons du canal GaInAs situés dans l'espace  $W_p-W_w$  entre deux canaux (figure 16) sont aussi commandés, tout comme dans le cas d'une commande de charge d'un HEMT d'épaisseur de GaAlAs faible (resp 170 et 70 Å pour  $h = 150$  Å et 250 Å).

Les capacités linéiques dues aux charges du canal GaInAs et de la couche GaAlAs ont été calculées. Elles sont représentées en fonction du potentiel de grille appliqué pour  $h = 150$  Å, 250 Å et  $W_p-W_w = 1000$  Å (figure 18). Ces grandeurs sont aussi données figure 19 pour  $h = 250$  Å,  $W_c = 200$  Å et 2000 Å. En général, les variations des capacités dues aux électrons du GaInAs présentent deux régions : une région de  $V_g$  faible où seuls les électrons sous le canal (zone  $W_w$ ) sont commandés, et une région où l'on commence à commander les charges issues des zones situés entre ces canaux (zone  $W_p-W_w$ ), et qui symbolisent un effet HEMT (couche de GaAlAs  $t_{Al}+t_{sp}-h$ ). Ceci est cohérent avec les constatations effectuées précédemment sur les figures 17.a et 17.b. Si la grandeur ( $W_p-W_w$ ) est diminuée, l'effet HEMT s'estompe. C'est ce qu'on peut observer en comparant les courbes de la figure 18. Pour  $W_p-W_w = 200$  Å, l'effet HEMT est faiblement perçu, par contre lorsque  $W_p-W_w$  est égale à 1000Å, on a une forte augmentation de capacité pour les tensions de grille élevées.

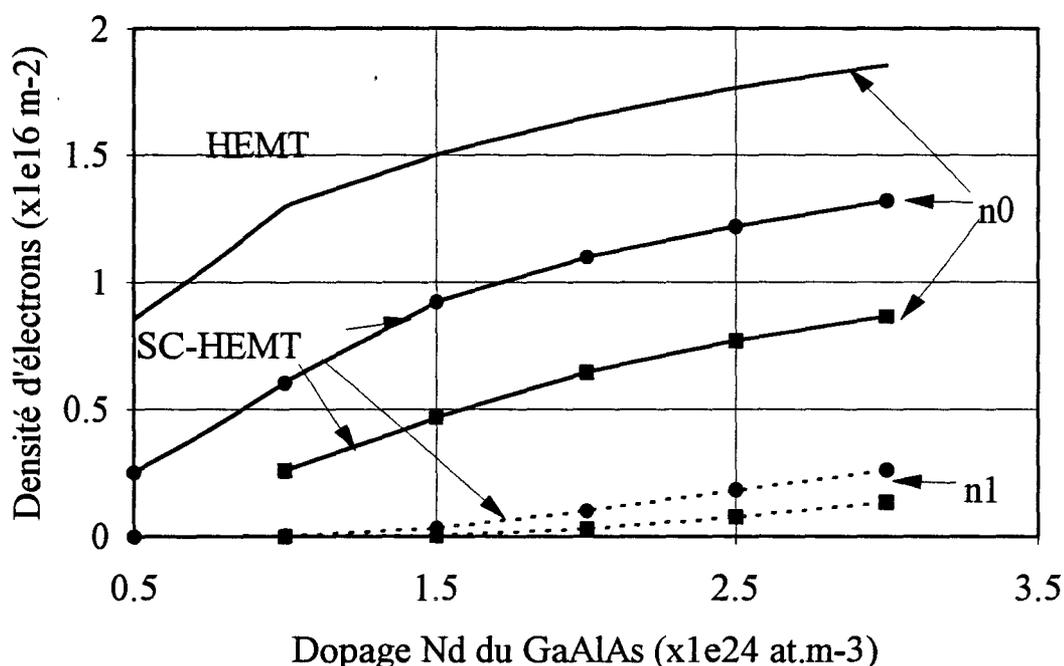


Fig. 20 : Evolution des densités d'électrons pour la couche de GaInAs ( $n_0$ ) et de GaAlAs ( $n_1$ ) pour la structure HEMT et pour des SC-HEMTs de largeur  $W_w=500\text{\AA}$  (motifs carrés) et  $1000\text{\AA}$  (motifs ronds) en fonction du dopage Nd de la couche de GaAlAs .

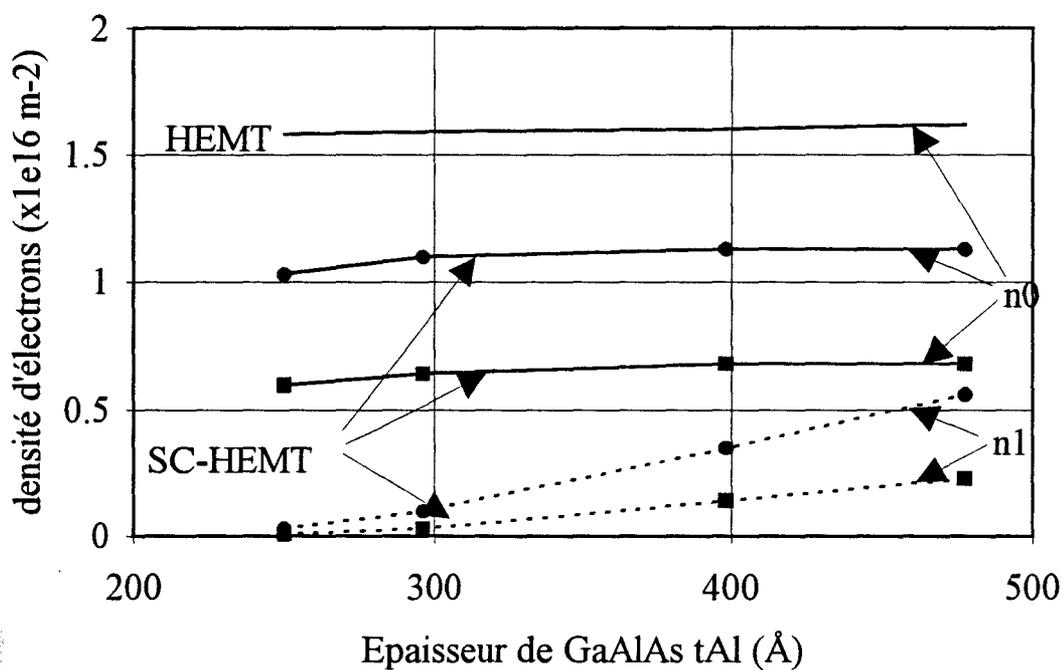


Fig. 21 : Evolution des densités d'électrons pour la couche de GaInAs ( $n_0$ ) et de GaAlAs ( $n_1$ ) pour la structure HEMT et pour des SC-HEMTs de largeur  $W_w=500\text{\AA}$  (motifs carrés) et  $1000\text{\AA}$  (motifs ronds) en fonction de l'épaisseur  $t_{Al}$  de GaAlAs.



On peut aussi remarquer que la tension de pincement diminue lorsque la hauteur  $h$  est réduite ( $V_p = -0.45$  V et  $0.2$  V pour resp  $h = 150$  Å et  $250$  Å). Ces tensions de pincement sont aussi à comparer avec la structure de hauteur  $h = 500$  Å qui était d'environ  $0$  V.

Pour la structure  $h = 250$  Å,  $W_p - W_w = 200$  Å, la capacité surfacique ramenée a une dimension  $W_w = 1000$  Å est de  $4 \cdot 10^{-3}$  F/m<sup>2</sup> à  $V_g = 0.4$  V (figure 19). Dans le cas où la hauteur était de  $500$  Å cette valeur était de  $4.5 \cdot 10^{-3}$  F/m<sup>2</sup> à la même tension. Ces grandeurs proches prouvent que l'effet latéral influe aussi sur l'efficacité de commande des électrons dans une telle structure. Toutefois, cette structure présente l'inconvénient de moduler fortement les charges du matériau à petit gap (GaAlAs), ce qui va induire des effets néfastes sur les performances hyperfréquences du composant [25].

### II.3.3.2. Paramètres liés à la couche

#### II.3.32.1. Dopage et épaisseur de la couche de GaAlAs

Le dopage de la couche GaAlAs est un paramètre fondamental car il détermine dans le cas d'un HEMT la densité du gaz bidimensionnel, et il influe également sur des paramètres du transistor, tels que la tension de pincement  $V_p$  ( $\approx \frac{qN_d t_{Al}^2}{2\epsilon}$ ) (figure 24).

Ainsi pour une variation de  $N_d$  de  $10^{24}$  à  $3 \cdot 10^{24}$  at/m<sup>3</sup>, la densité maximum du 2DEG  $n_0$  subit une variation de  $1.3 \cdot 10^{16}$  m<sup>-2</sup> à  $1.86 \cdot 10^{16}$  m<sup>-2</sup> (figure 20). Par contre la capacité surfacique maximale  $C_0$  due au 2DEG reste constante (espaceur  $t_{sp} = 20$  Å,  $t_{Al} = 300$  Å,  $x = 0.19$ ,  $y = 0.23$ ) (Figure 22). Toutefois la valeur du dopage  $N_d$  est limitée d'un point de vue technologique, et de même qu'un dopage trop fort peut provoquer le claquage de la jonction Schottky ou tout au moins dégrader la qualité de cette jonction (coefficient d'idéalité  $\eta$  et mauvais potentiel de built-in).

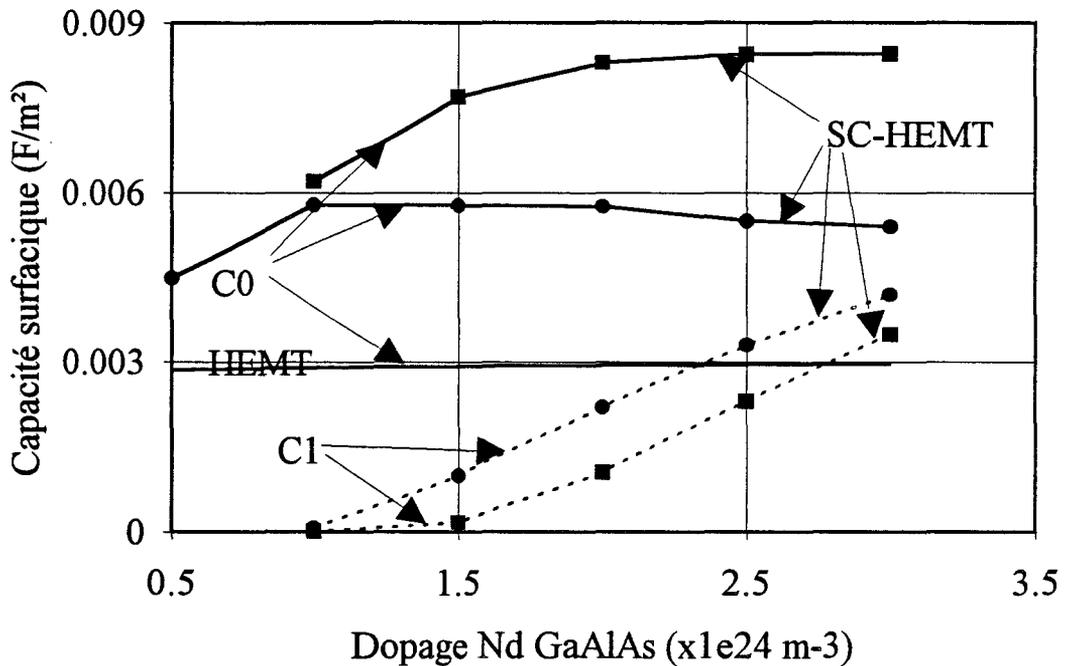


Fig. 22 : Evolution des capacités dues aux électrons de la couche de GaInAs (C0) et de GaAlAs (C1) pour la structure HEMT et pour des SC-HEMTs de largeur  $W_w=500\text{\AA}$  (motifs carrés) et  $1000\text{\AA}$  (motifs ronds) en fonction de dopage Nd du GaAlAs.

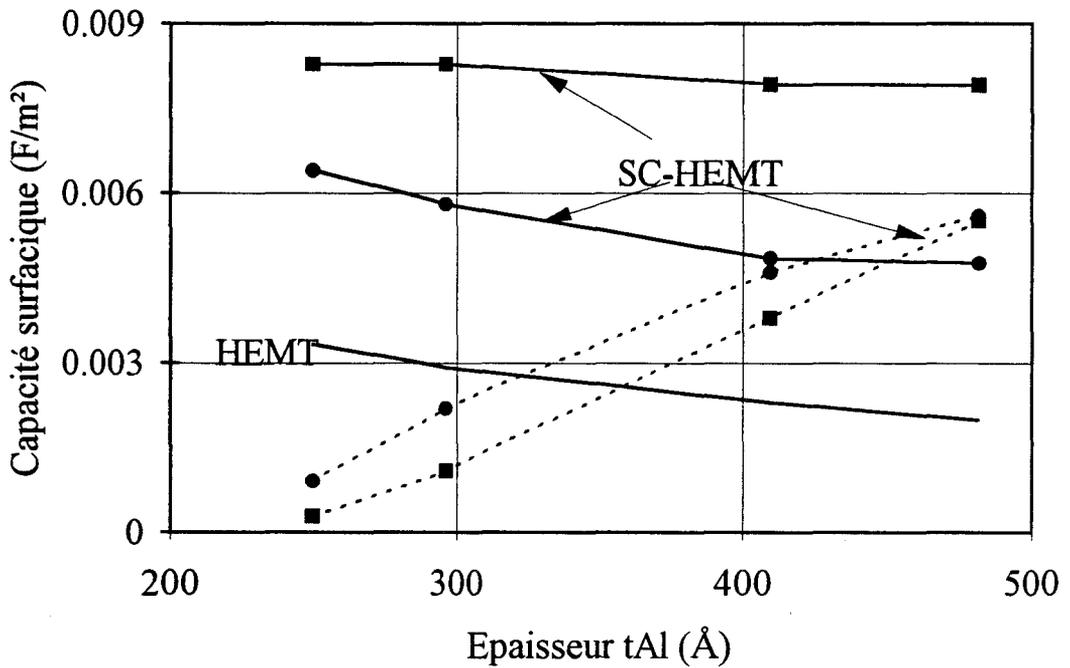


Fig. 23 : Evolution en fonction de l'épaisseur de GaAlAs, des capacités C0 (traits continus) et C1 (traits discontinus) dues respectivement aux charges du GaInAs et GaAlAs. La largeur du SC-HEMT est  $500\text{\AA}$  (motifs carrés) et  $1000\text{\AA}$  (motifs ronds)



Les calculs des lois de commande de charges du SC-HEMT ont été effectués pour les valeurs de dopage  $N_d$  et pour deux largeurs  $W_w = 500 \text{ \AA}$  et  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ . Les grandeurs maximales ont été prises pour un potentiel de grille  $V_g = 0.6 \text{ V}$ , étant donné que les valeurs  $n_0$  et  $C_0$  augmentent continuellement en fonction de  $V_g$ . En ce qui concerne les densités maximales  $n_0$ , leurs évolutions en fonction de  $N_d$  sont similaires à celle du HEMT. Pour le SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , pour un  $N_d$  variant de  $10^{24} \text{ at/m}^3$  à  $3 \cdot 10^{24} \text{ at/m}^3$ , le  $n_0$  maximal varie de  $6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$  à  $1.32 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  (figure 20). Comme pour un HEMT, une augmentation du dopage  $N_d$  engendre un transfert plus important d'électrons dans le puits GaInAs. Si on revient au modèle analytique de densité de charges  $n_0$  (équation 34-35), une densité de charges  $N_s$  du 2DEG initial plus importante donne pour le SC-HEMT des densités  $n_0$  plus grandes (34). De plus, cette densité  $n_0$  maximale augmente plus rapidement avec le dopage  $N_d$  dans le cas du SC-HEMT, car les zones latérales désertées en électrons sont de plus petites dimensions ( $W_d \approx \frac{1}{\sqrt{N_s}}$ ). Ainsi pour le SC-HEMT de  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , une majoration de près de 120 % du  $n_0$  maximale est obtenue pour un  $N_d$  variant de  $10^{24}$  à  $3 \cdot 10^{24} \text{ at/m}^3$ , alors qu'elle n'est que de 43 % pour le HEMT (figure 20).

Les capacités  $C_0$  évoluent de la même manière pour les trois structures en fonction du taux de dopage  $N_d$ , mais avec un décalage en fonction de ce dernier (figure 22). L'efficacité de commande de charges étant liée à une valeur de  $C_0$  élevée, il est important de noter les valeurs de dopage pour lesquelles la capacité  $C_0$  décroît. Pour le SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , ( $C_0$  grand),  $N_d$  doit rester supérieur à environ  $10^{24} \text{ at/m}^3$  et à environ  $2 \cdot 10^{24} \text{ at/m}^3$  pour la structure de largeur  $W_w = 500 \text{ \AA}$ . Les capacités  $C_1$  correspondant à la fluctuation des charges du GaAlAs prennent des valeurs élevées pour les forts dopages  $N_d$  (figure 22). Cette grandeur  $C_1$  doit rester petite devant la capacité  $C_0$  du matériau à petit gap, et ceci afin d'éviter une dégradation trop importante de la fréquence de coupure du composant [25]. Les tensions de pincement (figure 24) présentent des évolutions différentes suivant les structures HEMT et SC-HEMT. Pour le HEMT, cette tension varie fortement avec  $N_d$ , tandis que dans le cas des

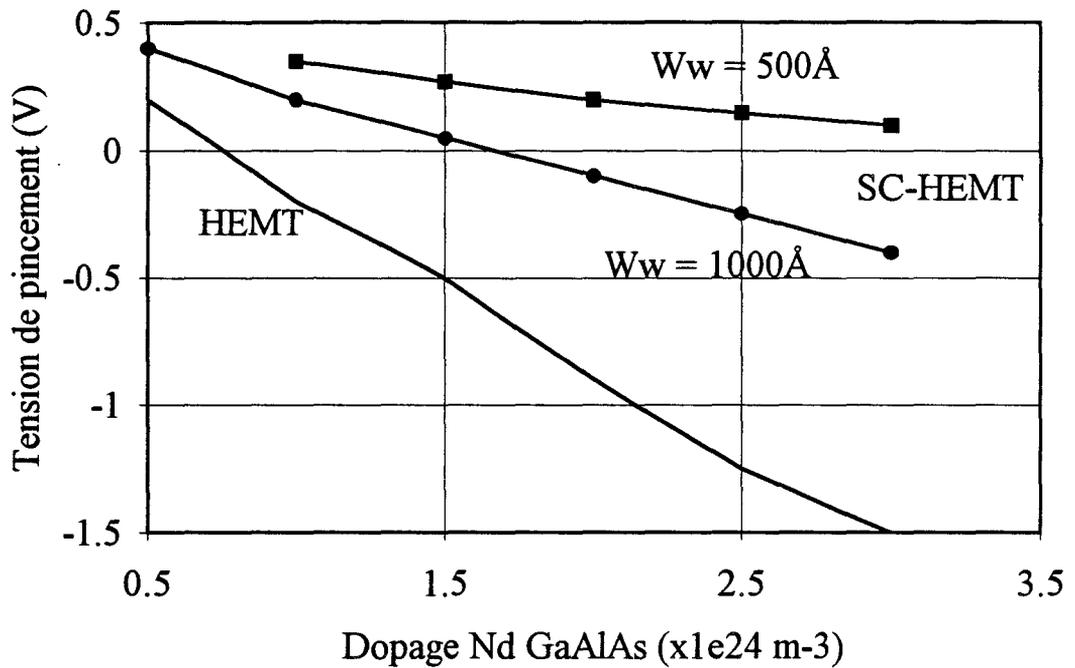


Fig. 24 : Evolution de la tension de pincement en fonction du dopage Nd de la couche de GaAlAs pour un HEMT et des SC-HEMTs de largeur  $W_w=500\text{\AA}$  et  $1000\text{\AA}$ .

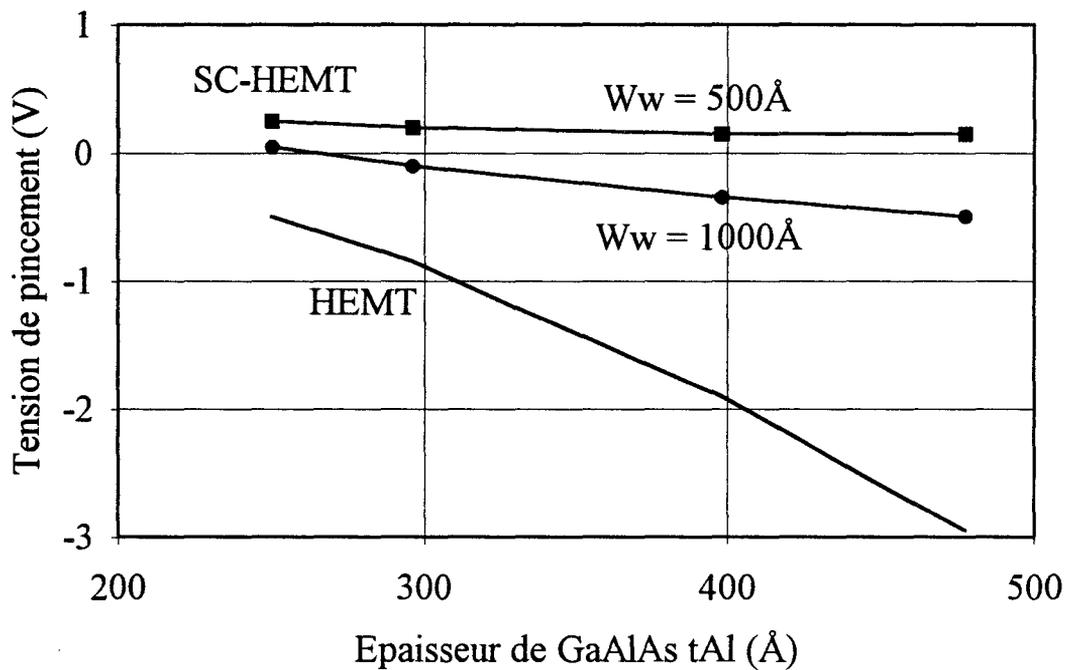


Fig. 25 : Evolution de la tension de pincement en fonction de l'épaisseur  $t_{Al}$  de GaAlAs pour un HEMT et des SC-HEMTs de largeur  $W_w=500\text{\AA}$  et  $1000\text{\AA}$ .



SC-HEMTs, nous avons une variation très atténuée. Pour la structure  $W_w = 500 \text{ \AA}$ , la tension de pincement  $V_p$  ne varie que de 0.35 à 0.1 V pour un dopage variant de  $10^{24}$  à  $3.10^{24} \text{ at/m}^3$ . Cette variation plus faible est attribuée au fait que la désertion total du canal est surtout imposée par le potentiel latéral, ce qui est d'autant plus vrai que la largeur  $W_w$  est petite. Un problème posé par la réduction du dopage est que la tension de pincement devient trop élevée, ce qui va réduire la plage d'utilisation en tension de grille du transistor.

L'épaisseur  $t_{Al}$  de la couche de GaAlAs, étant un paramètre dont le contrôle est délicat car il dépend fortement de la technologie (contrôle de gravure), il est donc utile d'étudier ses variations sur la commande de charges. Le dopage  $N_d$  est fixé à  $2.10^{24} \text{ at/m}^3$ , et l'épaisseur  $t_{Al}$  varie entre 250  $\text{\AA}$  et 470  $\text{\AA}$ . Les calculs de densités surfaciques  $n_0$  et  $n_1$  sont représentés figure 21 pour des SC-HEMTs de largeur  $W_w = 500 \text{ \AA}$ , 1000  $\text{\AA}$  et pour le HEMT. On peut tout d'abord constater une évolution quasi-constante des densités  $n_0$  en fonction de  $t_{Al}$ , comme pour un HEMT, car pour ces valeurs de  $t_{Al}$ , le puits peut se saturer en électrons. Les capacités surfaciques ont des évolutions similaires dans le cas du HEMT et du SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , c'est-à-dire des valeurs qui vont en diminuant pour les  $t_{Al}$  élevées. On retrouve bien un évolution identique à celle d'un HEMT, c'est à dire inversement proportionnelle à  $t_{Al}$  [23]. Par contre pour le SC-HEMT de largeur  $W_w = 500 \text{ \AA}$ , nous avons peu de variation car l'effet latéral du potentiel de grille sur les électrons du GaInAs est prédominant. Ainsi l'effet de la commande verticale des électrons, qui dépend particulièrement de l'épaisseur  $t_{Al}$ , est moins important que la commande latérale.

Pour les deux structures SC-HEMT ( $W_w = 500 \text{ \AA}$  et 1000  $\text{\AA}$ ), la capacité  $C_1$  (couche de GaAlAs) est fortement dépendante des variations de  $t_{Al}$  (figure 23). Ainsi pour une largeur de canal  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  et une épaisseur de GaAlAs de 400  $\text{\AA}$ , on obtient une capacité  $C_1$  identique à  $C_0$ . Cette forte valeur de  $C_1$  est un paramètre qui va dégrader les performances hyperfréquences du SC-HEMT.

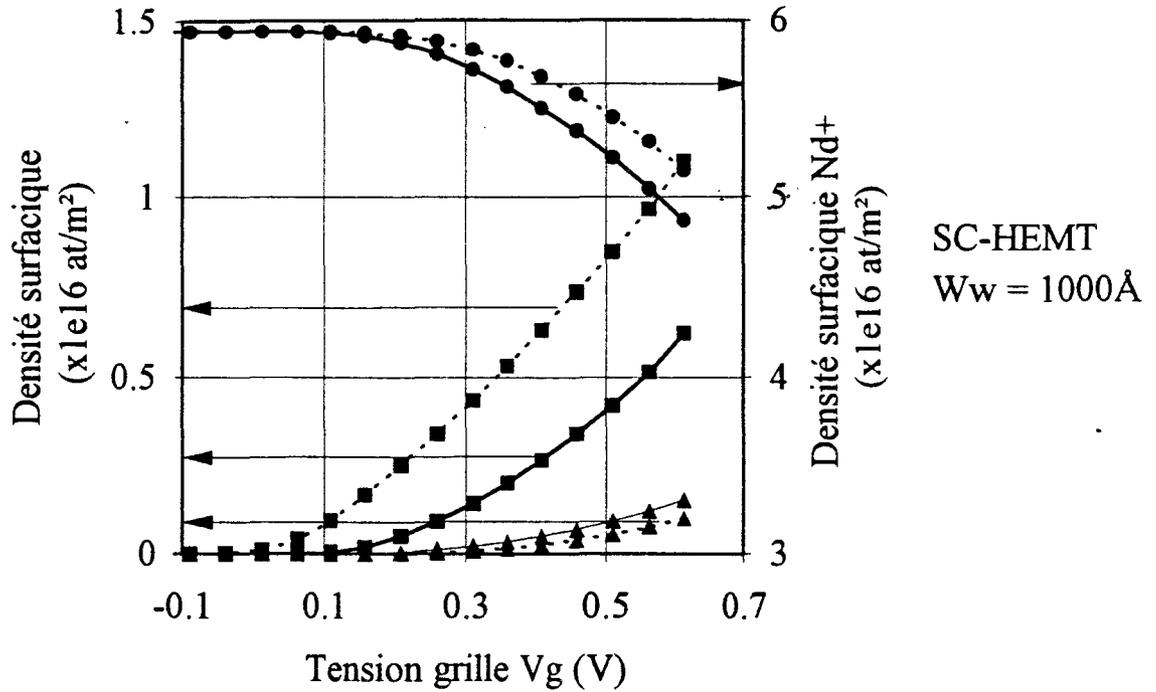


Fig. 26 : Evolution des densités surfaciques  $n_0$  (motifs carrés) du GaInAs,  $n_1$  (motifs ronds) du GaAlAs et de  $Nd^+/W_w$  (motifs triangulaires), d'un SC-HEMT, pour un espaceur d'épaisseur  $20\text{\AA}$  (traits pointillés) et  $100\text{\AA}$  (traits continus).

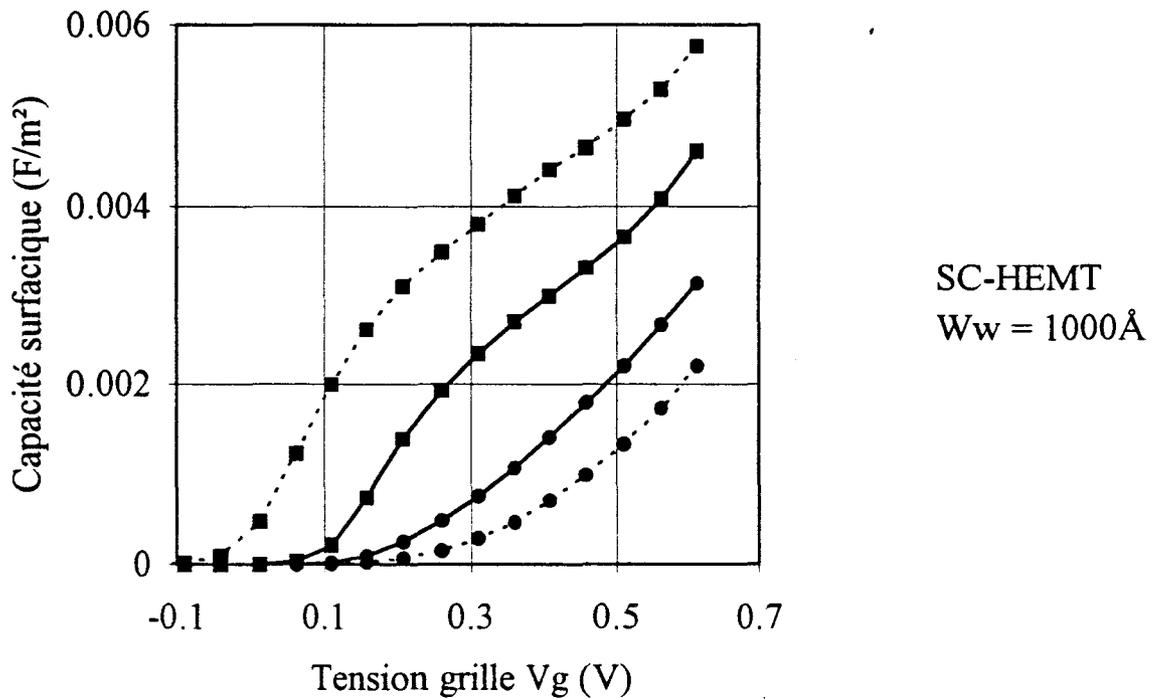


Fig. 27 : Evolution des capacités  $C_0$  (motifs carrés) dues aux charges du GaInAs, et  $C_1$  (motifs ronds) due aux charges du GaAlAs d'un SC-HEMT, pour un espaceur d'épaisseur  $20\text{\AA}$  (traits pointillés) et  $100\text{\AA}$  (traits continus).

La tension de pincement suit une évolution très différente dans le cas des SC-HEMTs par rapport aux valeurs du HEMT (figure 25). Les variations suivant l'épaisseur de GaAlAs  $t_{Al}$  sont faibles pour la structure SC-HEMT. Si la largeur du canal est de 500 Å, la tension de pincement reste constante.

En conclusion, la dépendance de la densité d'électrons  $n_0$  et de la capacité  $C_0$  du SC-HEMT en fonction des paramètres de la couche de GaAlAs ne diffèrent guère de celle d'un HEMT. La grande différence concerne l'évolution de  $n_1$  et  $C_1$  de la couche de GaAlAs, qui prennent des valeurs élevées pour de forts dopages ou épaisseurs de GaAlAs, ce qui va pour le composant entraîner la dégradation de sa fréquence de coupure [25]. Les tensions de pincement quant à elles subissent peu les variations de dopage  $N_d$  et d'épaisseur  $t_{Al}$ , et ceci surtout pour le SC-HEMT de largeur  $W_w = 500$  Å.

### II.3.3.2.2. Espaceur

Le rôle de cette couche de GaAlAs non dopée au voisinage de l'hétérojonction GaAlAs/GaInAs est d'augmenter la séparation spatiale entre les électrons libres du canal GaInAs, et les impuretés ionisées du GaAlAs. Les interactions avec les impuretés ionisées étant réduites, la mobilité des électrons du GaInAs est accrue. L Baudry [26] a montré grâce à des calculs Monte Carlo, que l'amélioration des propriétés de transport des électrons pour un espaceur épais était plus marquée pour un 1DEG que pour un 2DEG.

Toutefois, pour les HEMTs, un espaceur très large provoque une réduction de la densité surfacique d'électrons, de plus l'efficacité de commande de charges est réduite car les électrons du canal sont plus éloignés de la grille.

C'est ainsi qu'il s'avère intéressant d'étudier l'effet de cet espaceur dans le cas d'un SC-HEMT, sur les densités d'électrons et les différentes capacités associées. Les figures 26 et 27

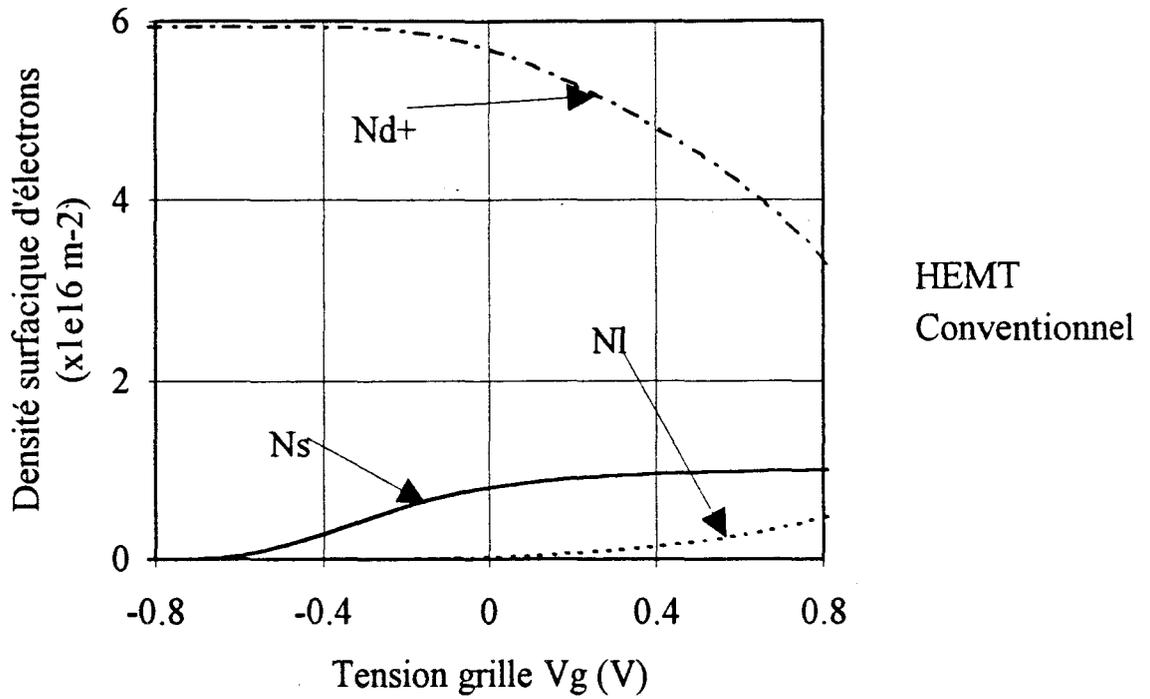


Fig. 28: Evolution des densités surfaciques d'électrons libres du GaAs ( $N_s$ ) du GaAlAs ( $N_I$ ), et des impuretés ionisées du GaAlAs ( $N_{d^+}$ ), pour une structure conventionnelle.

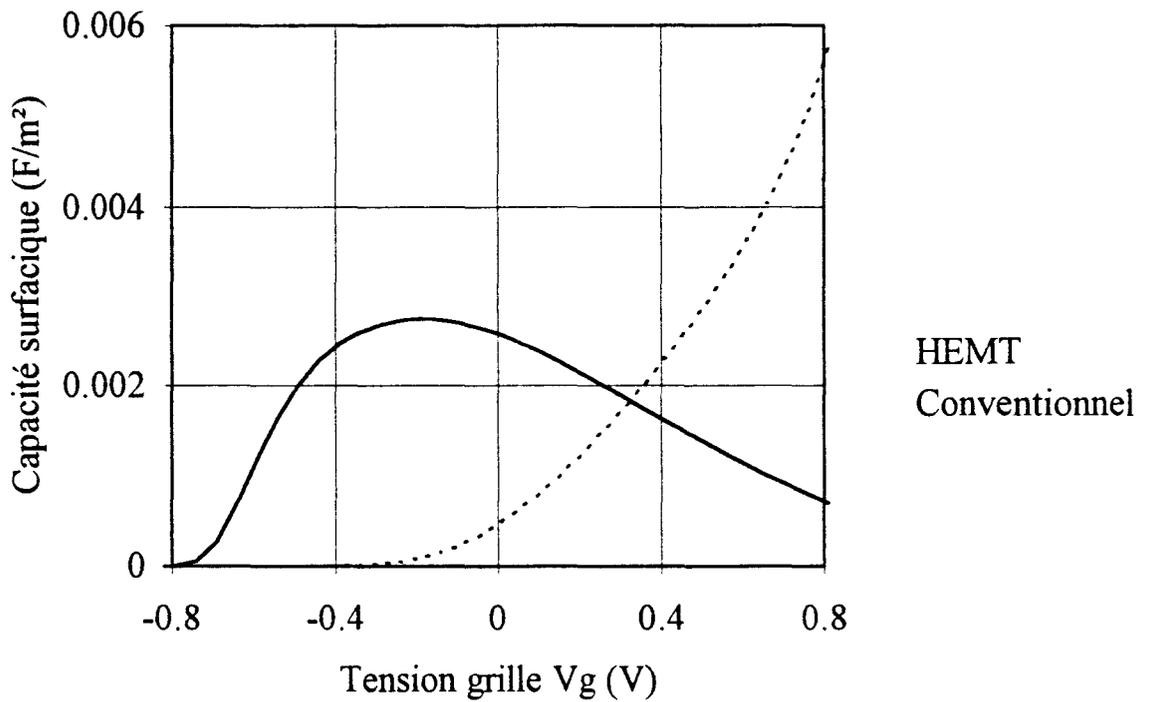


Fig. 29 : Evolution des capacités surfaciques dues aux électrons du GaAs (trait continu) et du GaAlAs (trait discontinu), pour une structure conventionnelle.

présentent ces évolutions pour des espaceurs de largeur 20 Å et 100 Å. On peut constater sur ces évolutions une réduction des densités  $n_0$  mais aussi des densités  $n_1$  et de charges piégées dans le GaAlAs ( $N_d - N_d^+$ ) plus élevées, lorsque  $t_{sp}$  augmente. Ces mêmes remarques peuvent être faites sur les capacités  $C_0$  et  $C_1$ .

Les effets de l'espaceur sont donc identiques à ceux connus pour le HEMT. Un espaceur très large a tendance à limiter le transfert des électrons de la couche dopée vers le puits. Ainsi, les densités d'électrons libres  $n_1$  du GaAlAs augmentent, tandis que celles du gaz sont réduites.

#### II.3.3.2.3. Structure de couche conventionnelle

La qualité d'une couche pseudomorphique est reliée au choix des taux d'Aluminium  $y$  et d'Indium  $x$  car ils permettent de contrôler la forme du puits ( $\Delta E_c$ ), et des valeurs élevées favorisent l'obtention d'une densité d'électrons  $N_s$  élevée (2DEG). Toutefois ces différents taux sont limités par différents facteurs. En ce qui concerne le taux d'Indium  $x$ , des valeurs élevées sont difficiles à obtenir, car de fortes valeurs réduisent l'épaisseur critique de cette couche et en rendent impossible la croissance. Ainsi, pour conserver une épaisseur raisonnable de l'ordre de 100 Å, il est nécessaire de limiter le taux d'Indium à environ 0.2. Le taux d'Aluminium  $y$  de GaAlAs est limité par l'influence des centre DX, lesquels si le taux d'Aluminium  $y$  est élevé, provoquent un transfert moins important d'électrons vers le puits (électrons piégés). Ainsi pour les réalisations de couches pseudomorphiques le taux d'Aluminium excède rarement 0.25. Dans le cas des HEMTs, des taux d'Aluminium/ Indium de 0.25/0.20 permettent d'obtenir des composants présentant de bonnes performances[20].

Nous pouvons penser que ce raisonnement peut être appliqué à un SC-HEMT. Nous avons calculé les paramètres de la commande de charges d'un SC-HEMT conventionnel. Une couche conventionnelle présente un  $\Delta E_c$  plus faible qu'une couche pseudomorphique (

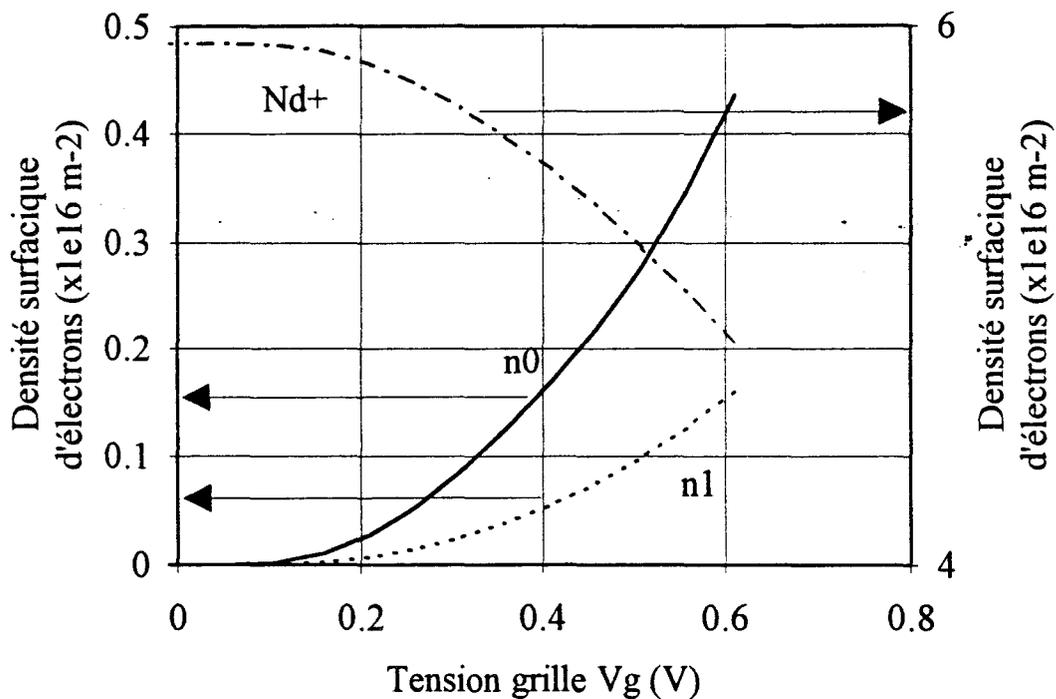


Fig. 30 : densités surfaciques d'électrons d'un SC-HEMT conventionnel de largeur  $W_w = 1000\text{\AA}$ .

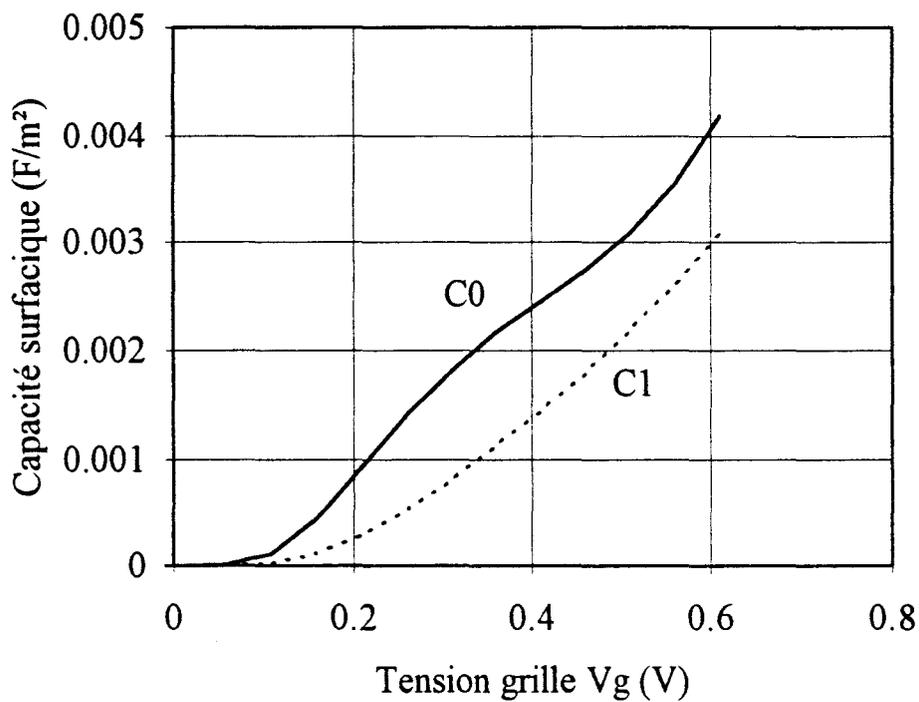


Fig. 31 : Capacités surfaciques d'un SC-HEMT conventionnel de largeur  $W_w = 1000\text{\AA}$ .



$\sim \Delta E_c/2$ ), de plus la forme du puits est moins bien définie (absence d'hétérojonction GaInAs/GaAs). Ainsi dans le cas des HEMTs, les performances hyperfréquences sont moins bonnes avec des structures conventionnelles que pseudomorphiques. Qu'en est-il d'un SC-HEMT conventionnel?

Dans un SC-HEMT conventionnel, le transport des charges s'effectue surtout dans la couche de GaAs qui présente à basse température des propriétés de transport électronique meilleures que celles de la couche de GaInAs [27]. Un composant SC-HEMT conventionnel peut être un élément de base dans l'étude des phénomènes de transport dans les 1DEG, et dans l'étude de propriétés de transport balistique.

Nous présentons ainsi les résultats pour un HEMT et un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  réalisés à partir d'une couche conventionnelle. La couche est constituée d'un buffer GaAs, d'un espaceur de GaAlAs de taux d'Aluminium 0.23 et d'épaisseur  $t_{sp} = 20 \text{ \AA}$ . Ces deux couches sont dopées en atomes accepteurs à  $10^{20} \text{ at/m}^3$ . Nous obtenons pour le HEMT les évolutions des densités et des capacités (figures 28 et 29). Dans le cas du SC-HEMT, les densités de charges dans le GaAlAs commencent à varier en même temps que les densités d'électrons libres  $n_0$  du GaAs (figure 30). Une capacité  $C_1$  si élevée va altérer la fréquence de coupure du composant [25]. Pour un SC-HEMT conventionnel, nous pouvons faire des conclusions identiques à celles tenues pour un HEMT conventionnel. Un SC-HEMT conventionnel présente des caractéristiques de commande de charges moins bonnes qu'un composant pseudomorphique; ce qui est lié à une discontinuité de bande de conduction plus faible. On peut donc penser qu'un tel composant offrira des caractéristiques hyperfréquences inférieures à son homologue pseudomorphique.

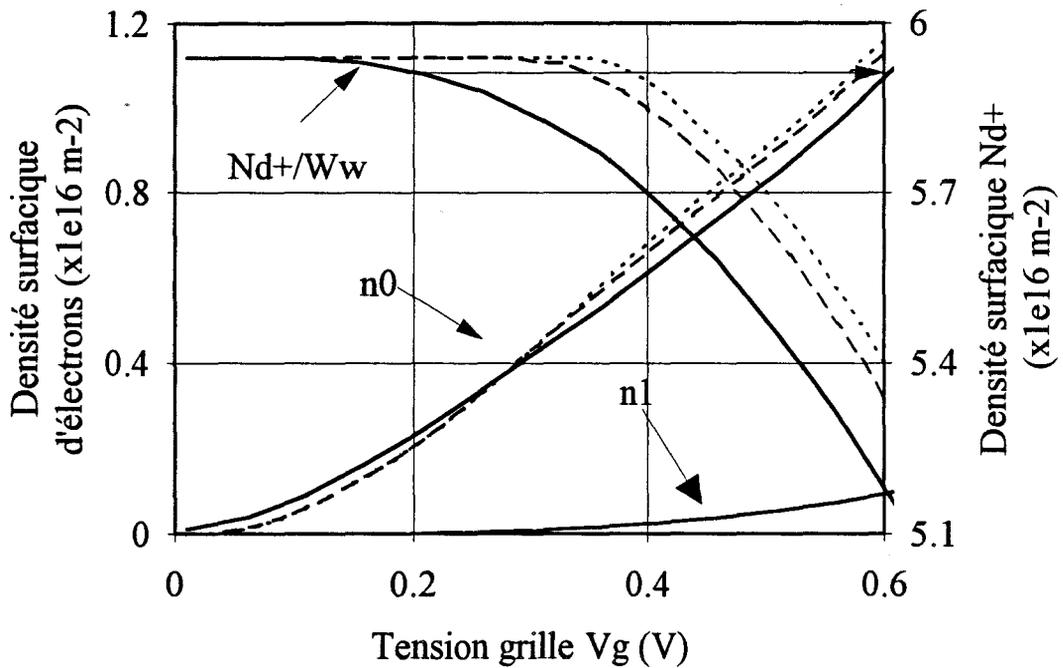


Fig. 32 : Evolution des densités surfaciques de charges d'un SC-HEMT pseudomorphique aux températures de 300K (traits pleins), 77K (traits discontinus) et 4K (traits pointillés).

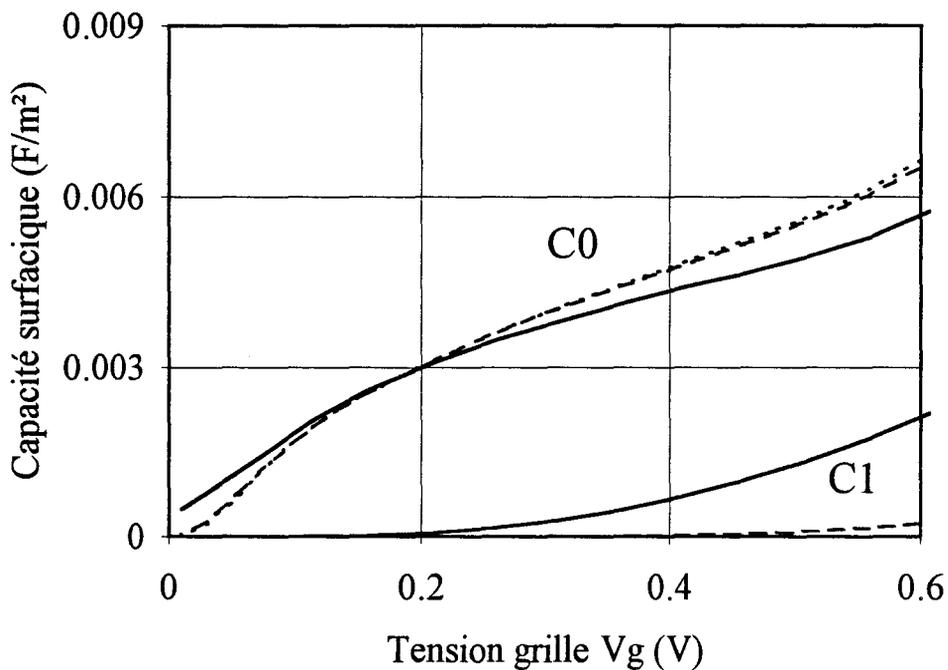


Fig. 33 : Evolution des capacités surfaciques dues aux électrons du GaInAs ( $C_0$ ) et du GaAlAs ( $C_1$ ) d'un SC-HEMT pseudomorphique de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  aux températures de 300K (plein) 77K (discontinu) et de 4K (pointillé).



### II.3.3.3. Evolution à basse température

Un gaz d'électrons unidimensionnel s'avère intéressant, en terme de transport des électrons aux basses températures (Chapitre I). C'est pourquoi, nous avons calculé les densités de charges  $n_0$ ,  $n_1$ , et  $N_d^+$ , ainsi que les capacités surfaciques  $C_0$  et  $C_1$  dans le cas d'un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  aux températures de 4 K et 77 K. Dans notre modèle, nous avons utilisé pour le GaAlAs la variation du gap suivant la température  $\frac{dE_g}{dT} = (-3.95 - 1.15 y) 10^{-4} \text{ (eV K}^{-1})$  [24], et pour le GaInAs non contraint  $\frac{dE_g}{dT} = (-3.95 + 0.45 x) 10^{-4} \text{ (eV K}^{-1})$  [28].

La commande de charge d'un HEMT pseudomorphique [9] se caractérise par une linéarité en fonction de  $V_g$  plus prononcée à basse température qu'à température ambiante. La capacité présente un plateau mieux marqué sur un intervalle de tension de grille  $V_g$  plus large. Le nombre d'électrons piégés de la couche de GaAlAs sur le niveau donneur est plus élevé à basse température, ainsi la capacité  $C_1$  augmente moins rapidement avec  $V_g$ . La tension de pincement évolue peu avec la température, mais au voisinage de cette tension, la capacité  $C_0$  augmente très vite (plateau mieux marqué).

Dans le cas du SC-HEMT, les densités d'électrons  $n_0$  (Figure 32) aux températures de 4 K et 77 K sont pratiquement identiques à celles obtenues à 300 K. L'évolution de la capacité  $C_0$  à basse température est aussi peu différente de l'évolution à 300 K (Figure 33); le fait marquant à basse température est la quasi disparition de la capacité  $C_1$  qui est liée au piégeage des électrons sur les centres DX.

## II.4. PERFORMANCES ELECTRIQUES D'UN SC-HEMT PSEUDOMORPHIQUE

### II.4.1 COURANT DRAIN-SOURCE ET TRANSCONDUCTANCE

Nous venons de montrer qu'une structure SC-HEMT pseudomorphique de faible largeur  $W_w$  ( $W_w < 1500 \text{ \AA}$ ) permettrait d'obtenir une modulation plus importante des électrons de la couche de GaInAs que pour un HEMT pseudomorphique.

A l'aide des lois de commande de charges calculées précédemment, et en associant aux électrons libres une loi de transport, les paramètres électriques du composant peuvent être définis. Différents modèles sont utilisés pour caractériser un composant. Des modèles analytiques (W. Shockley [29] R.A. Pucel [30], ...), des modèles bidimensionnels (Monte Carlo [27], hydrodynamique [31], dérive diffusion [32]) ou des modèles quasi-bidimensionnels [33,34] sont utilisés pour déterminer les caractéristiques des composants.

Le but de notre étude étant de mettre en évidence les effets de l'efficacité de commande de charges sur les paramètres du transistor, nous avons choisi un modèle simplifié pour faire le lien entre la commande de charge et les caractéristiques électriques. Nous considérons une vitesse des électrons constante sous la grille. Dans le cas du SC-HEMT, on suppose que les propriétés dynamiques sont identiques à celles des électrons pour le HEMT, et donc les effets de réduction de dimensionnalité sont négligés dans notre structure SC-HEMT.

En supposant une vitesse des électrons constante et indépendante des tensions appliquées (tension drain-source, et de grille), on peut établir une expression approchée et simple du courant drain-source :

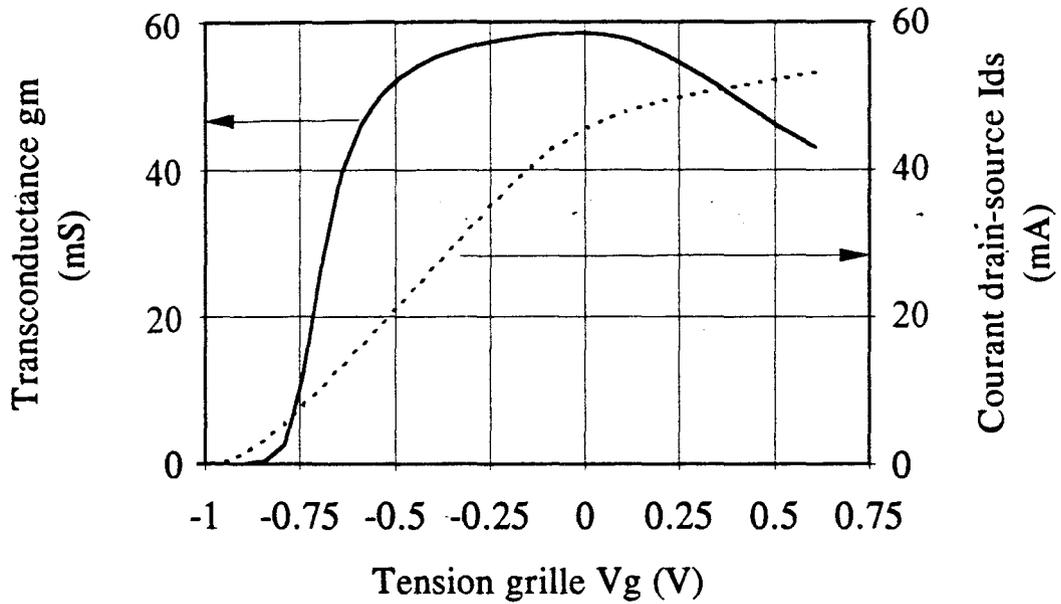


Fig. 34 : Evolution du courant  $I_{ds}$  et de la transconductance du HEMT pseudomorphique de largeur de grille  $W=100\mu\text{m}$ .

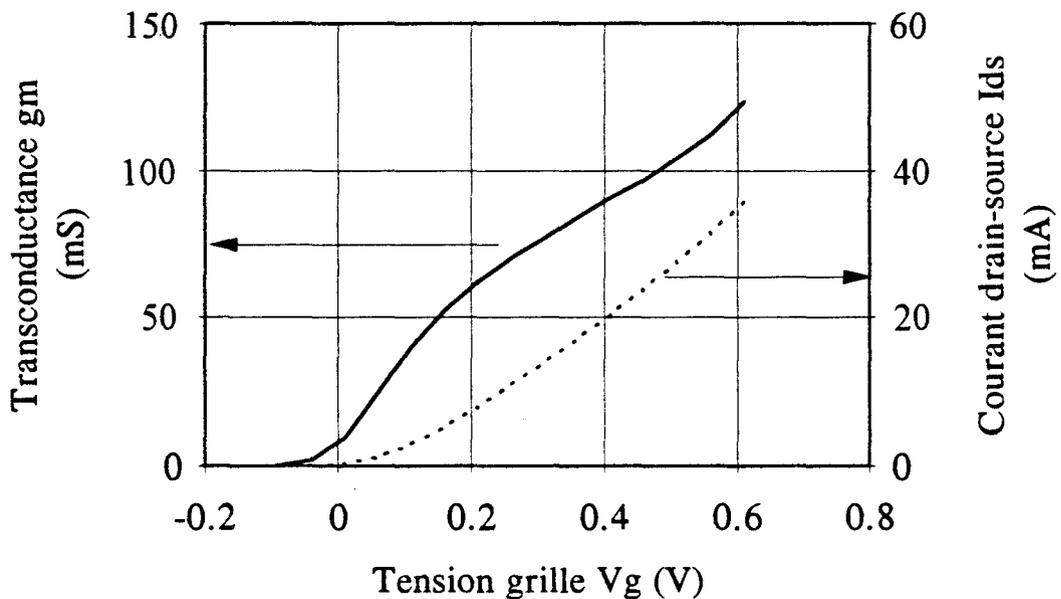


Fig. 35 : Evolution du courant  $I_{ds}$  et de la transconductance du SC-HEMT pseudomorphique de largeur  $W_w=1000\text{\AA}$  et de période  $W_p=W_w$  pour une largeur de grille  $W=100\mu\text{m}$ .

$$I_{DS} = q(n_0 v_0 + n_1 v_1) N W_w \quad (43)$$

Dans cette expression,  $n_0$  et  $n_1$  sont respectivement les densités surfaciques d'électrons dans le GaInAs et le GaAlAs. Les vitesses  $v_0$  (GaInAs) et  $v_1$  (GaAlAs) sont égales respectivement à  $2.10^5$  cm/s et  $4.10^4$  cm/s.  $N$  est le nombre de canaux du SC-HEMT défini par  $\frac{W}{W_p}$ .

Utilisant l'expression (43), on peut aisément aboutir à la transconductance par:

$$gm = q \left( \frac{dn_0}{dv_g} v_0 + \frac{dn_1}{dv_g} v_1 \right) N W_w \quad (44)$$

Ainsi la transconductance d'un SC-HEMT de largeur  $W$  sera maximale pour  $N_{\max} = \frac{W}{W_w}$ . Dans ces conditions la distance entre les canaux est nulle.

Les figures 34 et 35 présentent pour les HEMT et SC-HEMT pseudomorphiques le courant drain source  $I_{ds}$  et la transconductance  $gm$ . La couche pseudomorphique est identique à celle utilisée précédemment (figure 5). La largeur  $W$  des transistors est de  $100 \mu\text{m}$ . La largeur  $W_w$  des canaux du SC-HEMT est de  $1000 \text{ \AA}$ . La transconductance du SC-HEMT est donnée pour un nombre de canaux maximal ( $W_p = W_w$ ). Ainsi on obtient avec le SC-HEMT une transconductance qui peut être supérieure à  $1 \text{ S/mm}$ , tandis qu'elle n'atteint que  $600 \text{ mS/mm}$  dans le cas du HEMT. De plus, les valeurs de courant drain-source  $I_{ds}$  sont inférieures pour le SC-HEMT en comparaison avec les valeurs du HEMT. Pour une transconductance  $gm$  de  $60 \text{ mS}$ , le courant Drain-Source  $I_{ds}$  est de  $10 \text{ mA}$  pour le SC-HEMT, alors qu'il est d'environ  $40 \text{ mA}$  pour le HEMT. Nous pouvons donc obtenir des transconductances égales, tout en ayant un courant  $I_{ds}$  très inférieur dans le cas du SC-HEMT.

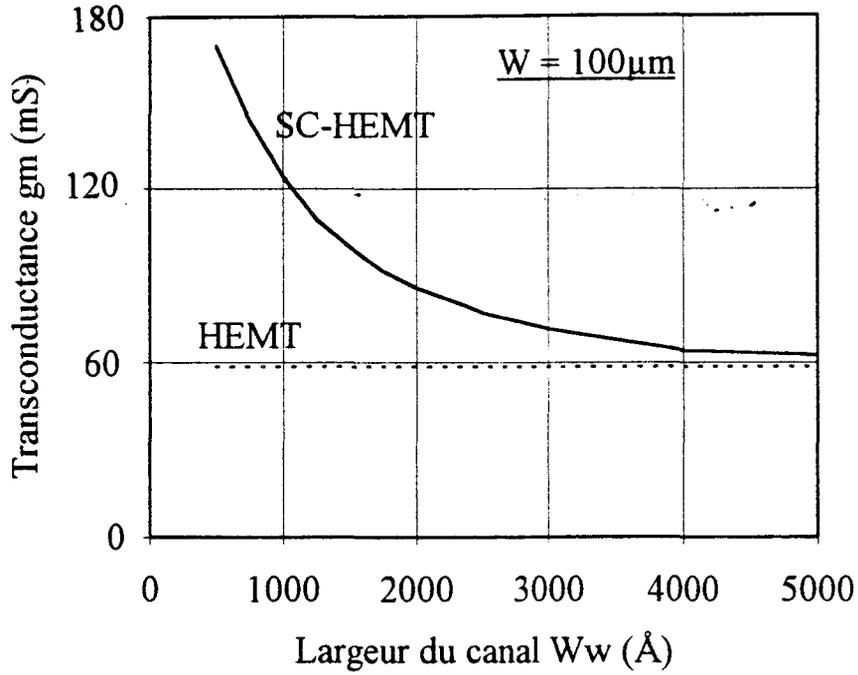


Fig. 36 : Evolution de la transconductance maximale pour le SC-HEMT en fonction de la largeur  $W_w$  du canal. La transconductance maximum du HEMT est aussi représentée.

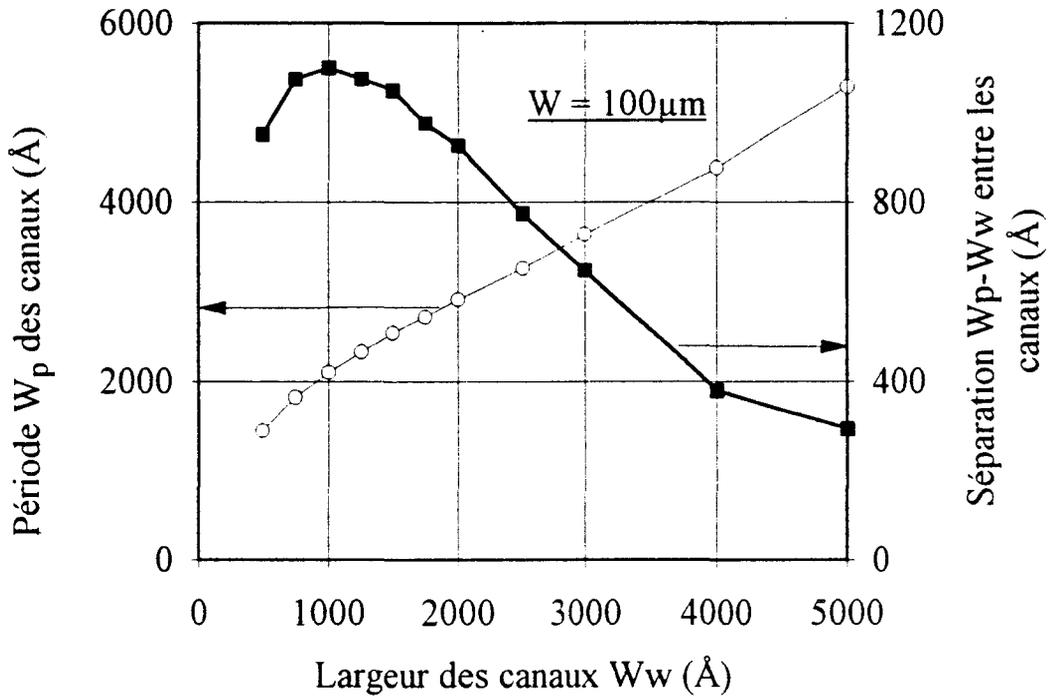


Fig. 37 : Evolution de la périodicité  $W_p$  des canaux et de la grandeur  $W_p - W_w$  tels que les transconductances du HEMT et du SC-HEMT sont égales.

Les transconductances  $g_m$  maximales sont représentées figure 36 en fonction de la largeur  $W_w$ . On peut constater une très nette augmentation de cette transconductance pour les SC-HEMTs de largeur  $W_w$  faible. Dans le cas de la structure de largeur  $W_w = 500 \text{ \AA}$ , on obtient un facteur 3 entre la transconductance du SC-HEMT et du HEMT. Les transconductances très élevées du SC-HEMT, sont expliquées par une commande plus efficace des électrons du GaInAs, du fait de la possibilité de moduler les densités d'électrons verticalement, mais aussi et surtout latéralement.

Toutefois nous avons présenté le cas idéal de structure SC-HEMT pour laquelle l'espacement entre canaux était nul. Une telle structure n'est pas réalisable, et la distance entre canaux est limitée par le procédé technologique (lithographie, gravure..). Pour avoir une transconductance supérieure à celle du HEMT, il faut que la distance entre canaux soit suffisamment petite. Nous avons représenté en fonction de la largeur des canaux  $W_w$ , la distance maximale pour espérer obtenir une transconductance au moins égale à celle du HEMT (figure 37). Ainsi pour une structure SC-HEMT de  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , la période doit être inférieure à  $2000 \text{ \AA}$  pour obtenir une amélioration de transconductance.

## **II.4.2 FREQUENCE DE COUPURE**

Les temps de commutation d'un HEMT sont limités par le temps de transit des électrons sous la grille. Afin de réduire ces temps, une méthode consiste à diminuer la longueur de grille. Toutefois pour les composants à grille ultra-courte, cette technique n'est plus efficace. En effet les éléments parasites de la structure deviennent prédominants et limitent les performances hyperfréquences. Différents éléments parasites du composant contribuent à une augmentation du temps de transit. Les temps de charge et de décharge des capacités de bord  $C_b$  (extension d'une zone désertée autour de la grille), les capacités de plots  $C_{plot}$  vont

concourir à augmenter le temps de transit total et ainsi à réduire la fréquence de coupure du gain en courant du composant.

Nguyen et al [21] expriment le temps de transit d'un HEMT ainsi:

$$t_T = \frac{C_{\text{plot}}}{gmW} + \frac{C_b}{gm_0} + \frac{C_{gs}}{gm_0} + t_{\text{drain}} = \frac{1}{2\pi f_T} \quad (45)$$

Dans cette expression  $gm_0$  et  $gm$  représentent respectivement les transconductances intrinsèque et extrinsèque du composant,  $t_{\text{drain}}$  correspond au temps de transit induit par les éléments d'accès. P.J. Tasker et al [35] donnent ce paramètre sous une autre forme :

$$t_T = \frac{C_{gs} + C_{gd}}{gm_0} + \frac{(R_s + R_d)(C_{gs} + C_{gd})g_d}{gm_0} + C_{gd}(R_s + R_d) = \frac{1}{2\pi f_T} \quad (46)$$

$R_s$  et  $R_d$  sont respectivement les résistances de source et drain,  $C_{gd}$  la capacité grille-drain,  $g_d$  la conductance de sortie. Si nous reprenons les expressions précédentes (45-46), nous pouvons constater que ces temps "parasites" sont inversement proportionnels à la transconductance (intrinsèque ou extrinsèque) du composant ; Ainsi si nous pouvons accroître la transconductance, la fréquence de coupure peut être augmentée. En utilisant les expressions (44) et (38), et en négligeant les charges de la couche de GaAlAs (vitesse faible), on peut écrire la transconductance intrinsèque du SC-HEMT sous la forme de  $gm_0 \approx C_0 v_0 N W_w$

La capacité grille source  $C_{gs}$  du SC-HEMT en tenant compte de effets de bord peut être définie par:

$$C_{gs} = (L_g (C_0 + C_1) + C_b) N W_w \quad (47)$$

On aboutit ainsi à la fréquence de coupure:

$$f_c = \frac{gm_0}{2\pi C_{gs}} = \frac{C_0 v_0}{2\pi(L_g(C_0 + C_1) + C_b)} \quad (48)$$

Dans le cas d'un SC-HEMT de très faible largeur de canal  $W_w$ , le terme capacitif  $C_0+C_1$  devient prédominant par rapport à la capacité de bord  $C_b$ . Ainsi la fréquence de coupure peut être approximée par:

$$f_c \approx \frac{v_0}{2\pi L_g} \frac{C_0}{C_0 + C_1} \quad (49)$$

Pour un SC-HEMT, les effets de la commande de charges plus efficace vont se traduire en terme de performances hyperfréquences par une réduction des effets de capacités de bord.

Les éléments parasites d'un transistor étant dépendants des paramètres technologiques de la couche utilisée ou de la structure du composant, nous avons choisi d'exprimer la fréquence de coupure d'un SC-HEMT sous une forme générale:

$$f_c = \frac{(C_0 v_0 + C_1 v_1) N W_w}{2\pi((L_g(C_0 + C_1) + C_b) N W_w + C_p W + C_{plot})} \quad (50)$$

Dans cette expression nous tenons compte de trois éléments capacitifs parasites. La capacité  $C_{plot}$  provient du plot de grille. Pour un plot de  $50 \times 50 \mu m^2$ , cette capacité est de 10pF [21]. La capacité  $C_b$  est proportionnelle à la largeur effective du transistor, c'est-à-dire le nombre de canaux  $N = (\frac{W}{W_p})$  fois la largeur  $W_w$  de ceux-ci. Cette grandeur est en première approximation la capacité de bord du transistor, qui est typiquement de 0.18 pF/mm [21,36]. D'autres éléments proportionnels à la dimension  $NW_w$  viennent s'ajouter à cette capacité de

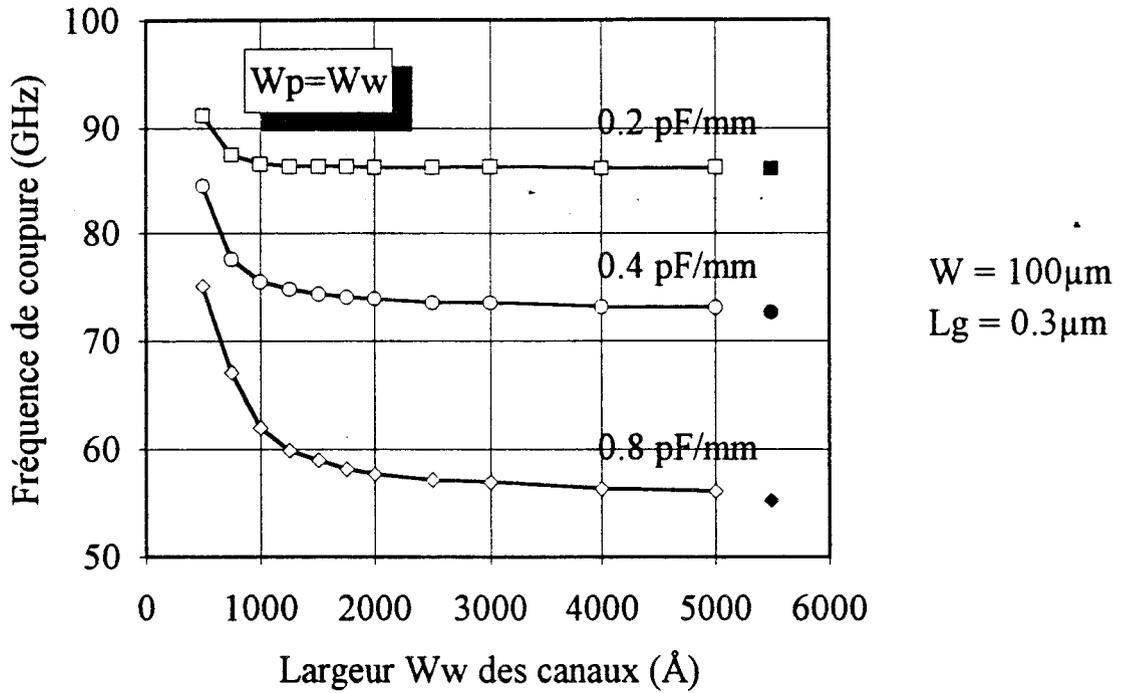


Fig. 38 : Evolution de la fréquence de coupure du SC-HEMT en fonction de la largeur  $W_w$  des canaux pour différentes capacités parasites. Les valeurs sont aussi représentées pour le HEMT (motifs plein).

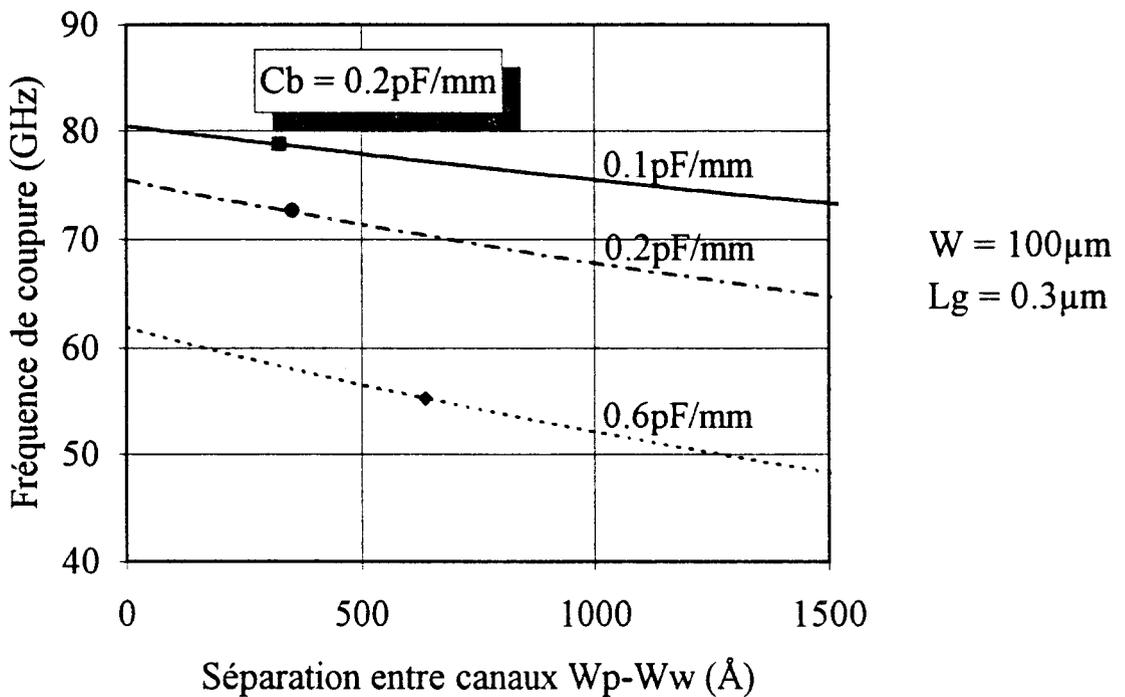


Fig. 39 : Evolution de la fréquence de coupure  $f_c$  du SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ Å}$  en fonction de la séparation  $W_p - W_w$  entre canaux pour différentes capacités parasites  $C_p$ . Les valeurs du HEMT sont aussi représentées.



bord, tels que les termes liés aux éléments d'accès (résistances de source et de drain), la conductance de sortie  $g_d$ , la capacité grille-drain  $C_{gd}$ , lesquels vont fortement dégrader la fréquence de coupure du composant. Le terme  $C_p$  est directement proportionnel à la largeur du transistor  $W$  (équation 50). Cet élément est particulièrement important dans les composants à grille en T utilisant une technologie au Nitrure [20].

Dans le cas d'une capacité parasite totale ( $C_p + C_b$ ) prenant les valeurs de 0.2 pF/mm à 0.8 pF/mm, nous obtenons pour un HEMT pseudomorphique  $0.3 \times 100 \mu\text{m}^2$  des fréquences de coupure de 87 GHz et 55 GHz. La première valeur est à comparer avec l'état de l'art des HEMTs pseudomorphiques (chapitre I) qui donne une fréquence de coupure du gain en courant d'environ 90 GHz pour les mêmes dimensions de composant. Y. Cordier [20] a réalisé un composant avec grille en T sur Nitrure, qui donne une fréquence de coupure de 50 GHz. Malgré une modélisation très simple des phénomènes de transport, nos résultats ne sont pas trop éloignés des réalisations technologiques.

La figure 38 représente l'évolution des fréquences de coupure maximales suivant la largeur  $W_w$  des canaux et pour  $N = N_{\text{max}}$  ( $W_w = W_p$ ). Les dimensions du composant sont  $W = 100 \mu\text{m}$  et  $L_g = 0.3 \mu\text{m}$ . La couche est de type pseudomorphique (figure 5). La capacité parasite totale varie de 0.2 pF/mm à 0.8 pF/mm. Nous pouvons remarquer que les fréquences de coupure présentent un maximum pour les valeurs faibles de  $W_w$ , et en particulier pour  $W_w = 500 \text{ \AA}$ . Pour la capacité de 0.8 pF/mm, nous obtenons une valeur de 76 GHz pour le SC-HEMT de largeur  $W_w = 500 \text{ \AA}$ , alors que la fréquence de coupure du HEMT est de 55GHz. Nous avons donc une amélioration de l'ordre de 40 %. Cette amélioration se fait moins sentir pour des éléments parasites faibles (figure 38). Nous pouvons affirmer que la structure SC-HEMT permet bien de diminuer les effets des éléments parasites sur la fréquence de coupure du composant.

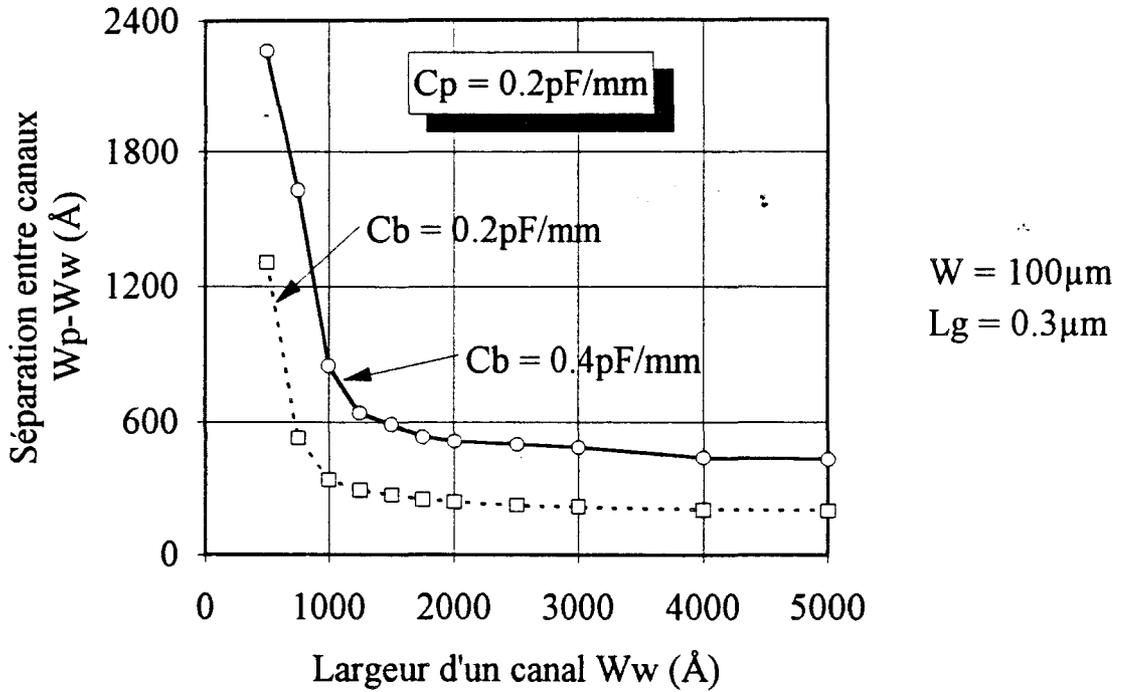


Fig. 40 : Evolution de la séparation entre canaux  $W_p - W_w$  d'un SC-HEMT afin d'obtenir une fréquence de coupure identique à celle du HEMT pour différentes valeurs de capacités parasites.

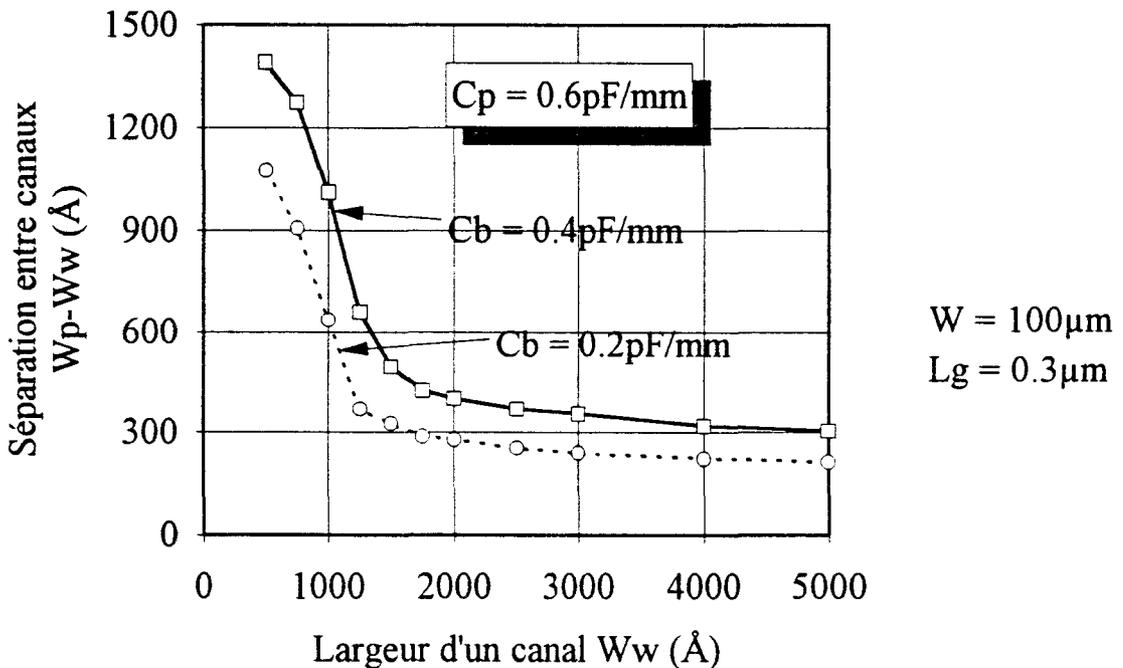


Fig. 41 : Evolution de la séparation entre canaux  $W_p - W_w$  d'un SC-HEMT afin d'obtenir une fréquence de coupure identique à celle du HEMT pour différentes valeurs de capacités parasites.

Nous avons effectué ces calculs pour la topologie idéale du SC-HEMT ( $N = N_{\max}$ ). Dans le cas d'un taux de remplissage réduit ( $\frac{N}{N_{\max}}$ ), c'est-à-dire une séparation entre canaux élevée, la fréquence de coupure du SC-HEMT diminue (figure 39) et peut atteindre des valeurs inférieures à celles du HEMT. Nous avons représenté figure (40) et (41), les séparations maximales  $W_p - W_w$  entre les canaux pour obtenir une valeur de fréquence de coupure égale à celle du HEMT. Nous pouvons constater des évolutions similaires en fonction de  $W_w$ , pour tous les cas de figure de capacités parasites, c'est-à-dire plus la largeur  $W_w$  est faible (efficacité de commande plus élevée) plus la distance entre les canaux peut être élevée.

Pour conclure, une plus grande efficacité de commande de charges permet d'améliorer la fréquence de coupure du transistor, et en particulier pour une topologie de SC-HEMT se rapprochant d'une structure idéale ( $W_p = W_w$ ). Toutefois ces calculs ont été effectués à l'aide d'un modèle "simple" (vitesse constante sous la grille). Ces résultats sont donc à confirmer par un modèle plus réaliste, qui tiendrait compte d'une vitesse des électrons et de champ électrique non-uniformes sous la grille.

### II.4.3. CONDUCTANCE DE SORTIE $g_d$

La conductance de sortie est un élément très important dans le fonctionnement d'un HEMT, en particulier, quand le composant présente une longueur de grille  $L_g$  courte. La principale origine de cette conductance provient d'une injection de porteurs dans le buffer GaAs. L'utilisation d'une couche pseudomorphique pour la réalisation de HEMT engendre une réduction de ces effets d'injection, qui est due au fait que les électrons du gaz ont à franchir la barrière de potentiel de l'hétérojonction GaInAs/GaAs (figure 42). Ainsi la conductance de sortie s'en trouve réduite.

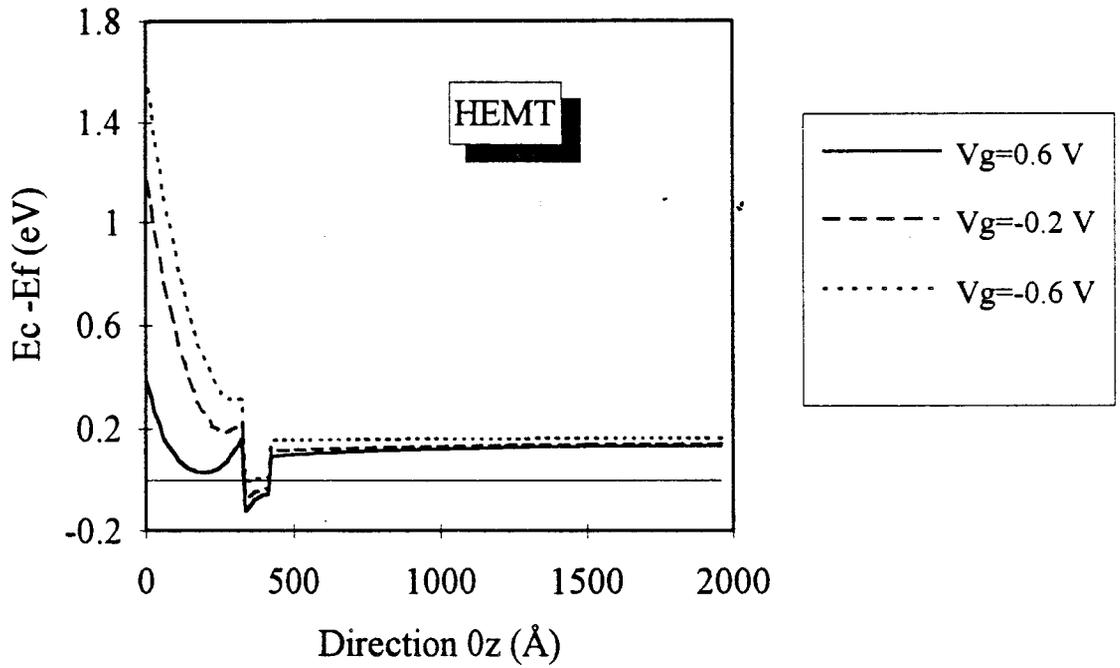


Fig. 42 : Evolution de la bande de conduction du HEMT suivant l'axe  $0z$ .

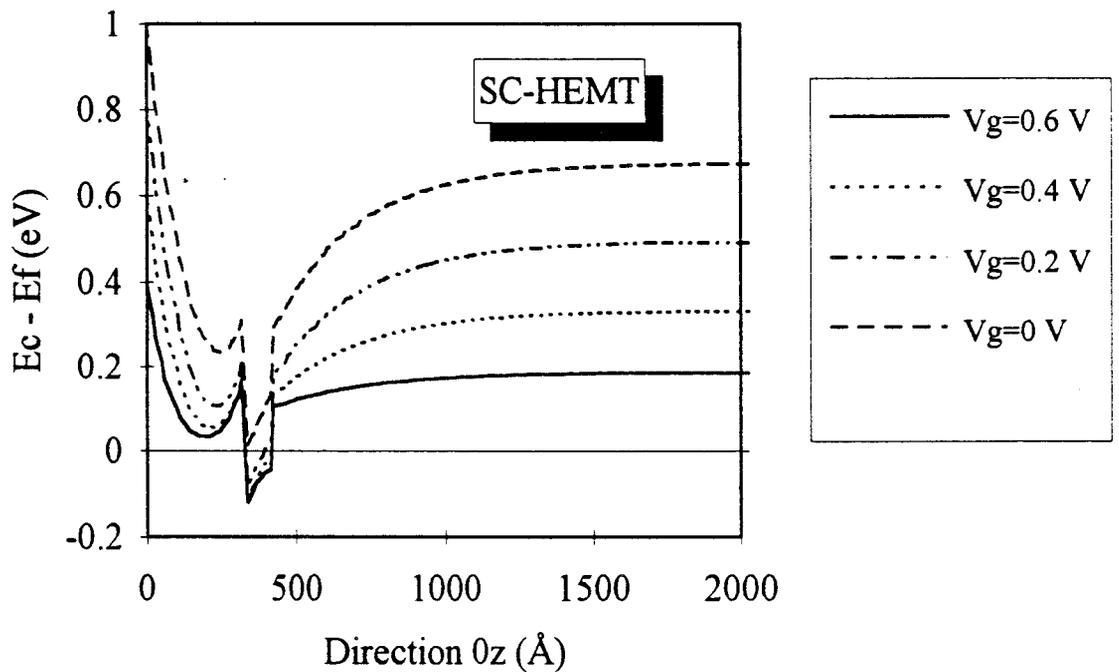


Fig. 43 : Evolution suivant l'axe  $0z$  de la bande de conduction du SC-HEMT de largeur  $1000\text{Å}$  relevée au centre du canal.

Dans le cas du SC-HEMT, la forme particulière du contact de grille (figure 7) entraîne une évolution particulière de la bande de conduction. Nous avons représenté (figure 43) les énergies de la bande de conduction d'un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , au centre du canal ( $y = W_w/2$ ). Nous pouvons comparer ces évolutions avec celles du HEMT (figure 42). Quel que soit le potentiel de grille  $V_g$  appliqué, la hauteur de barrière potentiel du HEMT n'évolue pratiquement pas, et reste égale à la discontinuité de bande de conduction GaInAs/GaAs ( $\approx 160 \text{ meV}$ ). Pour le SC-HEMT, les évolutions sont différentes. Pour des  $V_g$  décroissants, on peut remarquer une très nette augmentation de cette hauteur de potentiel. Par exemple à  $V_g = 0.4 \text{ V}$  ( $n_0 \approx 6.10^{15} \text{ m}^{-2}$ ) la barrière de potentiel est d'environ 300 mV. Cette augmentation provient de la structure particulière du contact de grille, qui est déposé sur le buffer GaAs entre les canaux. Ainsi le potentiel électrostatique du buffer n'est plus flottant, mais dépend du potentiel de grille. L'injection des électrons dans le buffer sera réduite et donc la conductance de sortie gd d'un SC-HEMT sera plus faible.

### II.4.4. EVOLUTION DE CES GRANDEURS SUIVANT LES PARAMETRES DE COUCHE EN GEOMETRIQUE

#### II.4.4.1 Paramètres de couche

##### II.4.4.1.1. Dopage $N_d$

La figure 44 présente la transconductance maximale et la fréquence de coupure (capacité parasite totale 0.4 pF/mm) pour un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  et un taux de remplissage maximal ( $W_p = W_w$ ). Nous pouvons observer des extrema pour un dopage  $N_d$  de  $10^{24} \text{ at/m}^3$ . Pour des valeurs plus élevées de dopage, les grandeurs de transconductance et de fréquences de coupure décroissent. Ces évolutions sont à relier aux observations faites sur la commande de charge, c'est-à-dire une diminution de  $C_0$  (GaInAs) pour un  $N_d$  inférieur à

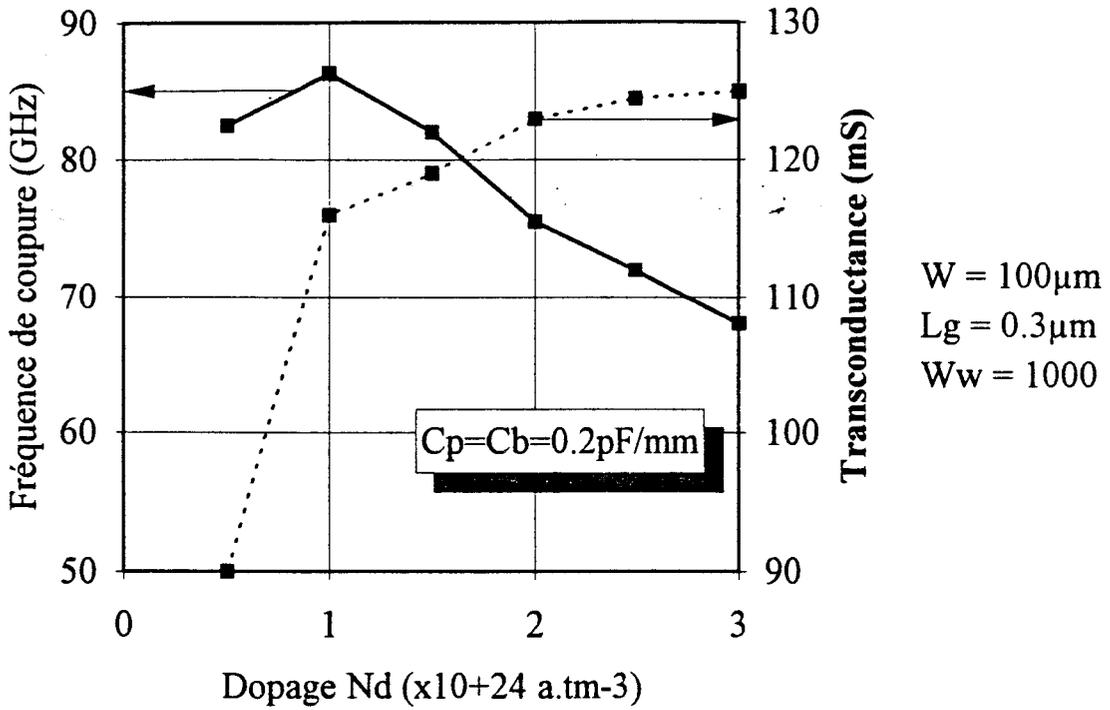


Fig. 44 : Evolution des fréquence de coupure et transconductance maximales d'un SC-HEMT de largeur  $W_w=1000\text{\AA}$  en fonction du dopage Nd de la couche de GaAlAs.

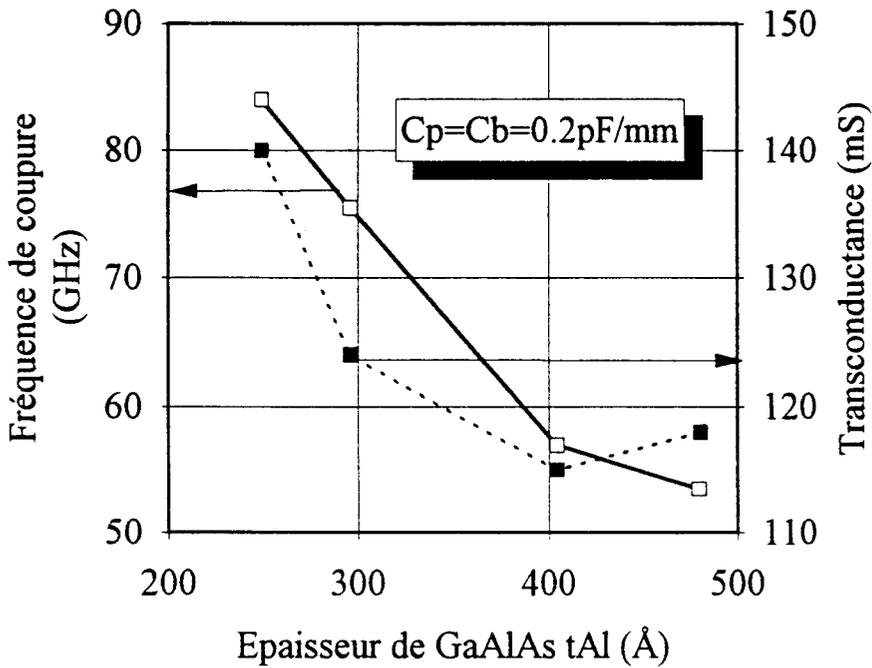


Fig. 45 : Evolution des fréquence de coupure et tranconductance maximales du SC-HEMT de largeur  $W_w=1000\text{\AA}$  en fonction de l'épaisseur  $t_{Al}$  de la couche de GaAlAs.

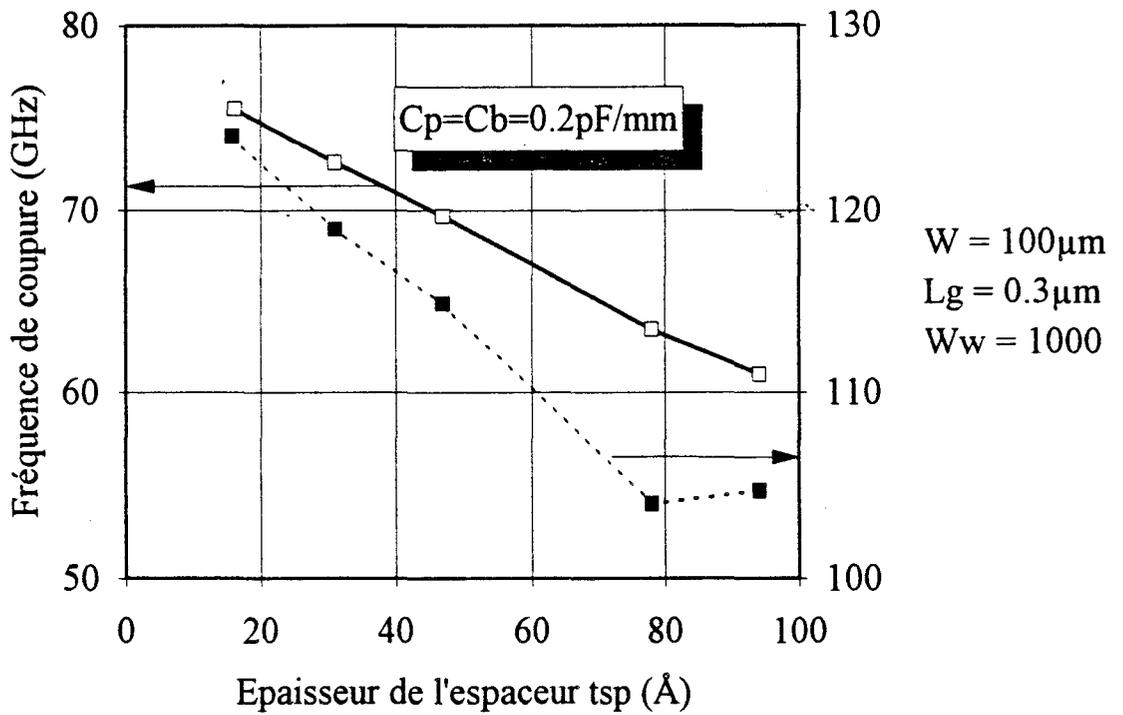


Fig. 46 : Evolution de la fréquence de coupure du SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  en fonction de l'épaisseur de l'espaceur.

$10^{24}$  at/m<sup>3</sup>, et une forte augmentation de la capacité  $C_1$  (GaAlAs) au delà de ce dopage. Toutefois un dopage trop faible entraîne une réduction importante de la plage d'utilisation en  $V_g$  du composant ( $V_p \searrow$  figure 24).

#### **II.4.4.1.2 Epaisseur de GaAlAs $t_{Al}$**

Pour les mêmes paramètres géométriques ( $W_w, W_p$ ) et éléments parasites ( $C_p, C_b$ ), les transconductances  $gm_0$  et les fréquences de coupure  $f_c$  sont données figure 45 pour différentes épaisseurs de GaAlAs  $t_{Al}$ . On peut remarquer une très nette décroissance de ces grandeurs pour des épaisseurs élevées. Aussi cette épaisseur doit-elle être faible afin d'obtenir une fréquence de coupure la plus élevée.

#### **II.4.4.1.3 Epaisseur de l'espaceur $t_{sp}$**

En observant la figure 46, on peut remarquer qu'une augmentation de la zone d'espaceur provoque une réduction de la transconductance et de la fréquence de coupure. Ainsi on pourrait conclure qu'une faible valeur d'espaceur est nécessaire pour obtenir de bonnes performances hyperfréquences. Néanmoins une réduction trop grande de notre espaceur va s'accompagner d'une dégradation des propriétés de transport électronique (mobilité, vitesse), qui n'est pas prise en compte dans notre modèle.

#### **II.4.4.2 Hauteur $h$ du canal.**

Nous avons effectué le calcul de la transconductance  $gm_0$  et de la fréquence de coupure  $f_c$  du SC-HEMT pour différentes hauteurs  $h$  du canal (figure 16). Les conditions de calcul sont les suivantes : la couche pseudomorphique déjà présentée (figure 5), un composant de longueur de grille  $L_g = 0.3 \mu\text{m}$  et de largeur  $W = 100 \mu\text{m}$ . La largeur  $W_w$  est  $1000 \text{ \AA}$  et la

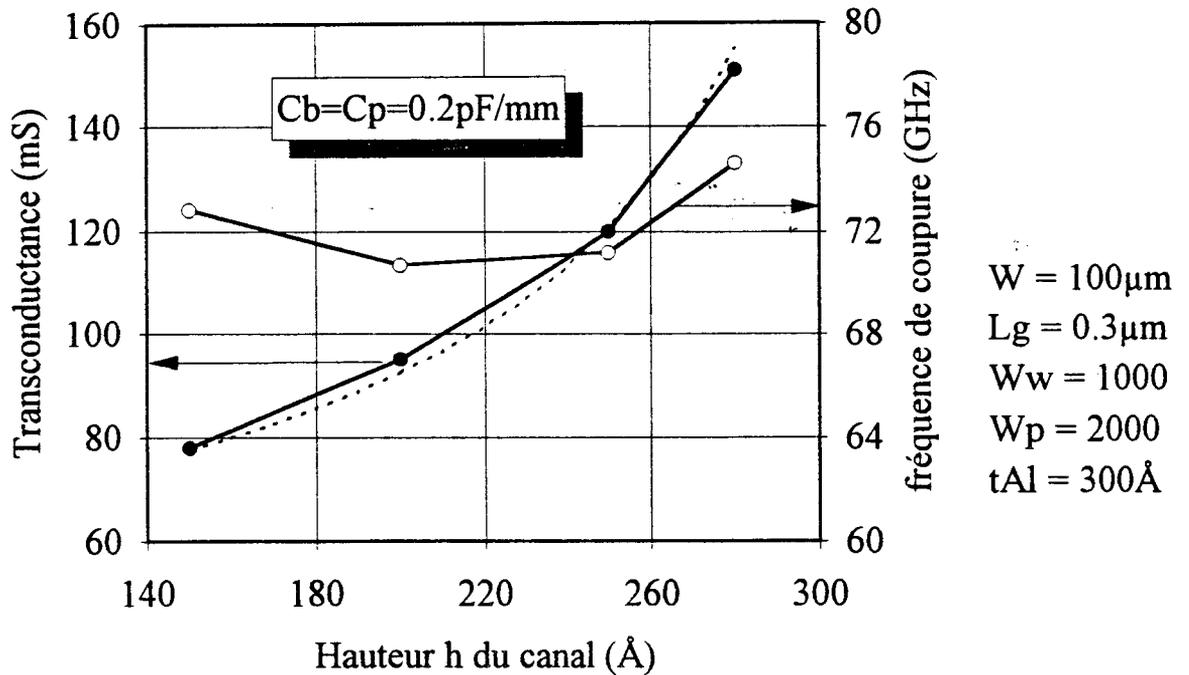


Fig. 47 : Evolution de la transconductance  $g_m$  et de la fréquence de coupure  $f_c$  d'un SC-HEMT en fonction de la hauteur  $h$  des canaux ( $h < t_{Al}$ ). La courbe en pointillée correspond aux calculs analytiques.

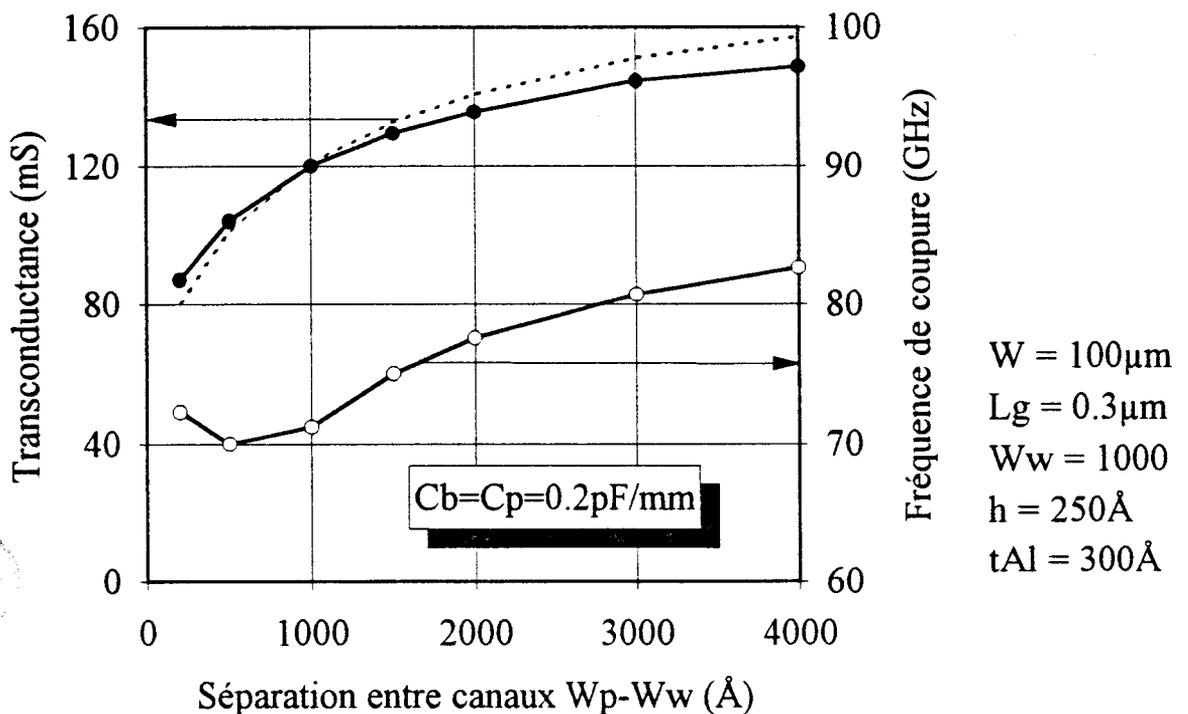


Fig. 48 : Evolution de la transconductance  $g_m$  et de la fréquence de coupure  $f_c$  d'un SC-HEMT de hauteur de canaux  $h = 250\text{\AA}$  ( $h < t_{Al}$ ) en fonction de la séparation entre canaux  $W_p - W_w$ . La courbe en pointillée correspond aux calculs analytiques.

hauteur du canal  $h$  varie de 150 Å à 250 Å. L'épaisseur de la couche de GaAlAs est de 300 Å. Les éléments capacitifs parasites  $C_p$  et  $C_b$  utilisés dans le calcul de la fréquence de coupure, sont égaux à 0.2 pF/mm. Les transconductances et les fréquences maximales sont représentées sur la figure 47 pour une période constante des canaux ( $W_p = 2000$  Å) et pour différentes hauteurs  $h$ . Ainsi on peut constater une forte augmentation de la transconductance maximale pour les valeurs élevées de  $h$ . Deux raisons sont à l'origine de cette évolution : un confinement latéral plus marqué des électrons du GaInAs dans la zone située sous le canal, et une commande des électrons dans les zones situées entre les canaux pour des tensions de grille élevées. C'est ce dernier effet qui va fortement contribuer à l'augmentation de la transconductance à tension grille élevée qui s'accompagne au regard de l'évolution de  $n_0^{1D}(y)$ , de l'apparition de densités d'électrons croissantes dans ces zones intermédiaires (figure 17.a).

Si l'on considère que cette structure consiste en l'association de deux éléments de commande de charges différents, on peut dissocier la transconductance (particulièrement due à la commande des électrons du canal GaInAs) en la somme de deux termes, ainsi donnée:

$$gm_0 = gm_{sc} \frac{W_w}{W_p} + \frac{\epsilon v_0 W}{(t_{Al} - h) + \Delta d} \frac{W_p - W_w}{W_p} \quad (51)$$

Dans cette expression, le premier terme représente la contribution de la commande de charges dans les canaux, et le second terme celle des zones entre ces canaux. Sur les figures 47 et 48, nous avons tracé l'évolution de l'expression (51) avec ces grandeurs :  $gm_{sc} = 60$  mS,  $\Delta d \approx 60$  Å. On constate que l'évolution de la transconductance maximale donnée par notre programme et l'évolution suivant l'expression analytique (51) sont bien en accord. Ainsi pour un SC-HEMT dont la hauteur de canal  $h$  est inférieure à l'épaisseur  $t_{Al}$  de GaAlAs, les effets HEMT dus aux zones intermédiaires interviennent fortement dans les valeurs maximales de transconductance, ce qui s'accompagne (pour  $t_{Al}-h$  faible) d'une tension de grille élevée de fonctionnement (figure 18 et 19).

$E_c - E_f$  (eV)

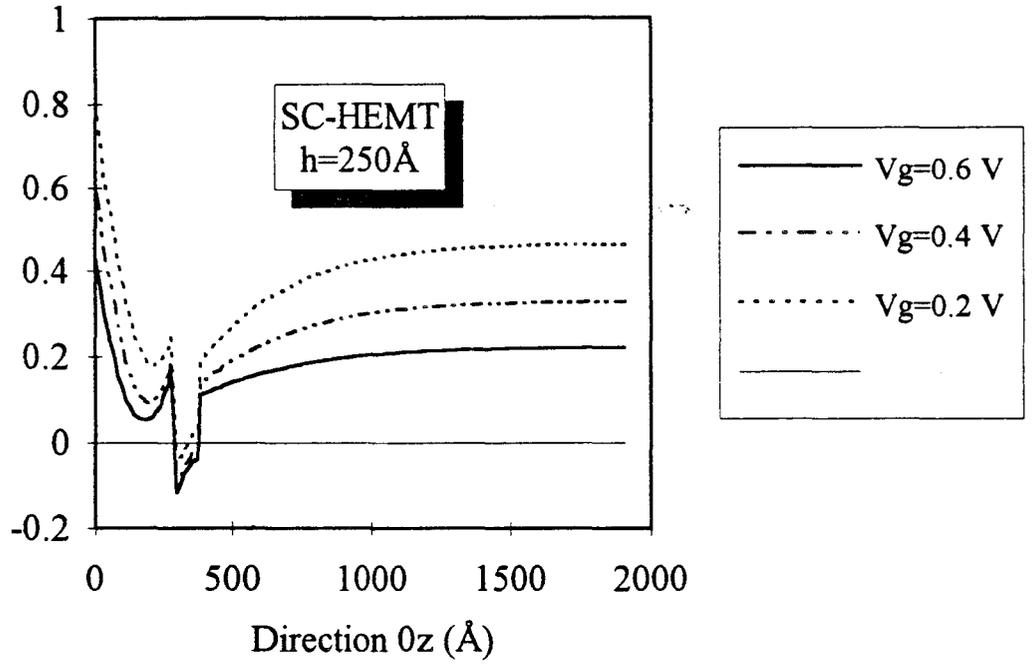


Fig. 49: Evolution suivant l'axe Oz de la bande de conduction du SC-HEMT de largeur 1000 Å avec  $h=250$  Å, relevée au centre du canal.



Les évolutions des fréquences maximales en fonction de la hauteur  $h$  (figure 47) pour  $W_p = 2000 \text{ \AA}$  et  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  offrent contrairement à la transconductance des valeurs qui varient peu. En ce qui concerne la dépendance suivant  $W_p$  (figure 48), la fréquence de coupure maximale augmente. Elle atteint une valeur de 83 GHz pour  $W_p = 5000 \text{ \AA}$ .

A titre indicatif, l'énergie de la bande de conduction ( $E_c - E_F$ ) prise au centre du canal (en  $W_w/2$ ) est donnée figure 49 suivant l'axe  $oz$ . La structure est de hauteur  $h = 250 \text{ \AA}$  et de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ . On peut observer comme précédemment une dépendance du potentiel électrostatique du buffer GaAs en fonction du potentiel de grille appliqué, malgré la séparation subsistant entre la grille et le buffer. Avec une telle structure, nous pouvons supposer que la conductance de sortie sera améliorée.

### II.4.5 MODELISATION DU SC-HEMT A L'AIDE D'UN MODELE DE VITESSE DES ELECTRONS NON-STATIONNAIRE

#### II.4.5.1 Présentation d'HELENA

Afin de calculer les caractéristiques hyperfréquences du SC-HEMT et de les comparer avec celles du HEMT, nous avons précédemment utilisé un modèle simple dans lequel la vitesse des électrons sous la grille était constante. Un tel modèle ne correspond pas à la réalité. En effet dans le cas de composants de longueur de grille inférieure au micron, des phénomènes de dynamique non-stationnaire doivent être pris en compte.

Nous avons décidé d'utiliser le logiciel HELENA (HEMT Electrical properties and Noise Analysis) développé au laboratoire par H. Happy [19]. Ce logiciel est basé sur une modélisation quasi-bidimensionnelle, et se décompose principalement en deux étapes:

# HELENA

## Hemt ELEctrical properties and Noise Analysis

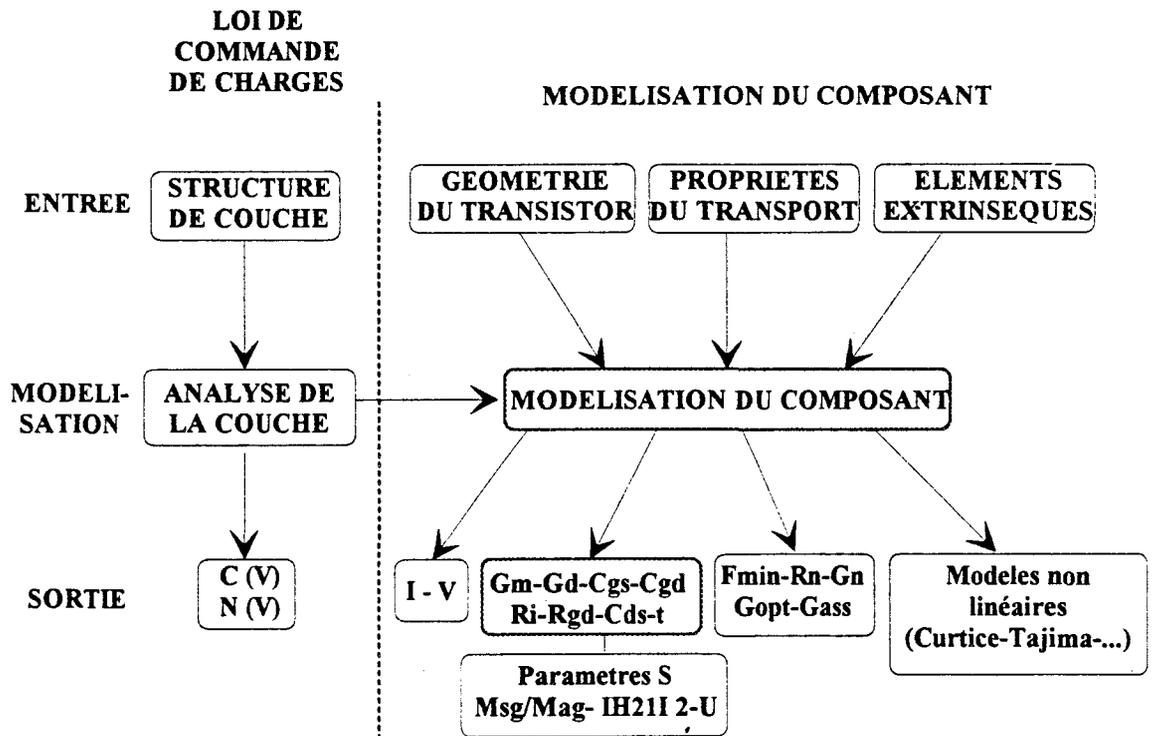


Fig. 50 : Organigramme de HELENA.



ELECTRON TRANSPORT HEMTS48	
Velocity law (Simple/Dynamic)	Law = d
Surface potential	Usurf = +0.50E+00 Volt
Initial gate potential	UGmax = +0.50E+00 Volt
1st Layer's Electron Mobility	$\mu 01 = +5.00E-02 \text{ m}^2/\text{V.s}$
1st Layer's Maximum Velocity	Usat1 = +8.00E+04 m/s
2nd Layer's Electron Mobility	$\mu 02 = +0.60E+00 \text{ m}^2/\text{V.s}$
2nd Layer's Maximum Velocity	Usat2 = +1.50E+05 m/s

Fig. 51 : lois de transport.

☐ Dans une première étape, les lois de commande de charges sont calculées suivant la direction perpendiculaire à la grille.

☐ Dans la seconde étape, le transport électronique est considéré suivant l'axe source drain. En chaque point sous la grille, la loi de commande de charges reliée au potentiel interne permet de déterminer la densité de porteurs, laquelle associée aux équations de transport nous donne les grandeurs physique tels que le champ électrique, la vitesse moyenne... A l'aide des paramètres technologiques du transistor (topologie du transistor, éléments extrinsèques) l'analyse des performances électriques en régime petit signal et de bruit peut être faite. L'organigramme du logiciel HELENA est donné figure 50.

Pour la modélisation du SC-HEMT pseudomorphique, nous introduisons dans le logiciel HELENA la loi de commande de charges calculée à l'aide de notre modèle Poisson-Fermi présenté précédemment, et nous nous servons ainsi que de la partie "modélisation du composant" du logiciel HELENA (figure 50).

#### II.4.5.2. Paramètres du calcul

\* Lois de transport électronique.

En ce qui concerne les lois de transport nous avons opté pour une loi simple dans le matériau GaAlAs [19]:

$$v(\xi) = \frac{(\mu\xi)^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu\xi}{v_s}\right)^2}} \quad (52)$$

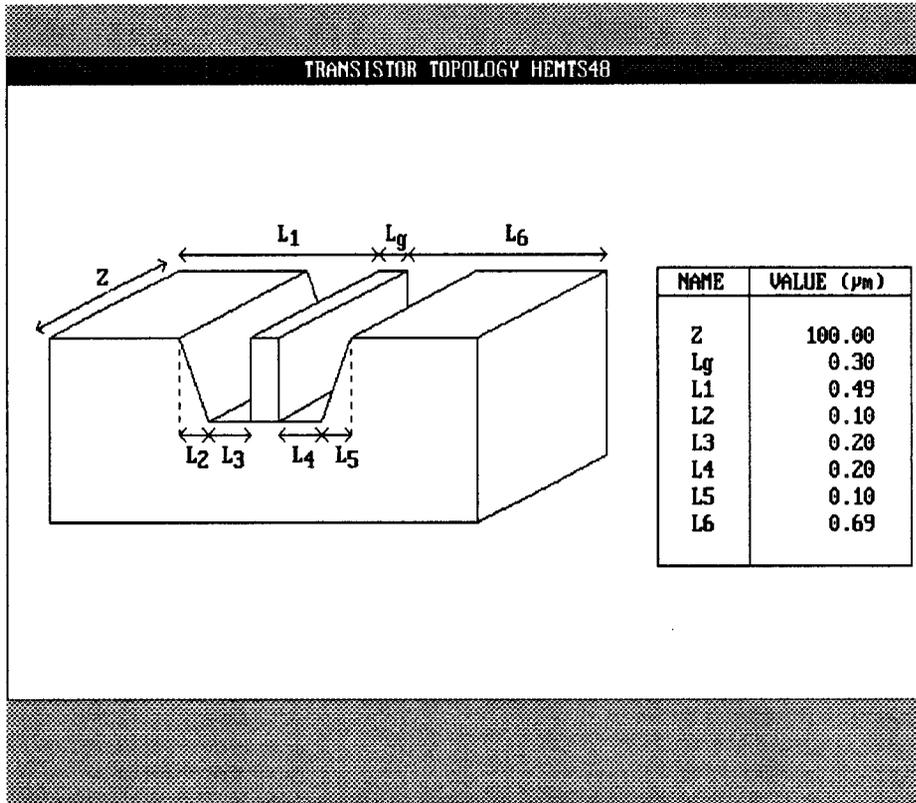


Fig. 52 : Topologie du transistor simulé.

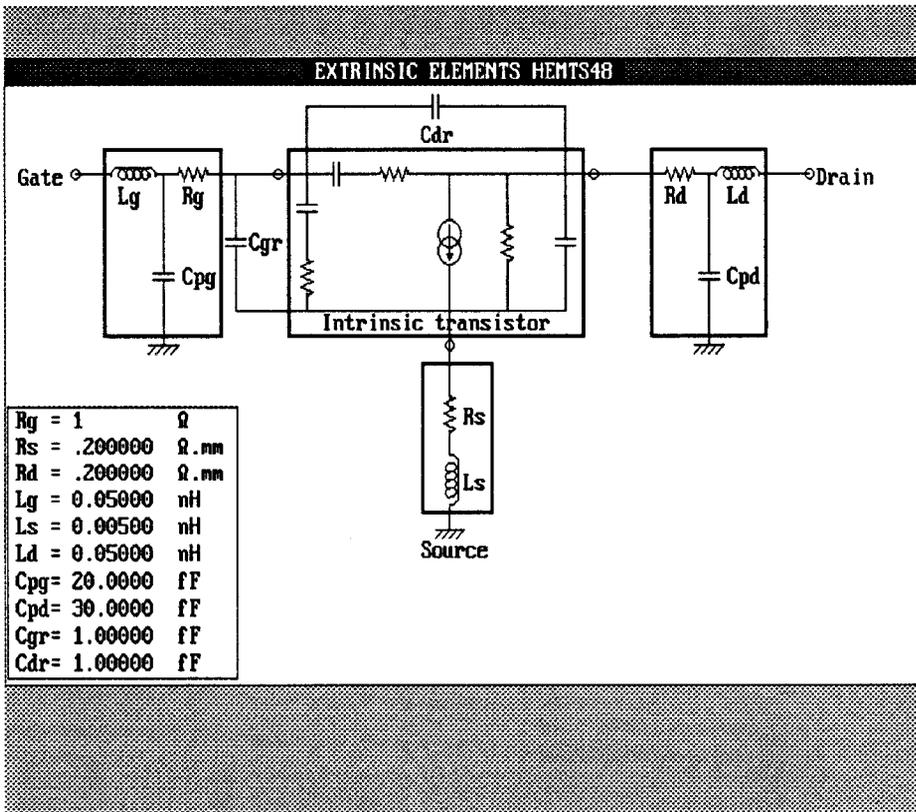


Fig. 53 : Eléments extrinsèques du transistor



$\xi$  représente le champ électrique. Pour le matériau GaInAs, nous utilisons une loi basée sur des équations de transport non-stationnaire, dont les paramètres sont issus de calcul Monte-Carlo et intégrés au logiciel HELENA. La figure 51 donne un récapitulatif des paramètres utilisés.

### \* Topologie du Transistor

Nous avons pris une longueur de grille  $L_g = 0.3 \mu\text{m}$  et une largeur de composant  $W = 100 \mu\text{m}$  (figure 52)

### \* Éléments extrinsèques

Les valeurs que nous utilisons sont celles proposées par HELENA. Nous supposons que ces valeurs sont identiques pour le HEMT et pour le SC-HEMT (figure 53).

## ***II.4.5.3 Résultats de la simulation***

### ***II.4.5.3.1 Courant drain-source et transconductance***

Le logiciel HELENA permet le calcul des caractéristiques continues  $I_{ds}(V_{ds})$ , en prenant en considération les éléments d'accès du transistor (résistances d'accès). La figure 54 présente la caractéristique  $I(V)$  du HEMT pseudomorphique. En ce qui concerne le SC-HEMT pseudomorphique, ses caractéristiques sont représentées figure 55. Il s'agit d'un composant de largeur de canaux  $W_w = 1000 \text{ \AA}$  et de période  $W_p = W_w$ . Ainsi nous nous trouvons dans le cas de la structure idéale, où l'espace entre canaux est considéré nul.

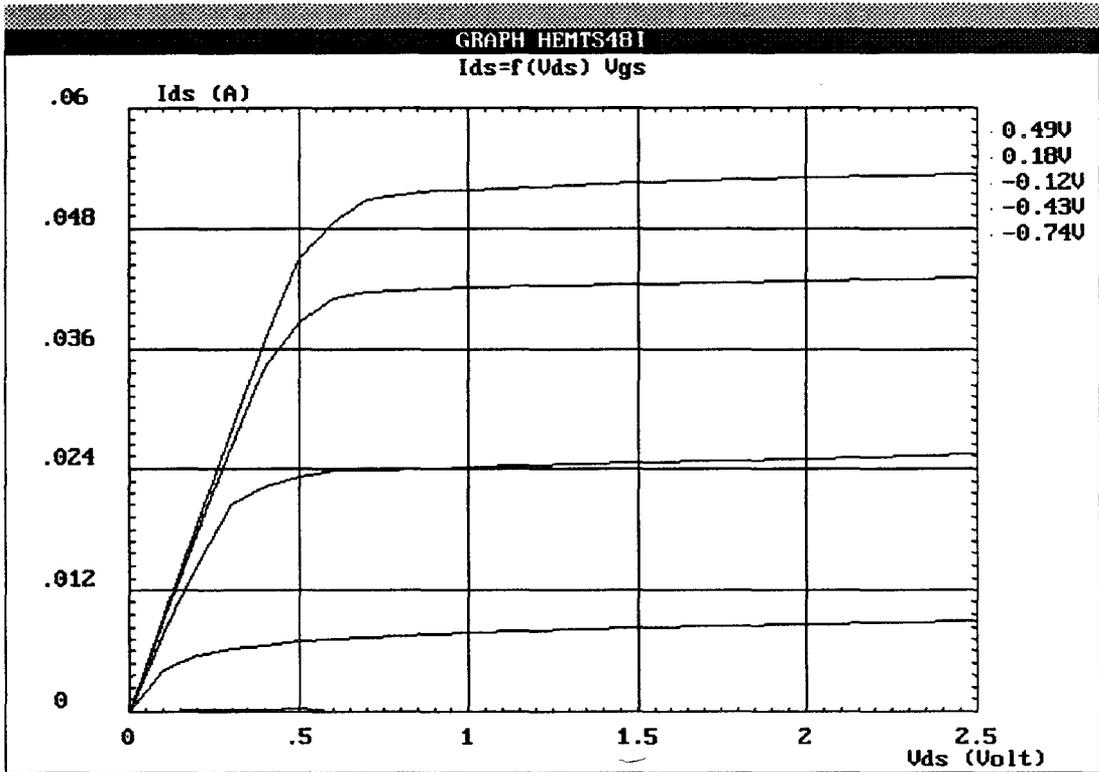


Fig. 54 : Caractéristiques continues I(V) du HEMT pseudomorphique  $0.3 \times 100 \mu\text{m}^2$

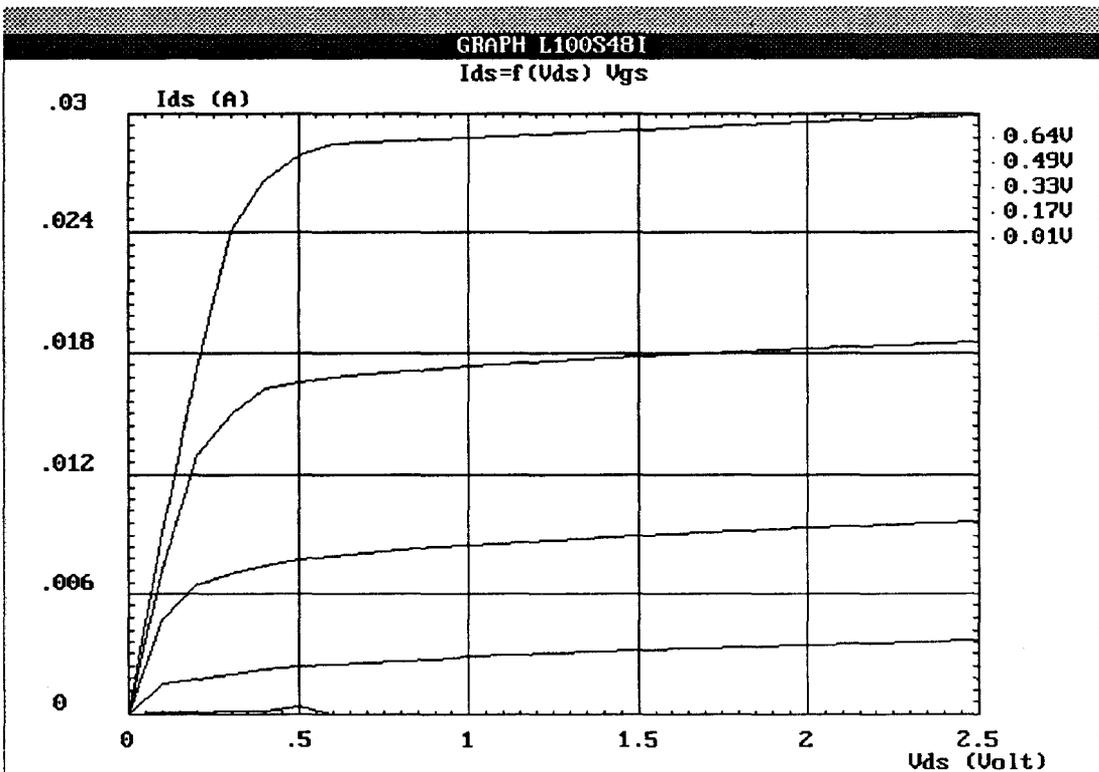


Fig. 55 : Caractéristiques continues I(V) du SC-HEMT pseudomorphique  $0.3 \times 100 \mu\text{m}^2$  dans le cas de la structure idéale ( $W_p=W_w$ ).



Le SC-HEMT présente un courant  $I_{ds}$  pour des tensions grille source positives. La tension de pincement  $V_p$  est proche de zéro volt, ce qui est à relier aux résultats de la commande de charges (figure 12.d). En ce qui concerne l'évolution en fonction de la tension grille-source  $V_{gs}$ , la transconductance extrinsèque prend des valeurs élevées à forte tension  $V_{gs}$ , alors que cet effet se produit à  $V_{gs}$  proche de zéro volt dans le cas du HEMT. Ces effets proviennent du fait que les capacités de grille ( $q \frac{dn}{dVg}$ ) sont maximales pour ces tensions  $V_{gs}$ .

Le courant  $I_{ds}$  maximal du SC-HEMT est deux fois moins élevé que celui du HEMT. Le courant du SC-HEMT est d'environ 300 mA/mm alors que le HEMT produit un courant de 500 mA/mm.

#### II 4.5.3.2 Résultats hyperfréquences.

Nous n'avons retenu que quelques résultats issus du schéma équivalent "petit signal". Nous nous sommes intéressés à la transconductance intrinsèque  $g_m$ , ainsi qu'à la capacité de grille-source  $C_{gs}$ . Ces deux grandeurs permettent de nous renseigner sur la fréquence de coupure  $f_c$  donnée par:

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} \quad (53)$$

L'évolution des transconductances en fonction de la tension  $V_{gs}$  est représentée figure 57. Nous avons choisi un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ , et nous nous sommes placés dans le cas de la structure idéale ( $W_p = W_w$ ). La tension drain-source est  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ . Le SC-HEMT présente une transconductance maximale d'environ 1 S/mm alors que celle-ci n'atteint que 600 mS/mm pour le HEMT. Nous retrouvons donc des valeurs de transconductance plus élevées dans le cas du SC-HEMT, ce qui confirme les résultats de notre modèle simplifié utilisé précédemment.

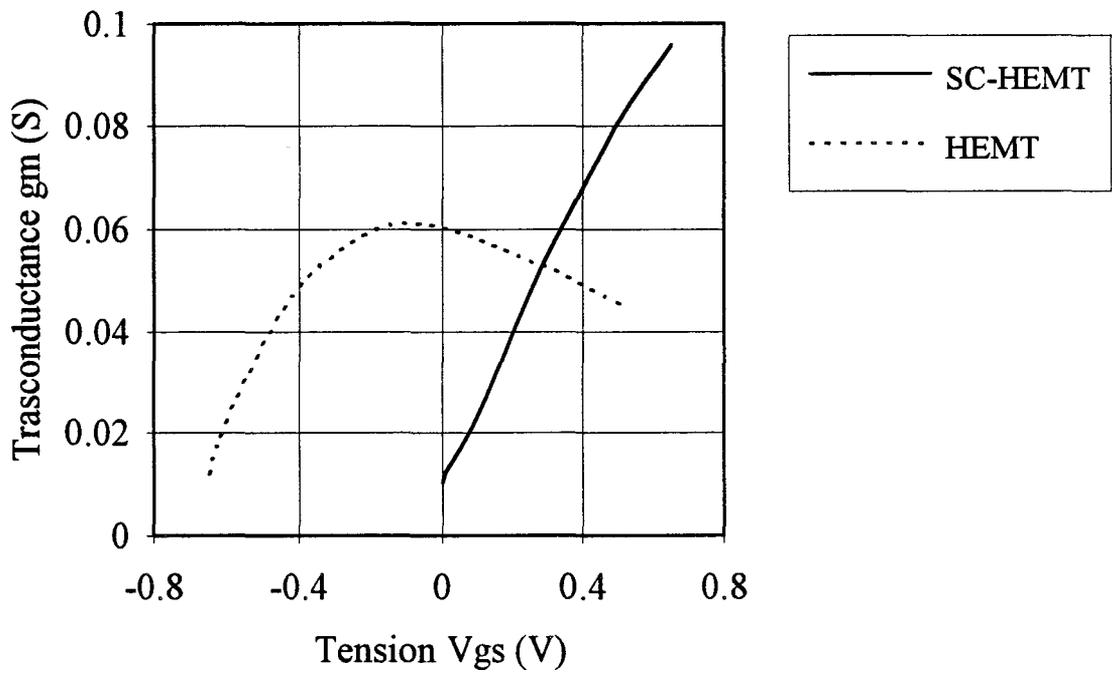


Fig. 57 : Evolution des transconductances intrinsèques du HEMT et du SC-HEMT idéal ( $Ww=1000\text{\AA}$ ) issues du logiciel HELENA à  $V_{ds}=2\text{ V}$ .

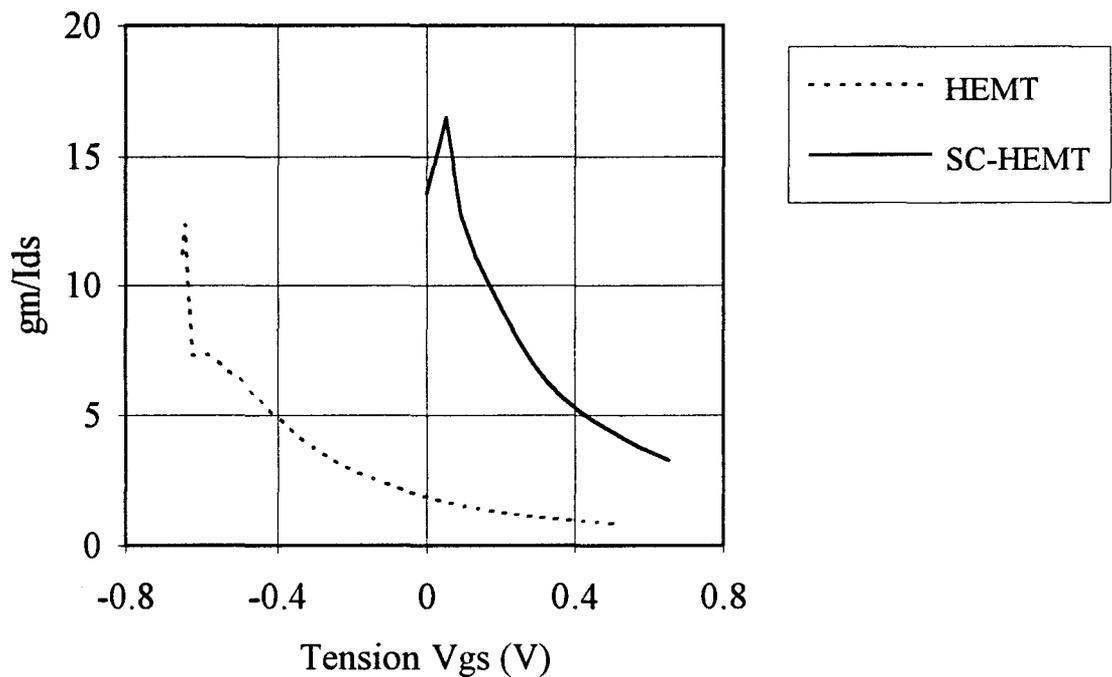


Fig. 58 : Evolution des transconductances normalisées du HEMT et du SC-HEMT idéal ( $Ww=1000\text{\AA}$ ) issues du logiciel HELENA à  $V_{ds}=2\text{ V}$ .

Nous avons normalisé la transconductance  $g_m$  par rapport au courant drain-source  $I_{ds}$  (figure 58). Après réalisation technologique, les dimensions étant faibles (ex :  $W_w \approx 1000 \text{ \AA}$ ) et donc difficiles à mesurer précisément, la comparaison des deux structures est délicate (en terme de transconductance). Pour mieux comprendre, si nous considérons un modèle de vitesse constante sur la grille, nous pouvons écrire :

$$\frac{g_m}{I_{ds}} \approx \frac{q \frac{dn_0}{dV_g} v_0 N W_w}{qn_0 v_0 N W_w} = \frac{dn_0}{dV_g n_0} \quad (54)$$

Ainsi le rapport  $\frac{g_m}{I_{ds}}$  est indépendant de la largeur effective  $NW_w$  du composant (nombre de canaux  $N = W/W_p$ ) et semble être un moyen adéquat de comparaison entre les deux structures. Dans les parties précédentes, nous avons constaté qu'une commande de charges plus efficace d'un SC-HEMT s'exprimait par un terme capacitif plus grand ( $d \frac{dn_0}{dV_g}$ ) et ceci pour une densité d'électrons plus faible (figure 15). Ainsi un SC-HEMT de faible largeur  $W_w$  doit présenter des valeurs de  $\frac{g_m}{I_{ds}}$  plus grandes qu'un HEMT. Si nous nous plaçons à courant  $I_{ds}$  constant, qui correspondrait au point de fonctionnement donné par la transconductance maximale du HEMT ( $g_m = 61 \text{ mS}$ ,  $I_{ds} = 26 \text{ mA}$ ,  $V_{gs} = -0.1 \text{ V}$ ) le rapport  $g_m/I_{ds}$  pour le HEMT est de 2.35, alors que pour le SC-HEMT ( $g_m = 95 \text{ mS}$ ,  $I_{ds} = 27 \text{ mA}$ ,  $V_{gs} = 0.6 \text{ V}$ ) ce rapport atteint une valeur de 3.5 ce qui fait une amélioration de près de 50 %. Ainsi l'amélioration d'efficacité de commande de charges se traduit par une augmentation de la valeur normalisée  $\frac{g_m}{I_{ds}}$ .

Nous avons représenté l'évolution de la capacité  $C_{gs}$  pour les deux structures (figure 59). La capacité  $C_{gs}$  du SC-HEMT est beaucoup plus grande que celle du HEMT. Ces évolutions sont proches des évolutions  $C_g = C_0 + C_1$  fonction du potentiel de grille  $V_g$ , issues

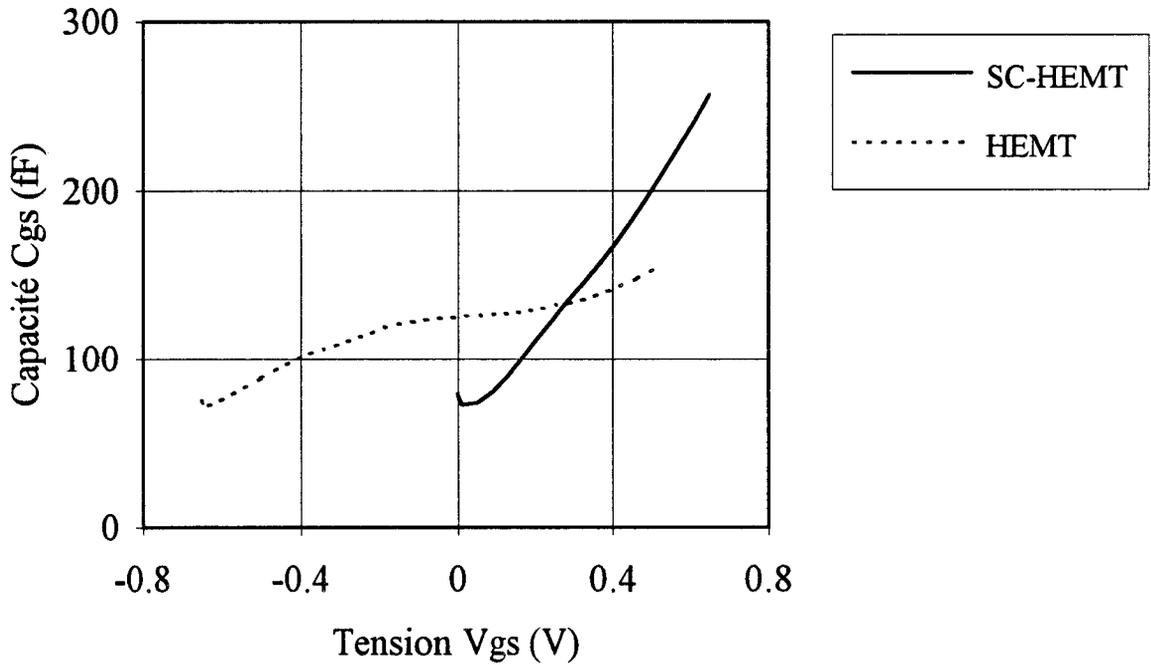


Fig. 59 : Evolution des capacités grille source du HEMT et du SC-HEMT idéal ( $W_w=1000\text{\AA}$ ) issues du logiciel HELENA à  $V_{ds}=2\text{ V}$ .

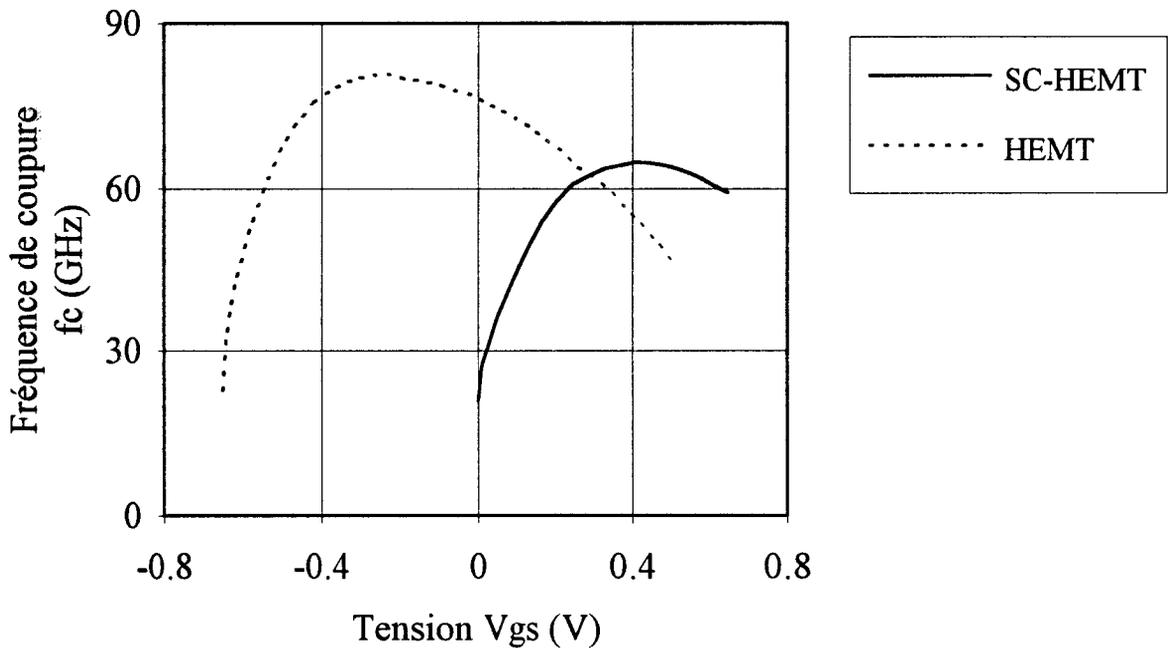


Fig. 60 : Evolution des fréquences de coupure  $f_c$  du HEMT et du SC-HEMT idéal ( $W_w=1000\text{\AA}$ ) issues du logiciel HELENA à  $V_{ds}=2\text{ V}$ .

## Chapitre II

des lois de commande de charges calculées précédemment (figure 14.b,d). Le modèle d'HELENA nous fournit une capacité de bord identique pour les deux types de transistor.

Si nous calculons maintenant les fréquences de coupure  $f_c$  pour chaque composant (figure 60) nous obtenons une fréquence de coupure  $f_c$  du HEMT de 80 GHz, et cette grandeur est réduite à 65 GHz pour le SC-HEMT. Nous ne retrouvons pas une augmentation de la fréquence de coupure avec un SC-HEMT comme nous l'avions observé avec le modèle de vitesse des électrons constante. Cet effet provient du fait que les valeurs de transconductances données par le modèle d'HELENA sont moins élevées qu'avec notre modèle de vitesse constante. En effet, la transconductance pour le SC-HEMT atteignait un maximum de 1.2 S/mm alors que les calculs issus d'HELENA prévoient pour ce maximum 950 mS/mm. Ainsi la transconductance n'est plus directement proportionnelle au terme capacitif  $C_g$  (commande de charges). Par contre, comme nous l'avons constaté (figure 59), la capacité grille-source  $C_{gs}$  est du même ordre de grandeur.

L'amélioration de la fréquence de coupure que nous aurions pu constater avec un modèle utilisant une vitesse des électrons constante (réduction des effets de capacités de bord et parasites), et dont l'interprétation était attribuée à une plus grande efficacité de commande de charges, n'est pas obtenue avec HELENA, étant donné que l'amélioration de transconductance ne suit pas exactement l'évolution de la commande de charges.

Afin d'interpréter la différence entre les deux modélisations, nous avons représenté les densités surfaciques d'électrons dans la couche de GaInAs sous la grille ainsi que la vitesse de ces électrons pour les deux structures (figures 61 et 62). La tension drain source est fixée à  $V_{ds} = 2$  V et la tension  $V_{gs}$  est prise pour aboutir aux transconductances maximales de chacune des structures. Nous pouvons observer des évolutions similaires de ces grandeurs, et en particulier une vitesse des électrons sous la grille identique. Ainsi la faible transconductance obtenue avec le SC-HEMT n'est pas liée à un problème de transport de ces charges. La seule

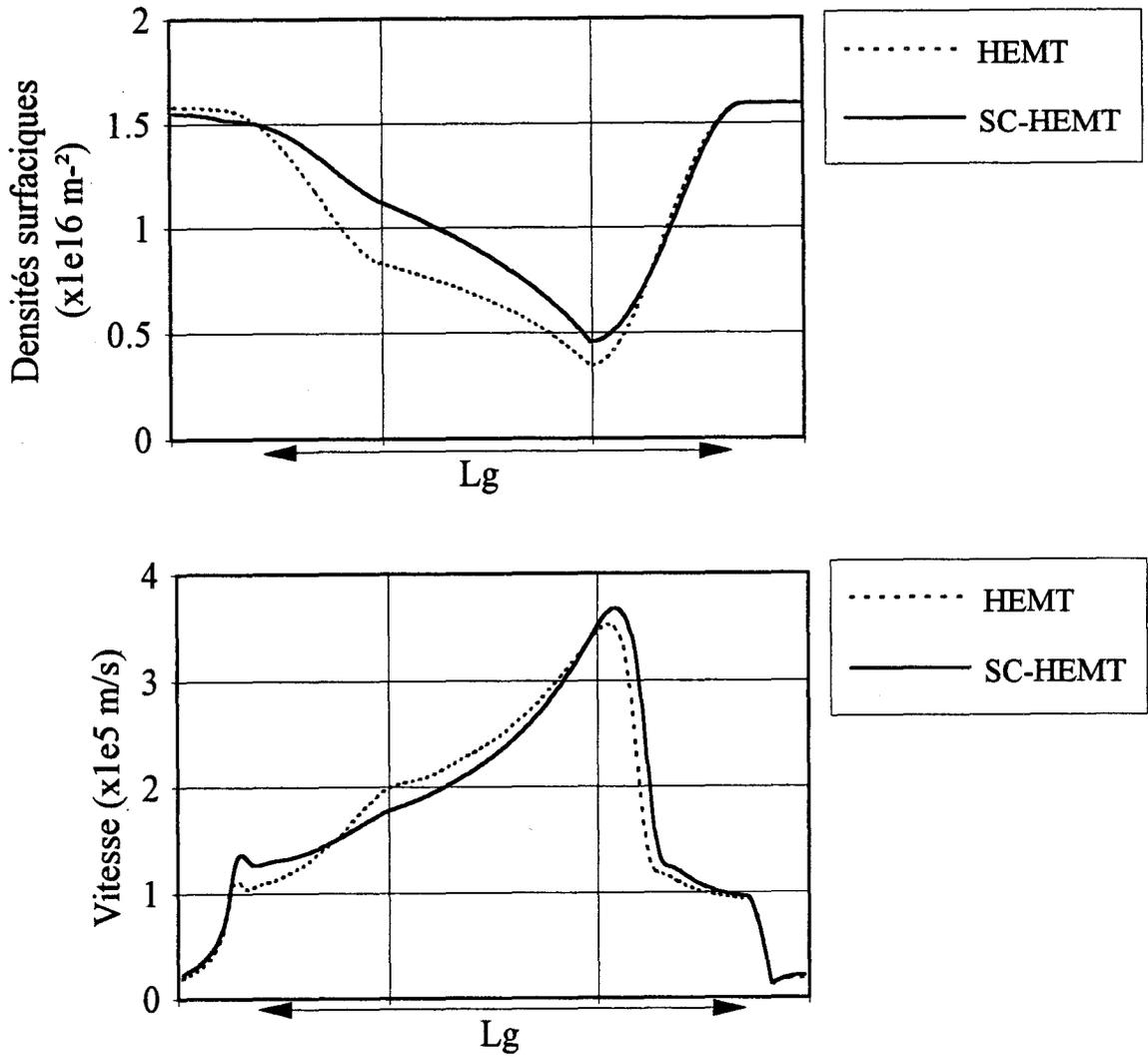


Fig. 61 : Evolution de la densité d'électrons du GaInAs et de la vitesse des électrons dans la couche de GaInAs pour un HEMT et un SC-HEMT ( $Ww=1000\text{\AA}$ ) à  $V_{ds}=0\text{ V}$ , pour une transconductance maximale.

$V_{ds}$ (V)		2	1	0.75	0.5	0.25
HEMT	gm (mS)	61	61	60	59	44
	fc (GHz)	81	82	85	88	80
SC-HEMT	gm (mS)	95	95	96.5	92	55
	fc (GHz)	65	65	67	68	61

tableau 1 : Evolution suivant la tension  $V_{ds}$  de la transconductance et de la fréquence de coupure  $f_c$  pour le HEMT et le SC-HEMT, d'après HELENA.



raison de cette transconductance peu élevée semble provenir de la commande de charges dont les évolutions sont très différentes selon la structure. En particulier la plage d'utilisation en tension grille-source étant limitée pour le SC-HEMT, ainsi que l'absence d'un plateau dans l'évolution de la capacité de grille (figure 14.d) paraissent être les causes restrictives de la valeur de transconductance.

Dans la modélisation quasi-bidimensionnelle d'HELENA, le composant est divisé en tranches d'épaisseur  $\Delta x$ , et pour chacune d'elles un schéma équivalent local petit signal est défini [19]. Le composant est donc décrit sous la forme d'une ligne active distribuée et non-uniforme. Ainsi la transconductance du composant dépend des éléments représentatifs de chaque tranche. Si nous observons l'évolution de la densité de charges en fonction de la position sous la grille, celle-ci n'est pas constante. En outre pour une variation de  $V_{gs}$  autour d'un point statique, la variation de la densité de charges ( $\frac{dn}{dV_g}$  figures 12 et 14) est donc différente suivant la position sous la grille (figure 61) et va donner des valeurs différentes aux éléments composants le schéma équivalent localisé. La transconductance du composant étant globalement dépendante de ces schémas équivalents localisés, l'évolution de la capacité de grille  $C_g$  en fonction de  $V_g$ , qui peut être reliée à une densité d'électrons sous la grille ( $n_0 \rightarrow V_g \rightarrow C_g$ ) est importante. Ainsi une loi commande de charges  $C_0(V_g)$  élevée n'est pas la seule condition d'une transconductance élevée, cette évolution doit être vérifiée sur une plage de tension  $V_{gs}$  suffisamment large (ex : HEMT  $\rightarrow$  plateau).

Nous avons fait le calcul des transconductances ainsi que des fréquences de coupure pour la structure HEMT et SC-HEMT pour différentes tensions drain-source  $V_{ds}$ . Ces résultats sont donnés tableau 1. On peut constater que les évolutions de ces deux grandeurs suivant la tension  $V_{ds}$  sont similaires. Aucun effet n'est donc à noter lorsque la tension  $V_{ds}$  est réduite.

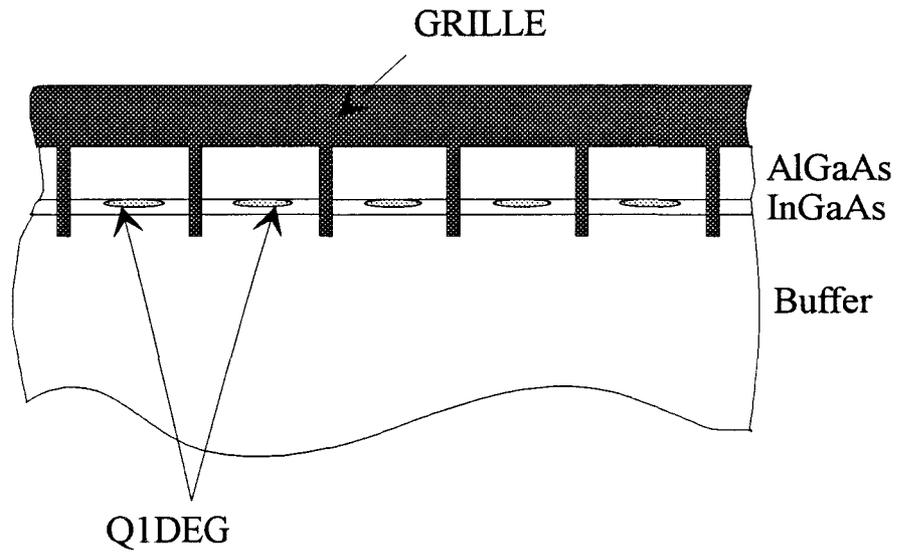


Fig. 62 : Topologie idéale d'un SC-HEMT pseudomorphique.



## II.5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons calculé les lois de commande de charges d'un SC-HEMT pseudomorphique. la topologie de ce composant, en particulier l'électrode de grille, fait que l'efficacité de commande de charges se trouve améliorée par rapport à une structure de type HEMT.

En utilisant une vitesse des électrons constantes sous la grille, nous avons montré qu'une telle structure permettait d'obtenir des transconductances élevées, et de réduire le temps de transit des électrons entre source et drain. (temps de transit total  $\tau_t \rightarrow$  temps de transit intrinsèque  $\tau_i$ ). Toutefois un modèle plus réaliste (HELENA), dans lequel les phénomènes non-stationnaires de la vitesse des électrons sont pris en compte, prévoit une réduction de la fréquence de coupure  $f_c$  pour un SC-HEMT.

Enfin une réduction de la conductance de sortie par l'utilisation d'une topologie SC-HEMT est attendue, du fait de la forme de la bande de conduction entre la couche active de GaInAs et la couche tampon GaAs.

En ce qui concerne la topologie du SC-HEMT, les meilleurs résultats sont attendues avec une structure de type idéale, c'est-à-dire dont l'espace entre les canaux conducteurs  $W_p - W_w$  tend vers zéro ( $\frac{W_w}{W_p} \rightarrow 1$ ) et dont la largeur  $W_w$  reste inférieure à environ 1500Å.

Une telle structure est schématisée figure 62. Cependant la fabrication d'un composant présentant ces caractéristiques est limitée d'un point de vue technologique.

## II.6. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] G.L. Snider, I.H. Tan and E.L. Hu  
"Electron states in mesa-etched one dimensional quantum well wires".  
J. Appl. Phys. 68 (6), sept. 1990, pp2848-2853
- [2] Hong Yu and J.C. Hermanson  
"Electronic structure of a quasi-one-dimensional electron gas at finite temperature".  
J. Vac. Sci. Technol. B 8 (4), jul/aug 1990, pp817-821
- [3] J. Yoshida  
"Classical versus quantum mechanical calculation of the electron distribution at the n-AlGaAs/GaAs heterointerface".  
IEEE Trans. on Electron Dev., vol. 33, jan. 1986, n°1 pp154-156
- [4] R.W. Hockney  
J. Assoc. Comput. Mach., 12, pp95-11 (1965).
- [5] M. Pernisek  
"Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques application à l'étude de transistors à modulation d'injection".  
Thèse de Doctorat, Lille 1983
- [6] D. Berdnarczyck and J. Berdnarczyck  
"The approximation of the Fermi-Dirac integral  $F_{1/2}(h)$ ".  
Physics Letters, vol. 64 n°4, pp409-410, 1978.
- [7] F. Stern  
"Iteration methods for calculating self-consistent fields in semiconductor inversion layers".  
J. of Comp. Phys. 6, pp56-67, 1970
- [8] A. Cappy  
"Sur un nouveau modèle de transistor a effet de champ à grille submicronique"  
Thèse de Doctorat, Lille 1981.
- [9] J. Alamkan  
"Etude théorique des couches actives AlGaAs/InGaAs/GaAs à l'aide d'un modèle de résolution autocohérente des équations de Schrödinger et de Poisson"  
Thèse de Doctorat, Lille 1993
- [10] S. Hava  
J. Appl. Phys., 57, n°12, 1985
- [11] H.J. Lee, L.Y. Juravel, J.C. Wooley  
Phys. Rev. B, vol. 21, n°2, p659, 1980

- [12] D.V. Lang, R.A. Logan, and M. Jaros  
"Trapping characteristics and a donor-complex (DX) model for the persistent photoconductivity trapping center in the Te-doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ "  
Phys. Rev. B, vol. 19, p1015, 1979
- [13] N. Chand, T. Henderson, J. Klem, W.T. Masselink, R. Fisher, Y. Chang and H. Morkoc  
"Comprehensive analysis of Si-doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0$  to 1): theory and experiments"  
Phys. Rev. B, vol. 30, p4481, 1984
- [14] M.I. Nathan, P.M. Mooney, P.M. Solomon and S.L. Wright  
"Room-temperature electron trapping in  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  modulation doped field-effect transistors"  
Appl. Phys. Lett., vol. B47, p628, 1985
- [15] J.Y. Marzin and al.  
"Optical investigation of a new type of valence band configuration in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  strained superlattices"  
Phys. Rev. B, vol. 5, n°12, pp8298-8301, 1985
- [16] C.P. Kuo and al.  
"Effect of mismatch strain on bandgap in III-V semiconductors"  
J. Appl. Phys., vol. 57, n°12, pp5428-5432
- [17] S. Adachi  
"Material parameter of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  and related binary"  
J. Appl. Phys. vol. 53, n°12, pp8772-8792
- [18] J. Alamkan, H. Happy, Y. Cordier, A. Cappy  
"Modelling of pseudomorphic  $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  layers using self consistent approach"  
European Transactions on Telecommunication and Related Technologies
- [19] H. Happy  
"HELENA: un logiciel convivial de simulation des composants à effet de champ"  
Thèse de Doctorat, Lille 1992
- [20] Y. Cordier  
"Croissance par épitaxie par jets moléculaires de structures contraintes  $\text{GaInAs}$  sur substrat  $\text{GaAs}$ : réalisation et caractérisation de HEMT's pseudomorphiques  $\text{GaAlAs}/\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ "  
Thèse de Doctorat, Lille 1992
- [21] L. N-Guyen, L.E. Larson, U.K. Mishra  
"Ultra-high-speed modulation doped field effect transistors: a tutorial review"  
Proceedings of the IEEE, vol. 80, n°4, 1992
- [22] D. Delagebeaudeuf and N. Linh  
"Metal-n  $\text{AlGaAs}$  two-dimensionnal electron gas field effect transistors"  
IEEE Trans. on Electron Dev., vol 29, n°6, pp955-960, 1982

- [23] J. Han, D.K. Ferry and P. Newman  
"Ultra-submicrometer-gate AlGaAs/GaAs HEMT's"  
IEEE Trans. on Electron Dev. Letters, vol. 11, n°5, 1990
- [24] S. Adachi  
"GaAs, AlAs,  $Al_xGa_{1-x}As$ : material parameter for use in research and device applications"  
J. Appl. Phys., 58, 1985
- [25] M.C. Foisy, P.J. Tasker, B. Hughes and L.F. Eastman  
"The role of inefficient charge modulation in limiting the current-gain cutoff frequency of the MODFET"  
IEEE Trans. on Electron. Dev., vol. 35, n°7, pp871-877, 1988
- [26] L. Baudry  
"Etude théorique du transport électronique dans des structures à dimensionnalité réduite. Application à la simulation Monte Carlo d'hétérostructures pseudomorphiques".  
Thèse de Doctorat, Lille 1993
- [27] J.L. Thobel  
"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"  
Thèse de Doctorat, Lille 1988
- [28] S. Adachi  
"Material parameters of  $In_{1-x}Ga_xAs$  and related binaries"  
J. Appl. Phys., 53 (12), 1982
- [29] W. Schockley  
"A unipolar field effect transistor"  
Proceeding of I.R.E., 40, pp1365-1376, 1952
- [30] R.A. Pucel, H.A. Haust and H. Statz  
"Signal and noise properties of Gallium Arsenide microwave field effect transistor"  
Adv. in electronics and electron phys. vol. 38, pp195-265, 1974
- [31] T. Shawki, G. Salmer and O. El-Sayed  
"MODFET 2-D hydrodynamic energy modeling: optimization of subquarter-micron-gate structures"  
IEEE Trans. on Electron Dev., vol. 37, n°1, 1990
- [32] M. Reiser  
"A two-dimensional numerical FET for DC, AC and large-signal analysis"  
IEEE Trans. on Electron Dev., vol. 20, n°1, 1973
- [33] B. Carnez, A. Cappy, A. Krasynski, E. Constant, G. Salmer  
"Modeling of a submicrometer gate field-effect transistor including effects of non-stationary electron dynamics"  
Appl. Phys., vol. 51, pp784-790

- [34] A. Cappy  
"Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ: structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel"  
Thèse d'Etat, Lille 1986
- [35] P.J. Tasker and B. Hughes  
"Importance of source and drain resistance to the maximum fT of millimeter-Wave MODFET's"  
IEEE Elect. Dev. Letters, vol. 10, n°7, pp291-293, 1989
- [36] R. Anholt  
"Dependence of GaAs MESFET fringe capacitances on fabrication technologies"  
Solid State Electronics, v10. 34, n°5, pp515-520, 1991

**Chapitre III : Réalisation et  
caractérisation des composants SC-  
HEMTs pseudomorphiques.**

## III.1 INTRODUCTION

Une structure SC-HEMT présente certaines caractéristiques que nous allons essayer de vérifier par une étude expérimentale.

Cette étude comporte deux grands points:

☞ Définition des étapes technologiques afin de réaliser un SC-HEMT

☞ Caractérisation de ce transistor.

Cette dernière partie nécessite d'effectuer des mesures en statique, basse fréquence et hyperfréquence.

## III.2. TECHNOLOGIE DU SC-HEMT PSEUDOMORPHIQUE

### III.2.1. INTRODUCTION

La mise au point de la technologie de SC-HEMT pseudomorphique se décompose en deux points:

☞ adapter la technologie des HEMTs pseudomorphiques déjà développée au laboratoire.

☞ Réaliser des canaux de largeur  $W_w$  suffisamment petite.

Les résultats de la modélisation décrite dans le chapitre précédent ont montré que la largeur  $W_w$  des canaux du SC-HEMT devait être de l'ordre de 1000 Å. Une telle dimension nécessite des moyens de lithographie haute définition, telle que la lithographie à faisceau d'électrons. De plus, comme nous allons le voir, la gravure des canaux conditionne aussi les dimensions de ces derniers.

Une fois les étapes technologiques des canaux développées, il faut insérer ces dernières à la technologie déjà existantes des HEMTs, qui dépend du type de grille réalisée. En effet, la longueur de grille étant submicronique, sa réalisation en forme de T (ou champignon) peut être nécessaire afin de réduire sa résistance.

Dans cette partie, nous allons dans un premier temps présenter le procédé de fabrication des canaux et ensuite la technologie complète du SC-HEMT pseudomorphique.

#### III.2.2 PREPARATION DES CANAUX DU SC-HEMT

La fabrication des canaux du SC-HEMT passe par trois étapes principales.

- ☛ Réaliser un masque
  
- ☛ définir les canaux par gravure
  
- ☛ ôter le masque.

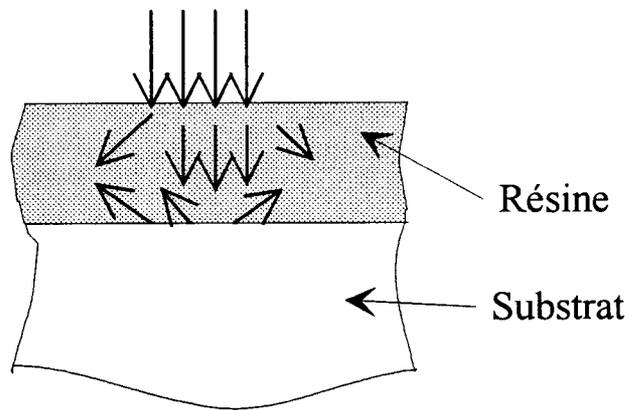


Fig. 1 : Exposition de la résine à un faisceau d'électrons. Effet latéral.

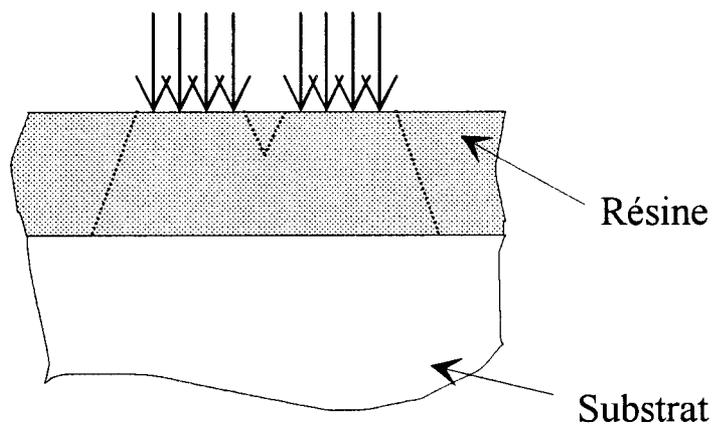


Fig. 2 : Effet de proximité du à l'exposition latérale.



### III.2.2.1 Etapes de masquage

La taille des motifs étant de l'ordre de 1000 Å, l'utilisation de la lithographie à faisceau d'électrons est indispensable. Un tel système est largement employé dans la définition des grilles courtes des HEMTs. L'avantage de la lithographie à faisceau d'électrons est que les motifs sont directement écrits sur une résine sensible. Ainsi la taille des motifs est limitée par la taille du faisceau d'électrons.

Lors de la phase d'exposition, les électrons vont subir des interactions avec la résine, mais également avec le substrat, ce qui va induire un effet d'exposition latérale plus marqué vers le fond de la résine que vers la surface (figure 1). En outre cet effet est pratique pour la réalisation de profils en casquette utiles lors de lift-off de métal.

Concernant la réalisation des canaux, le masque est constitué de traits rectilignes et parallèles. Si les traits sont trop proches, l'effet d'exposition latérale risque de compromettre la réalisation de notre masque (figure 2). Ce phénomène important doit être pris en compte lors de la définition du masque (la distance entre canaux ne doit pas être trop faible).

La nature du masque est liée au type d'exposition des canaux. Il est plus simple de définir les canaux par une écriture directe que par la définition des zones entre ces canaux. Les zones entre les canaux étant à graver, deux types de masques sont disponibles:

- une résine négative
  
- un masque métallique (lift-off à partir d'une résine positive).

La première solution pose un problème lors du nettoyage de cette résine qui est mal maîtrisé (difficulté pour enlever la résine). Nous avons opté pour un masque de type métallique à partir de Nickel. La résine positive utilisée est de la PMMA (polyméthyl-méthacrylate). Pour

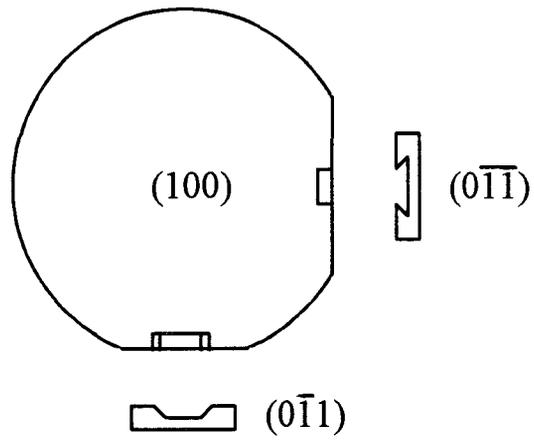


Fig. 3 : Profils d'attaque suivant la direction du substrat (Sumitomo).

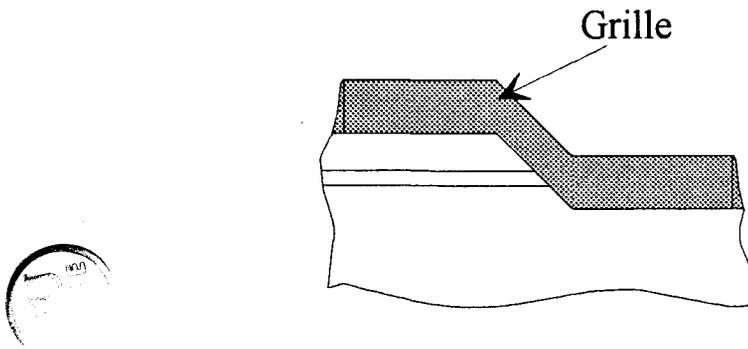


Fig. 4 : Profil choisi pour le dépôt de grille.

réaliser des motifs de faible dimension, il est nécessaire d'utiliser de faible épaisseur de résine [1].

Le masqueur utilisé est un Cambridge EBMF2.4. La taille du faisceau est de 0.1  $\mu\text{m}$  (courant du filament 1mA).

### ***III.2.2.2. Définition des canaux***

Afin de définir les canaux, les zones situées entre les lignes de Nickel doivent être gravées. Nous avons utilisé une gravure chimique utilisant une solution de  $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  (proportions 1: 1: 200). Une telle gravure n'altère pas notre masque de Nickel.

Les gravures de GaAs sont en général anisotropes. Suivant l'orientation du substrat de GaAs, les profils d'attaques sont différents (figure 3) et on peut obtenir des profils en "dove-tail" ou en "V-etch". Cette orientation est importante pour la réalisation d'un SC-HEMT. En effet, si nous voulons que la grille soit en contact avec les différents matériaux constituant l'hétérojonction, il est nécessaire de choisir un profil de type "V-etch" (figure 4). Cette remarque est aussi applicable à la réalisation des HEMTs et en particulier à la descente du méso par la grille.

### ***III.2.2.3. Nettoyage du masque métallique.***

Une solution d'acide nitrique  $\text{HNO}_3$  dilué a été utilisée pour enlever le masque Nickel [2]. Une solution  $\text{HNO}_3 : \text{H}_2\text{O}$  de proportion 1 : 10 permet de graver notre masque de Nickel de 500 Å d'épaisseur en une minute trente secondes.

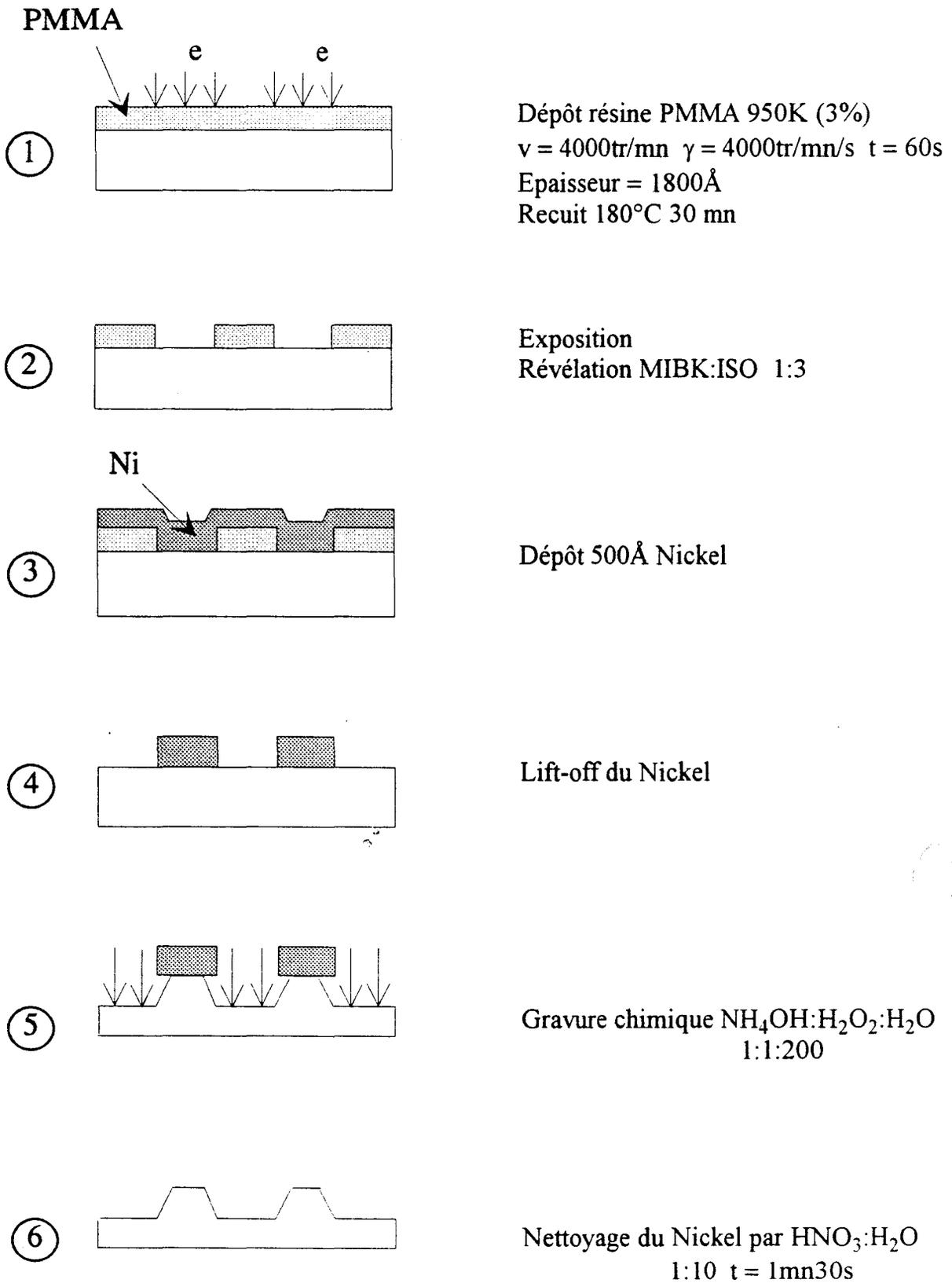


Fig. 5 : Epates de fabrication des canaux du SC-HEMT.

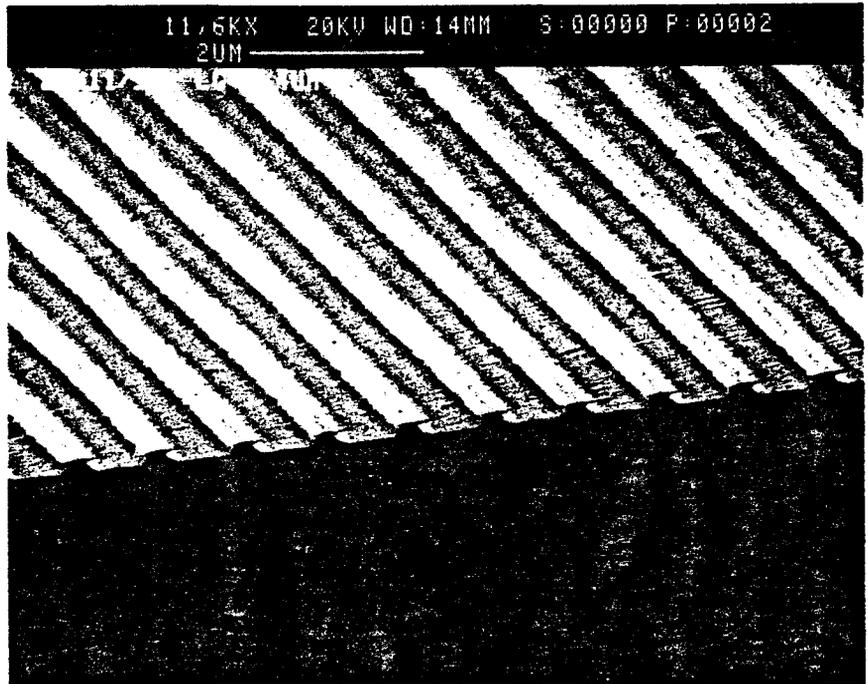


Fig. 6 : Microscopie à balayage électronique des canaux d'un SC-HEMT avant nettoyage du Nickel.

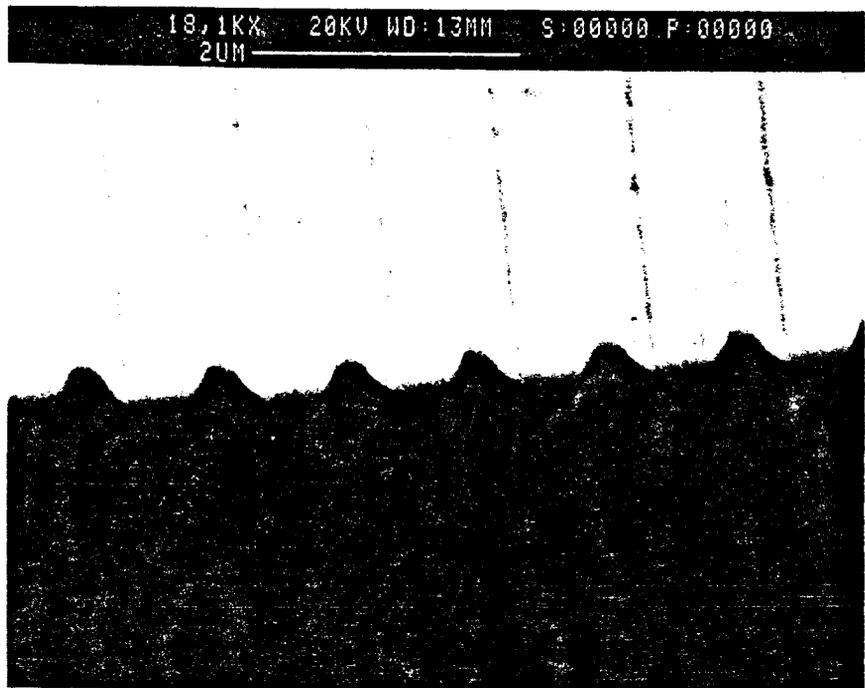


Fig. 7 : Microscopie à balayage électronique des canaux d'un SC-HEMT après nettoyage du Nickel.

Cette solution présente l'avantage qu'elle n'altère pas le GaAs (pour le temps retenu ici).

#### ***III.2.2.4 Technologie complète des canaux.***

La figure 5 présente toutes les étapes technologiques nécessaires à la réalisation de nos canaux. Différentes photographies réalisées au microscope électronique à balayage représentent l'issue de certaines étapes. Sur la figure 6, nous pouvons observer la forme des canaux après leur gravure. Le masque de Nickel est encore présent. La période des canaux est de 1.5  $\mu\text{m}$  et leur hauteur d'environ 1200 Å. La largeur du masque de Nickel est d'environ 3000 Å. Le profil est de type "V-etch" et nous avons un effet de sous-gravure sous le masque de Nickel. La sous-gravure est de l'ordre de 800 Å (pour une profondeur de gravure de 1200 Å).

On peut constater sur la figure 7 que la totalité du Nickel est enlevée, après l'étape de gravure à l'acide nitrique. La taille des canaux est à la base de 4500 Å et pour le sommet de 1300 Å.

### **III.2.3. REALISATION DES SC-HEMTs PSEUDOMORPHIQUES**

#### ***III.2.3.1. Etapes générales***

La technologie du SC-HEMT pseudomorphique est issue des procédés de réalisation de HEMTs pseudomorphiques développés au sein de notre laboratoire.

Nous avons réalisé deux types de SC-HEMT, qui sont différents par leur géométrie. Le premier composant est issu d'une technologie classique recess long et grille rectangulaire.

GaAs		800Å	$N_d=2.5 \cdot 10^{24}$ at/m <sup>3</sup>
GaAlAs	y=0→0.23	130Å	$N_d=2 \cdot 10^{24}$ at/m <sup>3</sup>
GaAlAs	y=0.23	300Å	$N_d=2 \cdot 10^{24}$ at/m <sup>3</sup>
GaAlAs	y=0.23	20Å	nid
GaInAs	x=0.19	100Å	nid
Substrat		GaAs	

Fig. 8 : Couche pseudomorphique GaAlAs/GaInAs/GaAs.

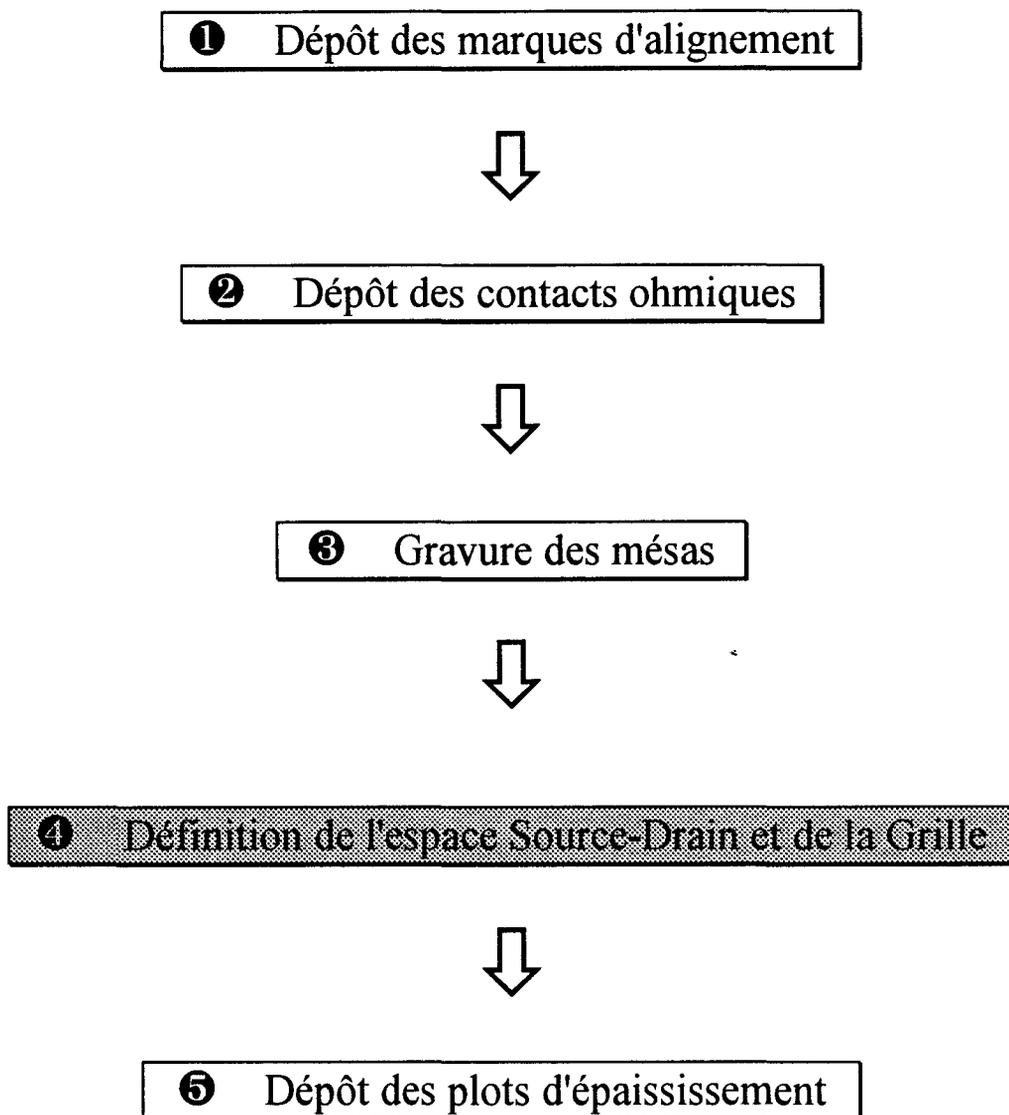
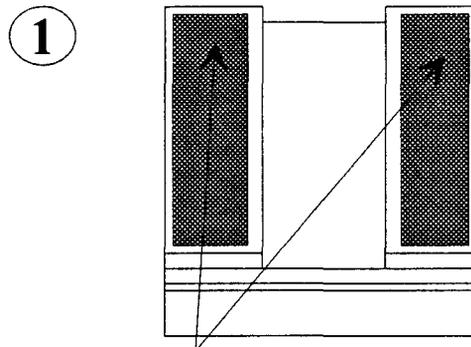


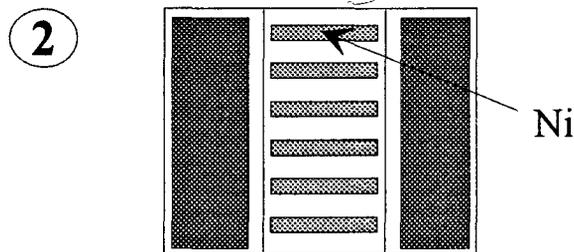
Fig. 9 : Etapes principales de la réalisation d'un SC-HEMT pseudomorphique.



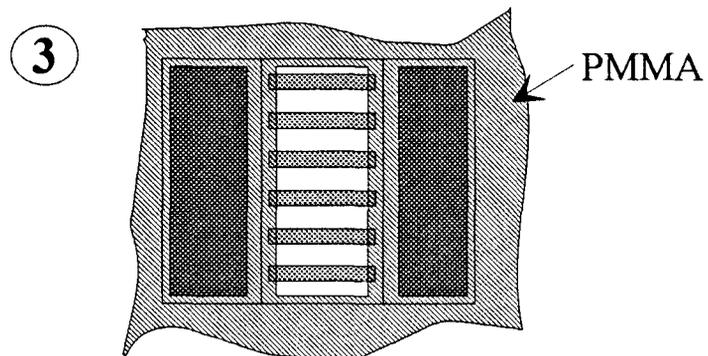


Contacts ohmiques

Recess de Grille : Gravure chimique  
 $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  1:1:200



Dépôt du masque de nickel



Masque de PMMA



Fig. 10.a : Etapes technologiques de réalisation d'un SC-HEMT recess long+chimique+grille rectangulaire.

Dans un tel composant les éléments d'accès (en particulier résistances d'accès) sont loin d'être optimisés. Afin de les améliorer, nous avons réalisé un composant de type recess court et grille en T (utilisation de Nitrure de Silicium).

Ces deux procédés présentent des caractéristiques communes. La première concerne la couche pseudomorphique utilisée pour ces deux technologies (figure 8), qui présente les caractéristiques développées au 2<sup>ème</sup> chapitre, ce qui nous permettra de vérifier les estimations de nos modèles de simulation. Cette couche a été réalisée au laboratoire par épitaxie à jets moléculaires [3]. Des mesures d'effet Hall à 77 K donnent une densité surfacique d'électrons de Hall  $n_H = 7.70 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  et une mobilité de Hall  $\mu_H = 12100 \text{ cm}^2/\text{vs}$ . Ces mêmes mesures en champ magnétique variable nous ont permis d'extrapoler la valeur de la densité de 2DEG  $n_s = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  ainsi que sa mobilité  $\mu = 30\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  [3].

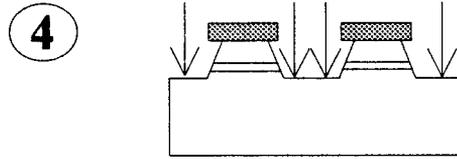
Les phases générales de la réalisation de ces composants sont données figure 9.

La première étape passe par la réalisation des marques d'alignement qui sont nécessaires à la lithographie à faisceau d'électrons. Après avoir réalisé l'isolation de type méso, les contacts ohmiques AuGe/Ni sont déposés. La technologie se termine par la formation des plots d'épaissement. La phase qui nous intéresse concerne la définition de l'espace source-drain et du contact de grille que nous allons développer dans la suite.

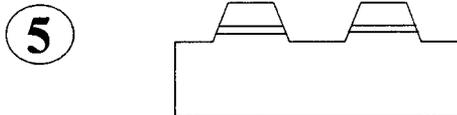
Afin de comparer les SC-HEMTs aux HEMTs, ces derniers ont été réalisés sur les mêmes plaquettes.

#### III.2.3.2.1 SC-HEMT "accès longs"

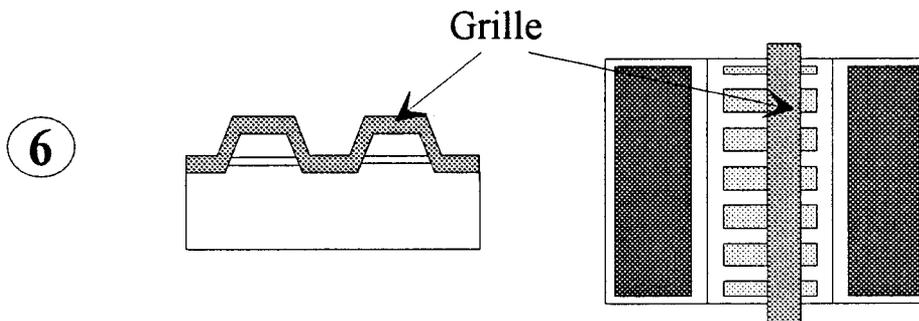
Les différentes étapes de cette technologie sont données figure 10. La première étape est le recess de l'espace source-drain réalisé par gravure chimique. Cette gravure permet de



Définition des canaux : gravure chimique  
 $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  1:1:200



Nettoyage du Nickel : gravure chimique  
 $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}$  1:10



Dépôt de la Grille Ti/Pt/Au

Fig. 10.b : Etapes technologiques de réalisation d'un SC-HEMT  
recess long+chimique+grille rectangulaire.

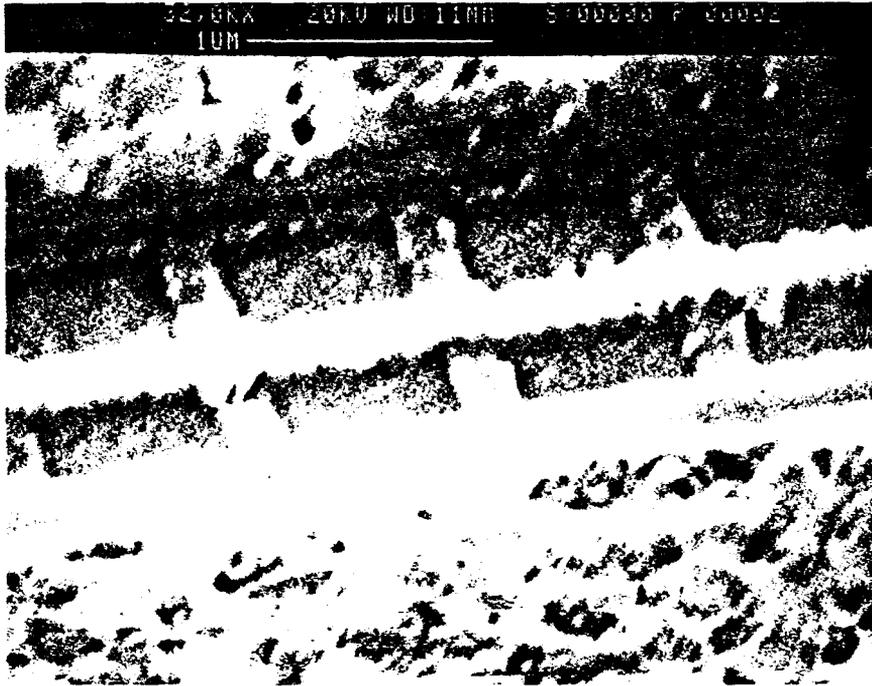
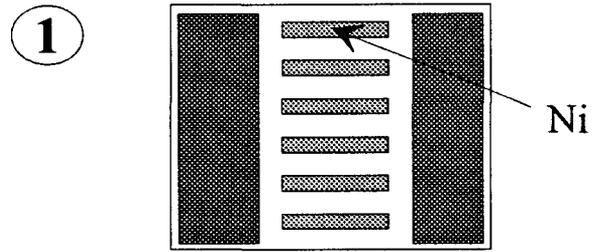
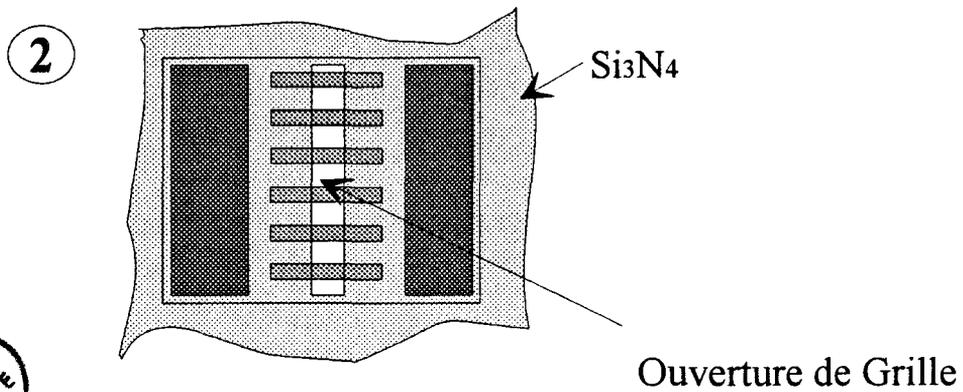


Fig. 11 : Microscopie à balayage électronique d'un SC-HEMT de type recess long+chimique+grille rectangulaire.

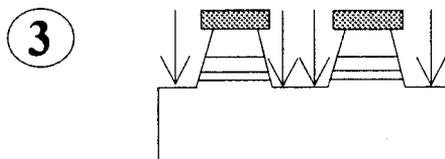




Dépôt du masque de nickel



Masque de Nitrure et ouverture de Grille par GIR (CF<sub>4</sub>)



Définition des canaux : gravure chimique  
NH<sub>4</sub>OH:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:H<sub>2</sub>O 1:1:200

Fig. 12.a : Etapes technologiques de réalisation d'un SC-HEMT recess court+plasma+grille en T.

### Chapitre III

supprimer la couche de prise de contacts (Schottky sur GaAlAs) et d'enlever une partie du GaAlAs, ceci afin d'obtenir la tension de pincement idéale (arrêt de la gravure lorsque le courant désiré est atteint). Par la suite, le masque de Nickel est déposé. Ensuite nous réalisons un deuxième niveau de masquage à partir de PMMA afin de protéger les extrémités des canaux (figure 10, étape 3).

La gravure des canaux est alors effectuée, et par la suite le Nickel ainsi que la résine sont enlevés. La grille est alors déposée par un procédé de lift-off. Après dépôt d'une couche de passivation (Nitrure), et ouverture de ce nitrure par gravure ionique réactive ( $CF_4$ ), les plots d'épaississement sont déposés.

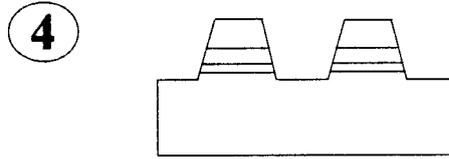
La figure 12 présente une photographie de notre SC-HEMT réalisé (référence de l'opération technologique OP468). La longueur de grille est de  $0.3 \mu m$ , la longueur  $l_w$  et la largeur  $W_w$  des canaux sont respectivement  $1.5 \mu m$  et  $0.26 \mu m$ . La période des canaux  $W_p$  est de  $1 \mu m$ .

#### III.2.3.2.2. SC-HEMT "accès courts"

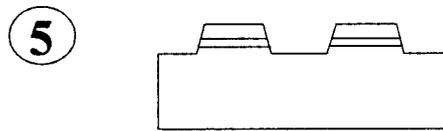
Afin de limiter les résistances d'accès du transistor, la longueur du recess doit être diminuée. Une méthode consiste à utiliser un masque identique pour la gravure du recess et pour la définition de la grille (longueur  $L_g$ ). Nous avons ainsi utilisé une technologie de type Nitrure qui permet de réaliser une grille en T [4]. Par cette technologie nous pouvons réduire la longueur de grille tout en conservant une résistance de grille  $R_g$  suffisamment faible, afin de ne pas dégrader les performances de bruit du composant.

La technologie du SC-HEMT pseudomorphique suit les mêmes phases générales de réalisation que nous avons indiquées précédemment (figure 9). La partie qui est intéressante à étudier concerne la définition du canal et de la grille. Les différentes étapes technologiques sont

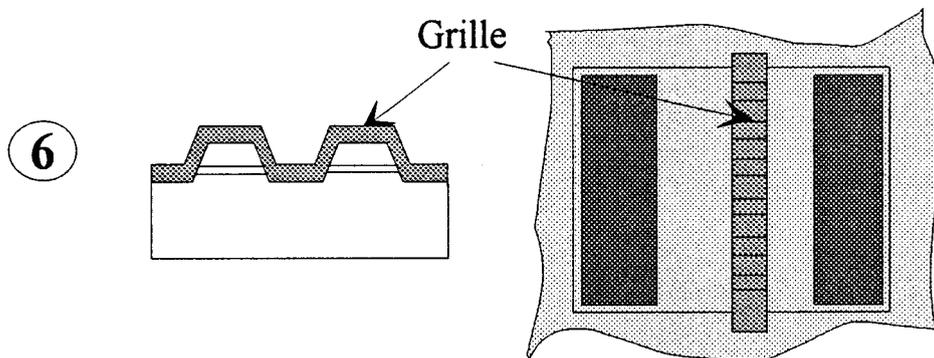
Chapitre III



Nettoyage du Nickel : gravure chimique  
 $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}$  1:10



Recess : gravure au plasma  
Fréon12/Helium



Dépôt de la Grille  
Ti/Pt/Au

Fig. 12.b : Etapes technologiques de réalisation d'un SC-HEMT  
recess court+plasma+grille en T.

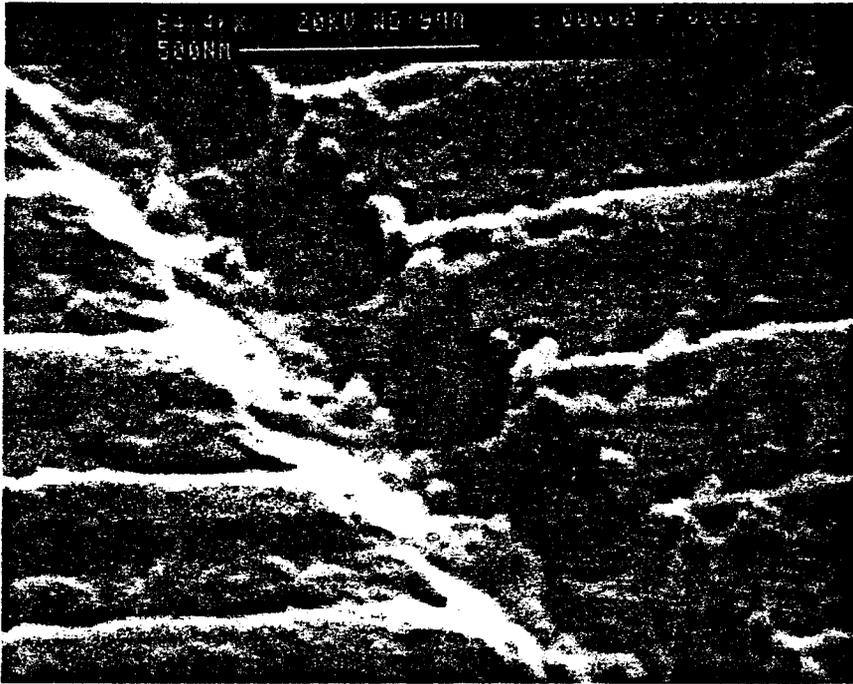


Fig. 13 : Microscopie à balayage électronique d'un SC-HEMT avant l'étape de dépôt de grille.

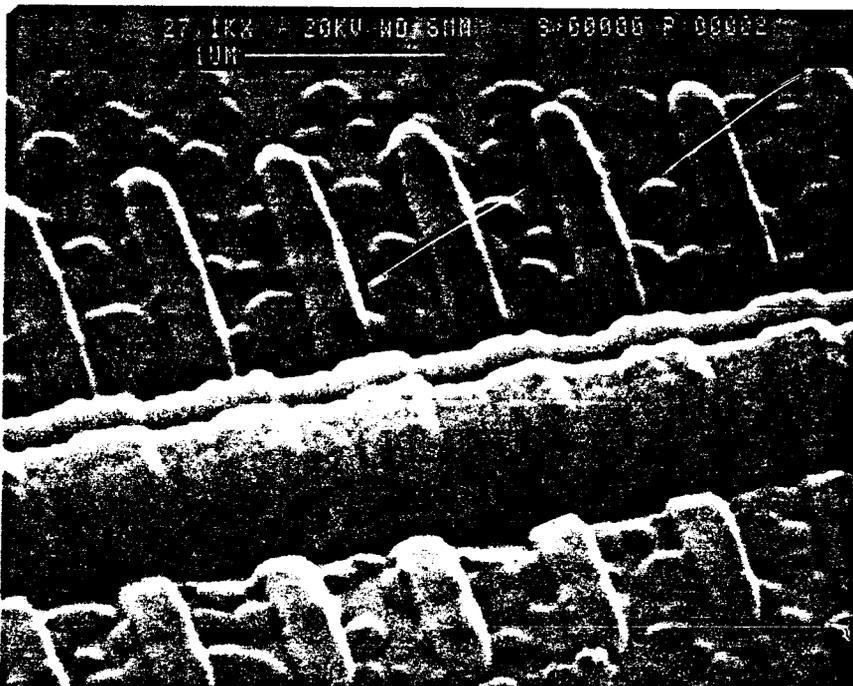
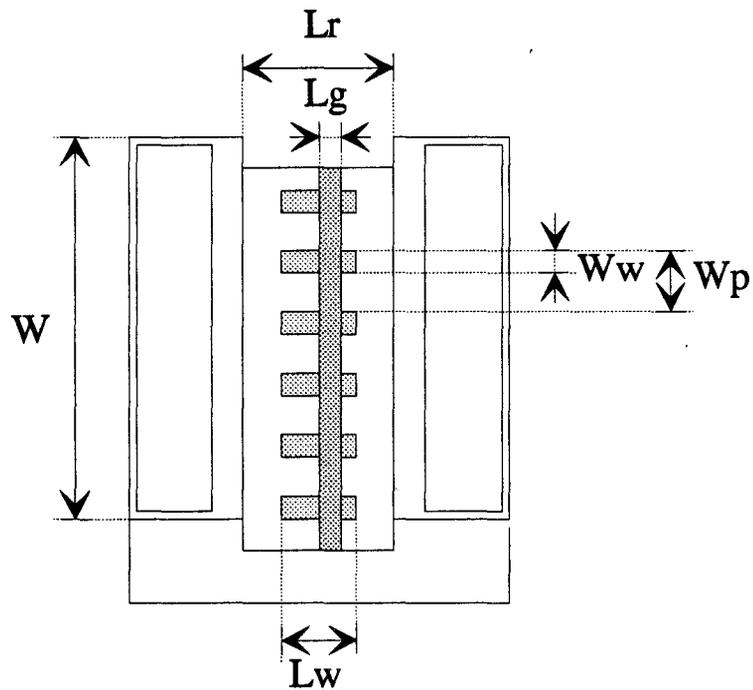


Fig. 14 : Microscopie à balayage électronique d'un SC-HEMT après l'étape de dépôt de grille.



Technologie employée	Numéro d'opération	Longueur du recess $L_r$ ( $\mu\text{m}$ )	Longueur de grille $L_g$ ( $\mu\text{m}$ )	Longueur des canaux $L_w$ ( $\mu\text{m}$ )	Largeur des canaux $W_w$ ( $\mu\text{m}$ )	Période des canaux $W_p$ ( $\mu\text{m}$ )
Type 1	OP458	1.9	0.5	1.3	0.4	1
	OP468	1.8	0.3	1.5	0.26	1
Type 2	OP504	-	0.3	-	0.1	0.7
	OP532	-	0.3	-	0.1	0.5

Tableau 1 : Géométrie des différentes réalisations technologiques de SC-HEMT. Le type 1 correspond à une technologie recess long + chimique + grille rectangulaire, et le type 2 à une technologie recess court + plasma + grille T.

représentées figure 12. Après avoir réalisé le masque métallique (Nickel), une couche de Nitrure est déposée ( $\sim 1500 \text{ \AA}$ ), dans laquelle on vient réaliser les ouvertures de grille par une gravure ionique réactive au  $\text{CF}_4$ . Les canaux sont définis par gravure chimique, suivis du nettoyage du masque métallique (voir III.2.2.). Le recess du canal est ensuite réalisé par une gravure au plasma sélectif Fréon 12/Hélium (GIR). Une telle gravure permet d'usiner le GaAs dopé (couche de prise de contacts), tout en s'arrêtant sur le GaAlAs (sélectivité de gravure GaAs par rapport au GaAlAs). Ensuite la grille Ti/Pt/Au est déposée.

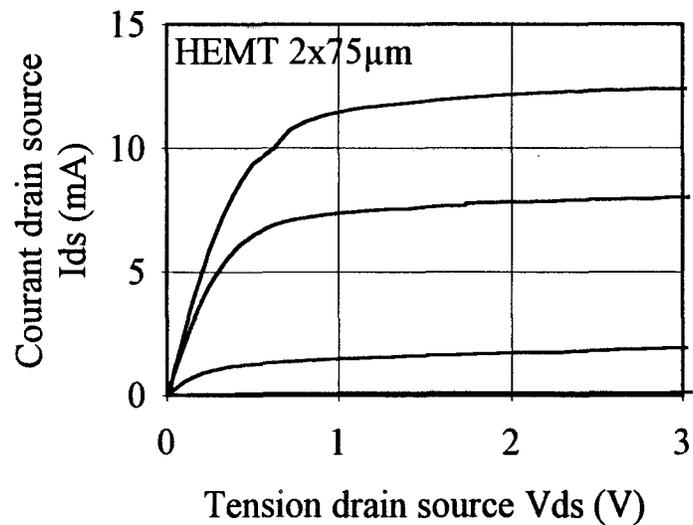
Les figures 13 et 14 sont des photographies du SC-HEMT avant et après le dépôt de grille réalisées au microscope électronique à balayage. Dans les deux cas, la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  a été enlevée par GIR ( $\text{CF}_4$ ), afin de pouvoir observer les canaux. Les dimensions de notre composant sont :

Longueur de grille :  $L_g \approx 0.3 \text{ \mu m}$  (haut de grille  $0.6 \text{ \mu m}$ )

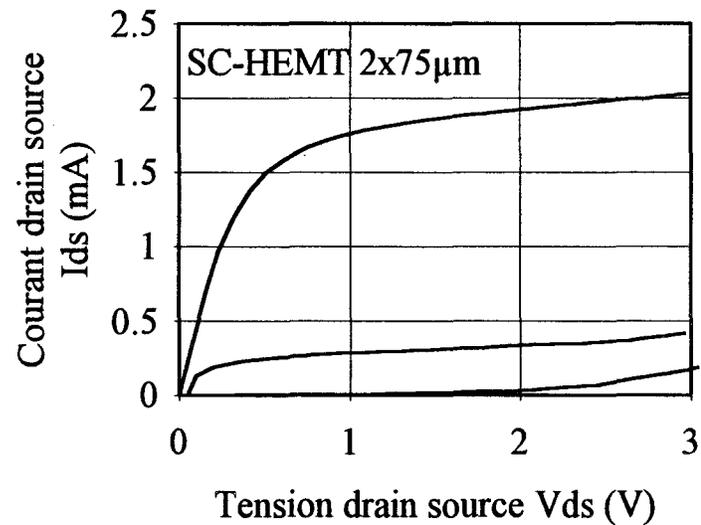
Largeur des canaux  $W_w \approx 0.1 \text{ \mu m}$  et période  $W_p = 0.5 \text{ \mu m}$

### **III.2.4. GEOMETRIES OBTENUES**

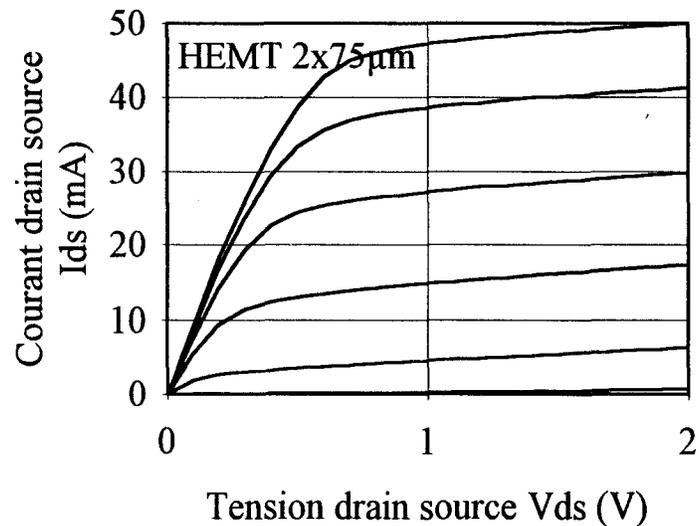
Nous avons effectué plusieurs types de structures reprenant les deux procédés technologiques présentés précédemment. En définitif, ces deux technologies sont l'une de type "recess long + chimique + grille rectangulaire" et la seconde de type "recess court + plasma + grille en T". Le tableau 1 donne, pour chaque opération technologique, le type de procédé technologique utilisé ainsi que les dimensions mesurées en microscopie à balayage électronique.



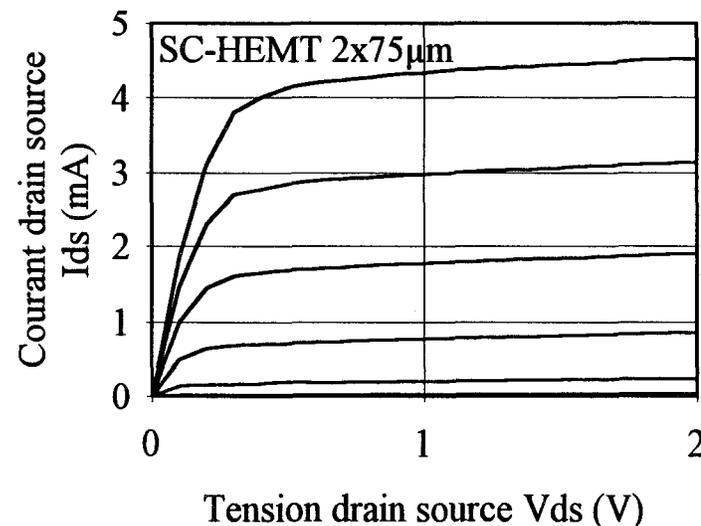
OP468  
Vgmax=0.5V  
Vgpas=-0.5V



Vgmax=0.5V  
Vgpas=-0.5V



OP504  
Vgmax=0.6V  
Vgpas=-0.2V



Vgmax=0.6V  
Vgpas=-0.1V

Fig. 15 : Caractéristiques statiques I(V) pour les OP468 et OP504

### III.3 CARACTERISATION DES SC-HEMTs PSEUDOMORPHIQUES

#### III.3.1 CARACTERISATION STATIQUE

##### III.3.1.1 Caractéristiques $I(V)$

Les mesures en statique du courant drain-source  $I_{ds}$  en fonction de la tension drain-source  $V_{ds}$  pour différentes tensions grille-source  $V_{gs}$  ont été effectuées sur les HEMTs et SC-HEMTs issus des différentes technologies. La figure 15 présente les caractéristiques de l'OP468 pour le HEMT (a) et le SC-HEMT (b). Il en est de même pour les transistors de l'OP504 (figures 14.c et b).

Opération	OP458		OP468		OP504		OP532	
structure	H	SC	H	SC	H	SC	H	SC
tension de pincement $V_p$ (V)	-1.8	-1.3	-0.8	-0.2	-0.6	0	-0.4	0

Tableau 2 : Tensions de pincement des différentes opérations technologiques ( $W = 150 \mu\text{m}$ )

Dans les deux cas, on peut observer des différences entre la structure HEMT et SC-HEMT dans la valeur maximale des courants  $I_{ds}$  et des tensions de pincement  $V_p$ . La tension de pincement pour les SC-HEMTs est proche de zéro, ces composants sont donc "normally-off". Ces remarques sont cohérentes avec nos résultats des lois de commande de charges du chapitre II, qui prévoyaient une tension de pincement  $V_p$  proche de zéro pour un SC-HEMT de largeur  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ . Les mesures de  $V_p$  ont été répertoriées dans le tableau 2. Les valeurs obtenues sont très proches, exceptées pour l'OP458 où la tension  $V_{gs}$  doit être fortement négative pour pincer le canal. Pour le HEMT on obtient  $V_p = -1.8\text{V}$ . Cet effet est

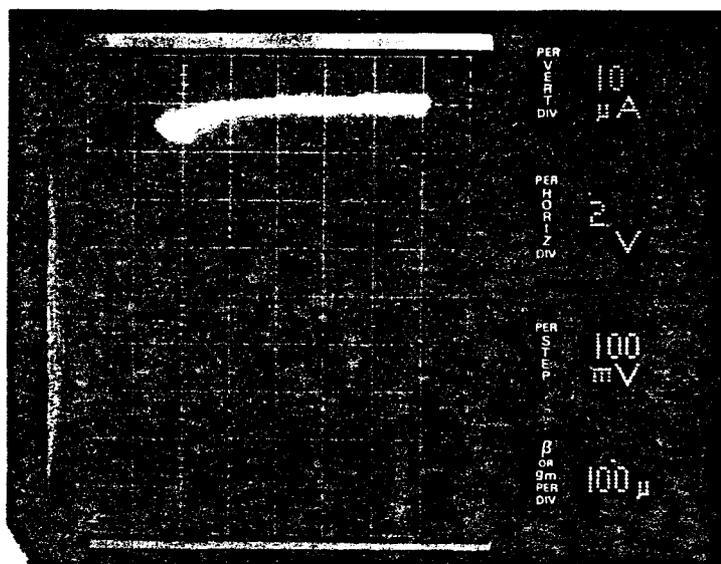
expliqué par une couche de GaAlAs trop épaisse, qui provient d'une gravure de recess pas assez profonde. Pour cette opération, la largeur des canaux des SC-HEMT étant grande ( $W_w = 0.4 \mu\text{m}$ ), nous retrouvons une tension  $V_p$  négative.

Un autre point important à noter est la différence de courant observée entre les deux structures. Pour l'OP504, le courant maximal  $I_{ds}$  du HEMT à tension drain source égale ( $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ) est dix fois plus grande que pour le SC-HEMT (dans les deux cas  $V_{gs} \approx 0.5 \text{ V}$ ). Ces courants faibles sont dus à un taux de remplissage faible ( $W_p \gg W_w$ ). En effet nous avons pour les SC-HEMTs  $N = \frac{W}{W_p}$  canaux de largeur  $W_w$ . Si nous supposons que les dimensions mesurées sont exactes (aucune incertitude de mesure), nous devrions avoir un rapport de 7 entre les courants maximaux, ce qui n'est pas le rapport de dix mesuré. Cette différence peut provenir de l'inexactitude des mesures de largeur  $W_w$  faites au microscope électronique à balayage (inexactitude de l'ordre de  $\Delta W \sim 250 \text{ \AA}$ ). Néanmoins si nous reprenons les résultats des modélisations du chapitre II, la réduction de courant dans le cas des SC-HEMT avait été observée pour des structures de cette largeur  $W_w$ , qui provenait d'une commande de charges différente entre la structure HEMT et SC-HEMT. Nous avons répertorié dans le tableau 3 les courants maximaux mesurés ainsi que les valeurs calculées d'après notre modèle simplifié et HELENA. On retrouve des courants plus faibles pour le SC-HEMT. Ainsi les évolutions différentes des caractéristiques  $I(V)$  entre les composants de type HEMT et SC-HEMT sont expliquées par des lois de commandes de charges différentes.

#### III.3.1.2. Contact Schottky

Le contact de grille du SC-HEMT étant en contact avec les différents matériaux constituant la couche pseudomorphique, nous avons réalisé la mesure du coefficient d'idéalité  $\eta$  de la jonction ainsi que du potentiel de built-in noté  $V_b$ .

EN INVERSE



EN DIRECT

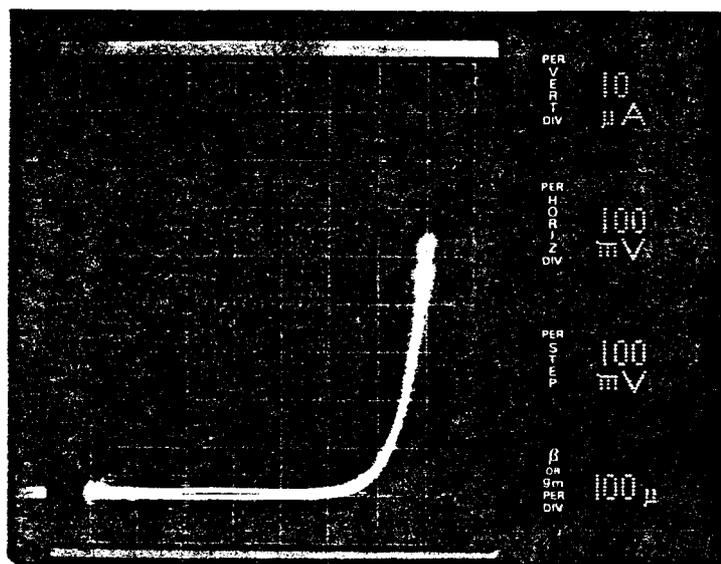


Fig. 16 : Evolution des caractéristiques inverse et directe de la Schottky d'un SC-HEMT (OP532 2X75 $\mu$ m)

### Chapitre III

Cette mesure est réalisée en traçant le logarithme du courant grille source  $I_{gs}$  en fonction de la tension grille source  $V_{gs}$ . La zone linéaire présente une pente en  $\frac{q}{\eta kT}$  et comme origine  $SAT^2 \exp\left(\frac{qV_b}{\eta kT}\right)$  ( $A$  coefficient de Richardson,  $S$  surface du contact Schottky).

Les mesures effectuées sur les différentes opérations sont données dans le tableau (4). On peut constater que la qualité des barrières Schottky des SC-HEMTs est comparable à celle des HEMTs. Le meilleur résultat est obtenu avec un SC-HEMT de l'OP532, dont la barrière Schottky présente un facteur d'idéalité de 1.3 et un potentiel de built-in de 0.625.

Opération	Composant	Coefficient d'idéalité $\eta$	$V_b/\eta$ (V)	$V_b$ (V)	Tension inverse (V)
OP458	HEMT 0.5x150 $\mu\text{m}^2$	1.84	0.444	0.82	-
	SC-HEMT 0.5x150 $\mu\text{m}^2$	2.05	0.45	0.93	-
OP468	HEMT 0.3x150 $\mu\text{m}^2$	1.59	0.544	0.817	-4
	SC-HEMT 0.3x150 $\mu\text{m}^2$	1.75	0.509	0.888	-1.8
OP504	HEMT 0.3x150 $\mu\text{m}^2$	1.87	0.494	0.92	-3
	SC-HEMT 0.3x150 $\mu\text{m}^2$	1.6	0.58	0.93	-2.5
OP532	HEMT 0.3x150 $\mu\text{m}^2$	1.39	0.699	0.97	-11.5
	SC-HEMT 0.3x150 $\mu\text{m}^2$	1.3	0.625	0.812	-12

Tableau 4 : Caractéristiques des barrières Schottky.

Dans ce même tableau, nous avons donné la tension de la grille en inverse ainsi que la valeur en direct des HEMTs et SC-HEMTs pseudomorphiques. Les conditions d'obtention de ces tensions sont un  $I_{gs}$  de l'ordre de 5 $\mu\text{A}$ . La figure 16 présente les caractéristiques  $I_{gs}(V_{gs})$  d'un SC-HEMT 0.3 x 75  $\mu\text{m}^2$  en direct ( $V_{gs} > 0$  V) et en inverse ( $V_{gs} < 0$  V). La tension de

## Capacités de grille $C_g$ à $V_{ds}=0V$

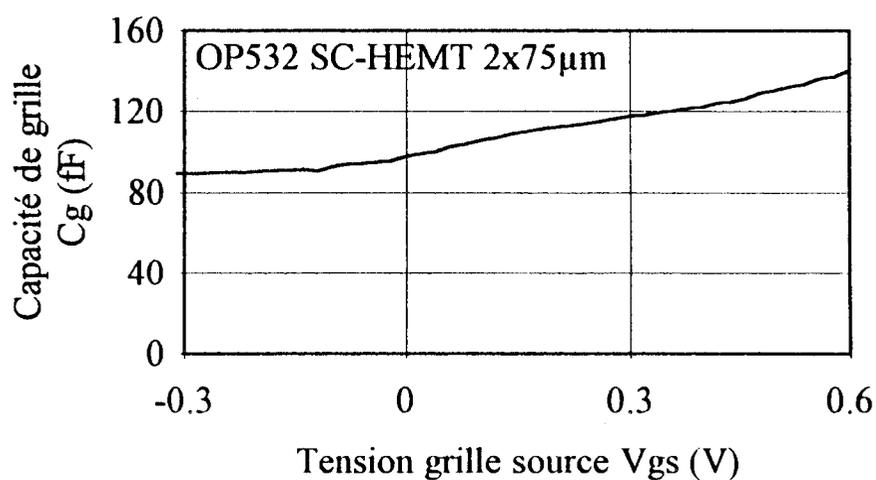
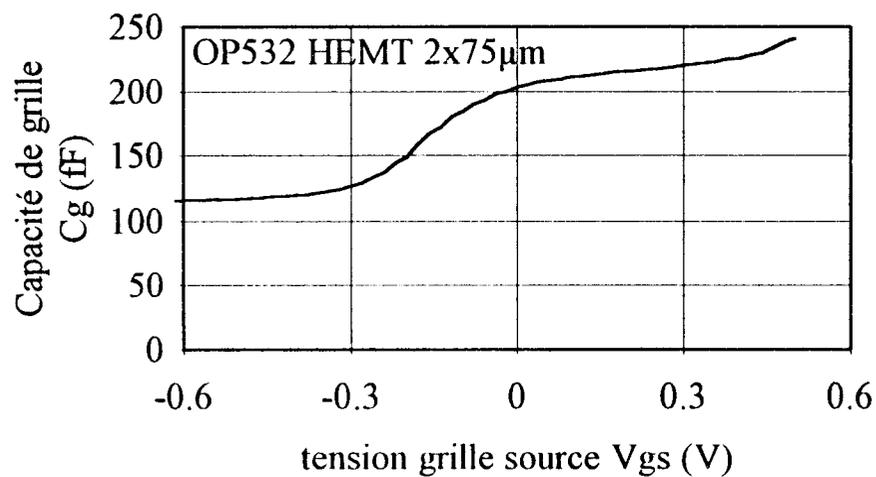
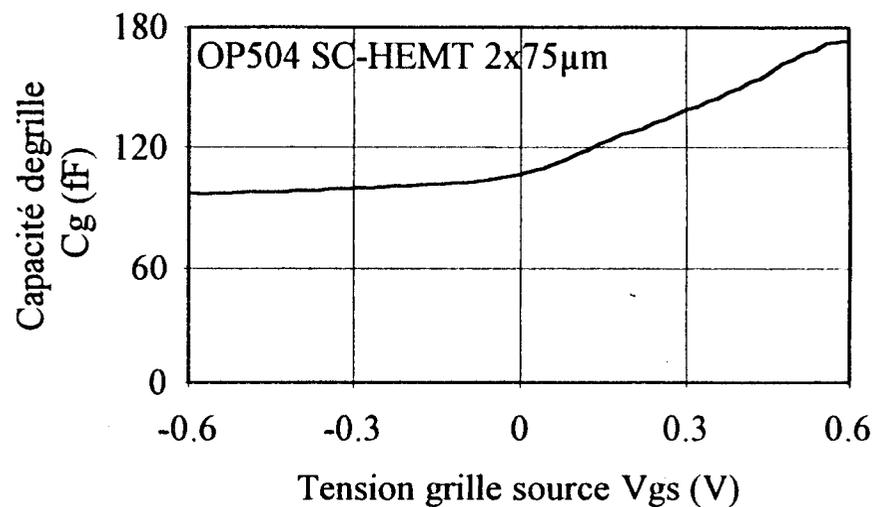
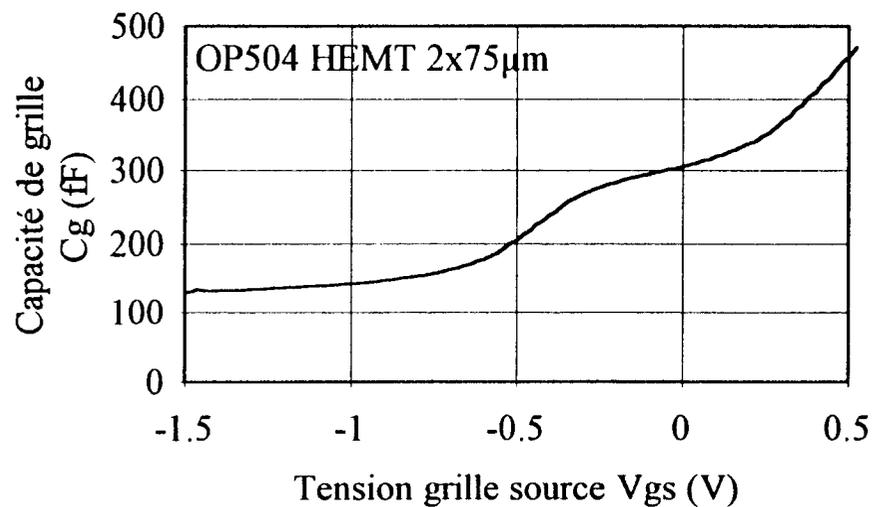


Fig. 17 Capacité de grille  $C_g$  à tension drain source  $V_{ds}=0V$

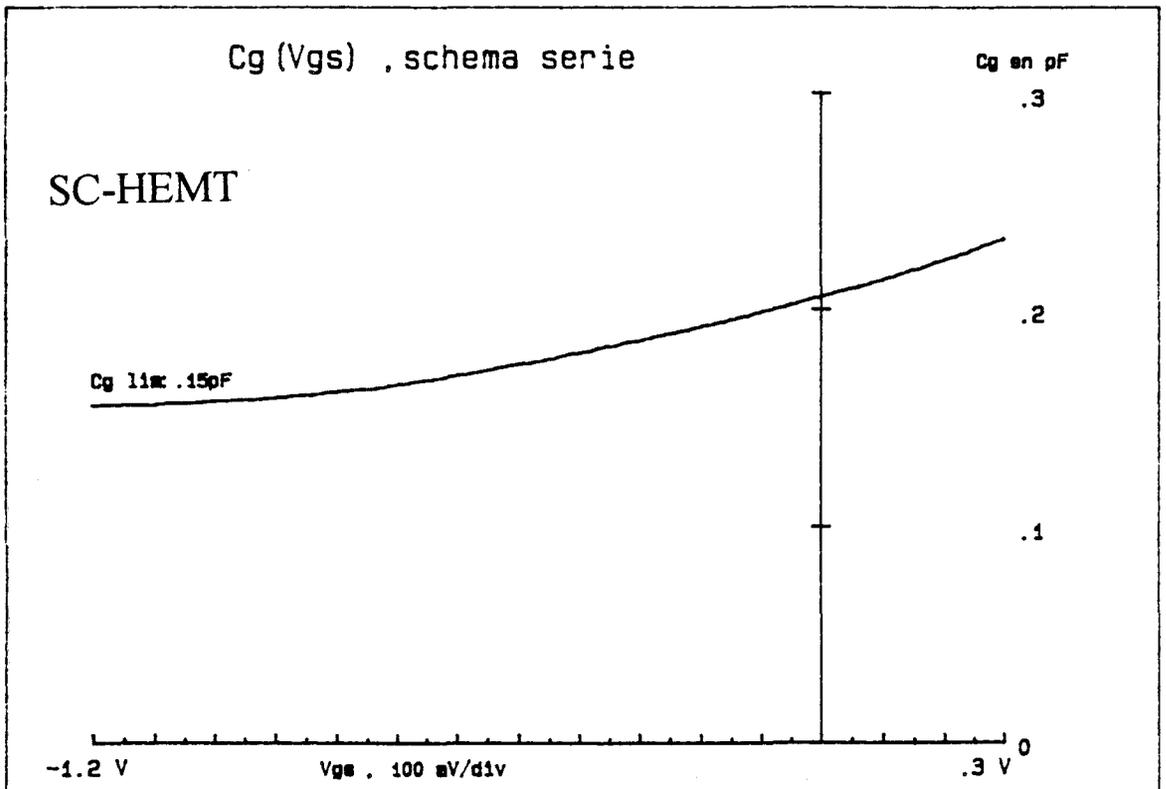
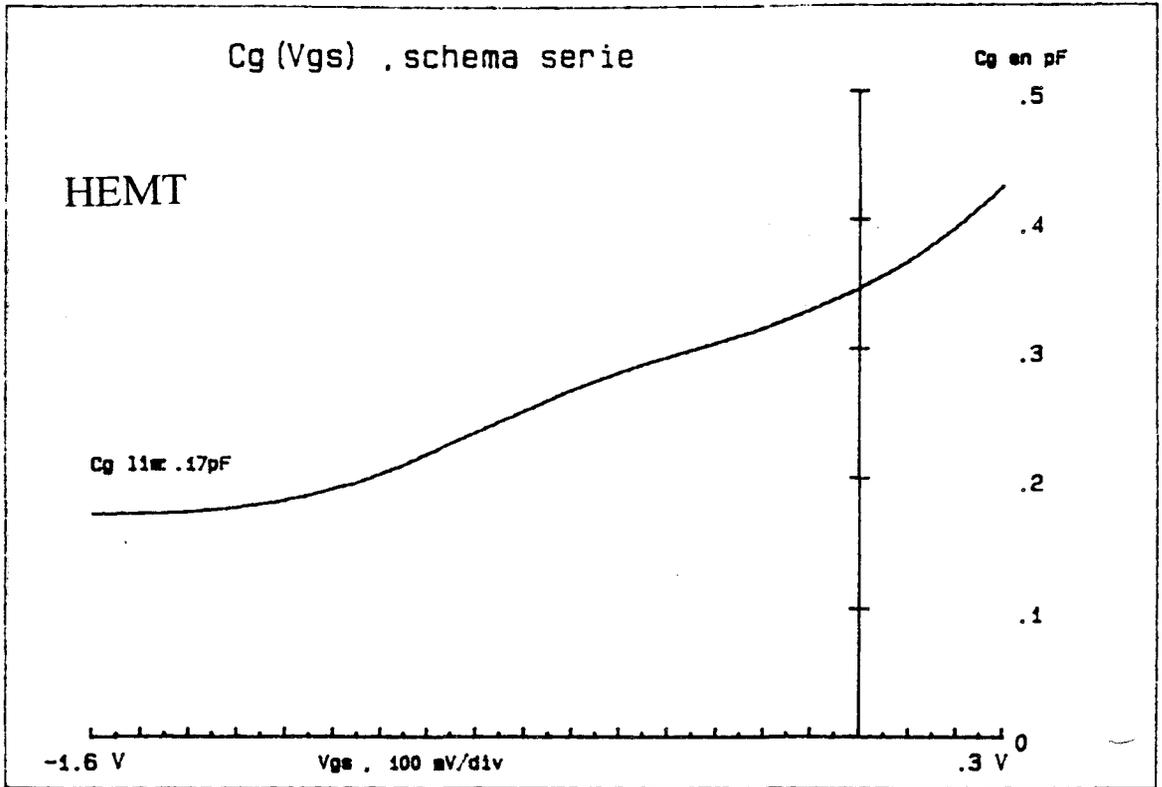


Fig. 18 : Evolution de la capacité Cg en fonction de la tension Vgs à tension drain source Vds = 0V pour le HEMT et SC-HEMT. Ces composants sont montés en boîtier (BMH).

claquage de la grille en inverse du SC-HEMT atteint une valeur élevée d'environ  $-12$  V, ce qui est du même ordre de grandeur que celle du HEMT.

### III.3.2 MESURES BASSES FREQUENCES

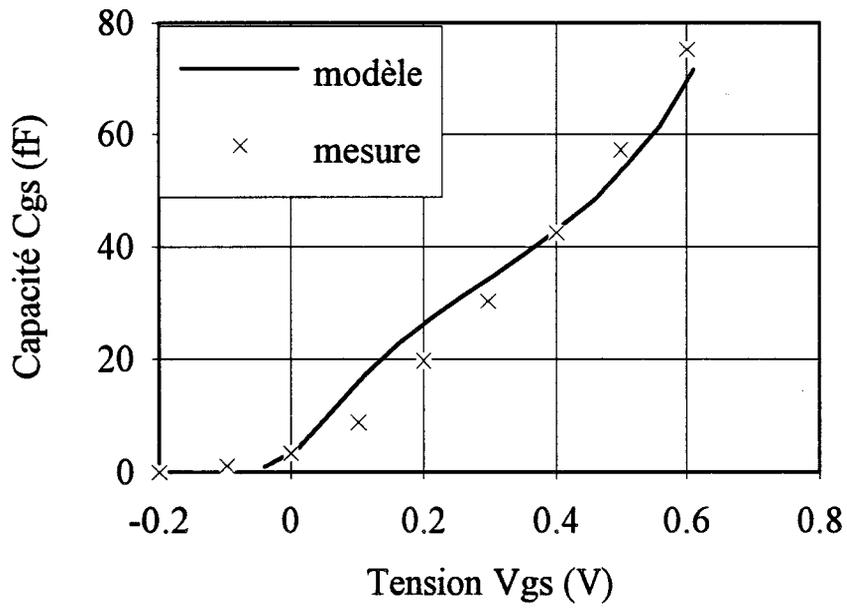
#### *III.3.2.1. Mesures de capacité de grille à tension drain source $V_{ds} = 0$ V.*

La mesure de la capacité  $C_{gs}$  des HEMTs et des SC-HEMTs à la tension drain-source  $V_{ds} = 0$  V va nous permettre de vérifier les évolutions des lois de commande de charges que nous avons déterminées dans le chapitre II. Cette mesure a été effectuée pour les opérations OP504 et OP532 (figure 17) au moyen d'un analyseur de réseaux vectoriels (mesures directes sur le substrat sous pointes). La capacité  $C_g$  des composants de l'OP458 (figure 18) a été déterminée au moyen d'un pont réflectométrique à la fréquence de 500 MHz et pour des composants montés en boîtier BMH60.

En ce qui concerne les HEMTs, nous pouvons remarquer que nous avons une valeur presque constante de  $C_{gs}$  sur une large plage de commande en tension grille (plateau). Ce plateau correspond à la commande des électrons du gaz bidimensionnel. Pour les tensions  $V_{gs}$  plus grandes, la capacité  $C_{gs}$  augmente, étant donné que nous commençons à commander les charges de la couche de GaAlAs. L'amplitude de ce plateau est de 100 fF à 150 fF suivant le type d'opération. Les différences entre les opérations sont dues à des longueurs de grille différentes (tableau 1) ainsi qu'à des épaisseurs de couches de GaAlAs différentes obtenues après la réalisation du recess (différentes tensions de pincement  $V_p$ ).

Les SC-HEMTs présentent des évolutions de capacité différentes de celles des HEMTs (figures 17 et 18). En effet, nous avons presque la disparition du plateau, qui était

### Comparaison mesure-modèle



$L_g = 0.4 \mu\text{m}$   $W = 150 \mu\text{m}$

$W_w = 1000 \text{ \AA}$   $W_p = 0.7 \mu\text{m}$

Fig. 19 : Comparaison résultats du modèle Fermi-Poisson et des mesures de  $C(V)$  à  $V_{ds} = 0V$ .



### Chapitre III

observé pour le HEMT. Les capacités de grille  $C_{gs}$  augmentent continuellement, ce qui correspond à des commandes de charges de SC-HEMTs. Nous pouvons donc affirmer par ces évolutions que les différentes réalisations technologiques effectuées correspondent bien à des composants ayant un fonctionnement de type SC-HEMTs, en effet ces résultats sont concordants avec les modélisations effectuées dans le chapitre précédent. Ainsi dans nos structures SC-HEMTs, les électrons du gaz subissent les effets de la commande latérale, malgré la réalisation de flancs de canaux non verticaux (figure 4).

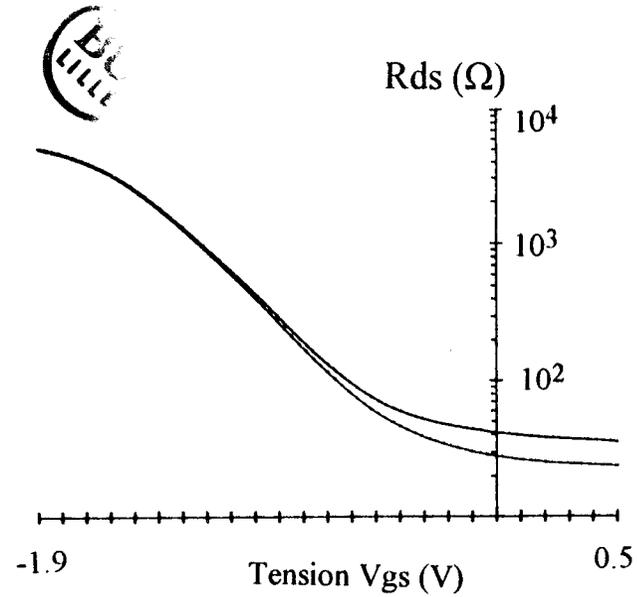
L'amplitude de la capacité  $C_{gs} - C_{lim}$  des SC-HEMTs ( $C_{lim} = C_{gs}$  pour  $V_g \ll V_p$ ) varie suivant les opérations effectuées d'environ 50 à 100 fF. Malgré que nos structures ne soient pas idéales (largeur effective  $NW_w <$  largeur d'un composant  $W$ ), nous obtenons des valeurs de capacité comparables à celles des HEMTs ( $W = 150 \mu\text{m}$  dans pour les HEMTs et SC-HEMTs). Ainsi la structure SC-HEMT permet d'augmenter l'efficacité de commande de charges ( $C_g = \frac{dn}{dV_g}$ ).

Nous avons représenté figure 19 les capacités provenant de résultats de notre modèle Fermi-Poisson du SC-HEMT. Les paramètres de notre calcul sont  $W_w = 1000 \text{ \AA}$ ,  $W_p = 0.7 \mu\text{m}$ ,  $W = 150 \mu\text{m}$ ,  $L_g = 0.4 \mu\text{m}$ . Sur la même figure l'évolution de la capacité  $C_{gs} - C_{lim}$  (OP504) mesurée à  $V_{ds} = 0 \text{ V}$  en fonction de  $V_{gs}$  est comparée. On peut constater des évolutions proches entre les résultats de notre modèle et les données issues des mesures.

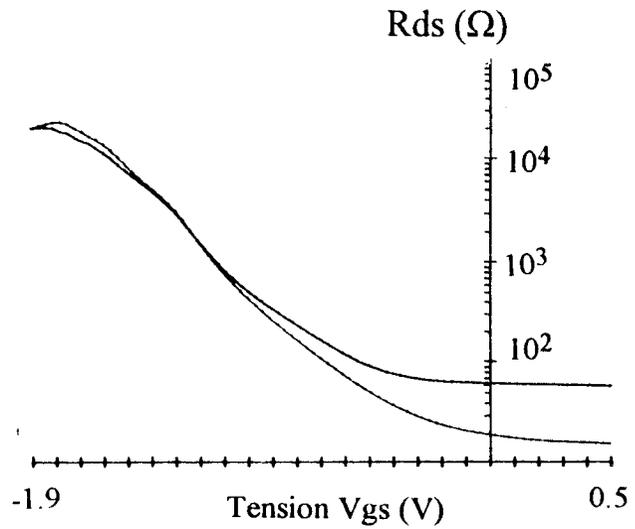
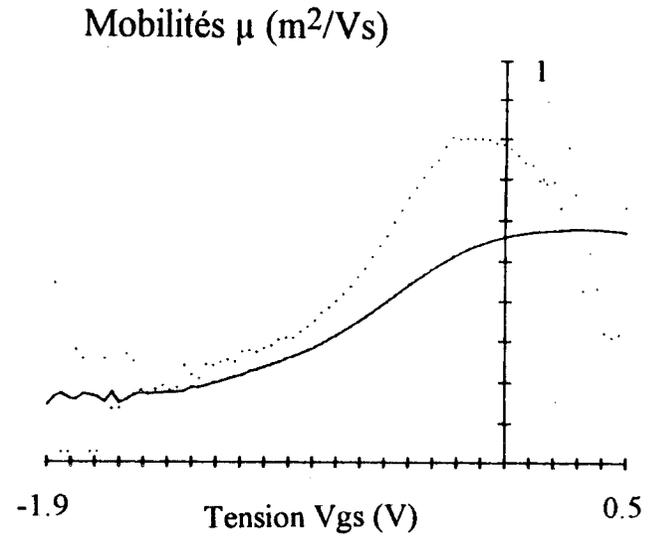
Ces mesures de capacités de grille vérifient les résultats de notre modèle, et nous pouvons confirmer que l'efficacité de commande de charges d'un SC-HEMT de faible largeur est supérieure à celle d'un HEMT.

Fig. 20 : Mesure de magnétoresistance sur un HEMT. Les valeurs de mobilités moyenne et différentielle (points) sont représentées.

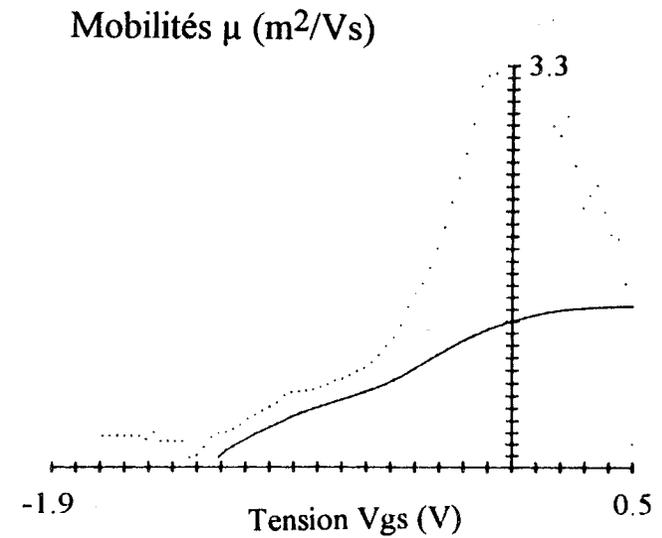
OP458 HEMT 2x75 $\mu$ m



300 K  
(a)



77 K  
(b)



### III.3.2.2. Mesures de magnétorésistance

L'application d'un champ magnétique perpendiculaire à la surface d'une couche conductrice a pour conséquence de dériver la trajectoire des porteurs libres et modifie leur vitesse. Dans le cas d'un transistor, cet effet se traduit par une variation suivant le champ magnétique de la résistance  $R_{ds}$  mesurée entre le drain et la source. En considérant une couche simple (applicable à un MESFET), les mesures de la résistance  $R_{ds}$  sous champ magnétique et hors champ magnétique nous permettent d'aboutir à une mobilité moyenne  $\mu_m(V_g)$ , ainsi qu'à une mobilité différentielle  $\mu_d(V_g)$  en faisant varier le potentiel de grille, suivant les expressions suivantes [5]:

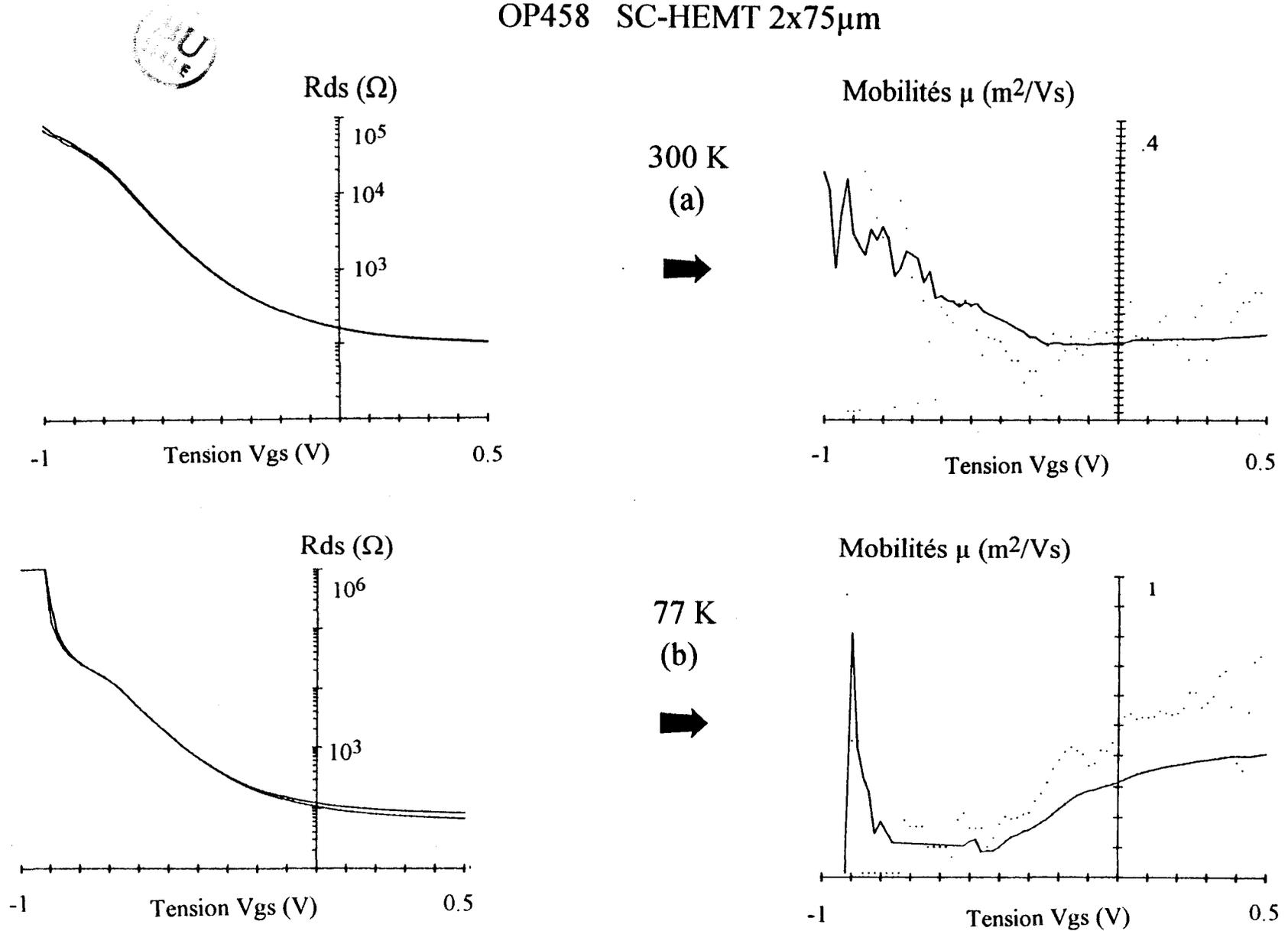
$$\mu_m = \frac{1}{B^2} \left( \frac{R_{ds}(B, V_{gs})}{R_{ds}(0, V_{gs})} - 1 \right) \quad (1)$$

$$\mu_d^2 = \frac{1}{B^2} \left( \frac{d(1/R_{ds}(0, V_{gs}))/dV_{gs}}{d(1/R_{ds}(B, V_{gs}))/dV_{gs}} - 1 \right) \quad (2)$$

où  $R_{ds}(0, V_{gs})$  et  $R_{ds}(B, V_{gs})$  sont respectivement la résistance drain-source mesurée avec ou sans champ magnétique  $B$ , à une tension grille source  $V_{gs}$  donnée.  $\mu_m$  représente la mobilité moyenne des électrons sous le canal pour une tension  $V_{gs}$  donnée, et  $\mu_d$  la mobilité des charges modulées dans ce canal par la variation de tension  $V_{gs}$ . Dans le cas d'un HEMT pseudomorphique, le transport s'effectuant principalement dans deux couches, ces termes  $\mu_m$  et  $\mu_d$  correspondent à une combinaison des mobilités  $\mu_1$  et  $\mu_2$ , des densités de charges  $n_1$  et  $n_2$  et des variations de charges  $\frac{dn_1}{dV_{gs}}$  et  $\frac{dn_2}{dV_{gs}}$  pour la couche 1 (GaAlAs) et 2 (GaInAs) [3,5]. La mobilité  $\mu_2$  du GaInAs étant supérieure à celle du GaAlAs  $\mu_1$ , on peut estimer que  $\mu_m \approx \mu_2$  [5]. La mobilité différentielle est plus difficile à interpréter car elle dépend des paramètres des différentes couches (2).

Fig. 21 : Mesure de magnétoresistance sur un SC-HEMT. Les valeurs de mobilités moyenne et différentielle (points) sont représentées.

OP458 SC-HEMT 2x75 $\mu$ m



### Chapitre III

Les mesures sont effectuées au moyen d'un pont réflectométrique à la fréquence de 500 MHz. La mise en boîtier BMH60 du composant nous permet d'effectuer des mesures à température ambiante (300 K) et aussi à la température de l'azote (77 K). La valeur maximale du champ magnétique est  $B = 1.2$  Tesla.

Les mesures ont été réalisées sur un HEMT  $0.5 \times 150 \mu\text{m}^2$  de l'opération 458. Les mesures de résistance drain-source avec et sans champ magnétique ainsi que les mobilités déduites de ces mesures sont données figure 20.a pour une température de 300 K et figure 20.b à 77 K. A la température de 300 K et à canal ouvert ( $V_{gs} \gg V_p$ ) la mobilité moyenne  $\mu_m$  est de  $5800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  et passe à  $13600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  à la température de 77 K. Nous ne retrouvons pas exactement les résultats extrapolés de l'effet HALL en champ variable, qui peut s'expliquer par une dégradation de ces grandeurs dues à la technologie nécessaire à la réalisation des HEMTs. De plus, dans ces résultats interviennent la mobilité des électrons de la couche de GaAlAs (particulièrement à fort  $V_{gs}$ ).

Nous avons effectué des mesures de magnétorésistance sur un SC-HEMT pseudomorphique  $0.5 \times 150 \mu\text{m}^2$  provenant de l'opération 458, dans les mêmes conditions que précédemment. Ces mesures sont reportées figures 21 a-b. A la température de 300 K aucune variation de résistance drain-source n'est perceptible. Ainsi la mobilité calculée à partir de ces mesures est très faible. On obtient à canal ouvert ( $V_{gs} \approx 0.5 \text{ V}$ ) une mobilité moyenne  $\mu_m \approx 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Cette faible valeur est à comparer à la mobilité  $\mu_m = 5800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  du HEMT.

Des mesures identiques ont été pratiquées à la température de l'Azote. Cette fois on peut déceler une légère variation de résistance  $R_{ds}$  à fort  $V_{gs}$  en fonction du champ magnétique. Le calcul de la mobilité nous donne une valeur  $\mu_m \approx 4000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Nous obtenons une mobilité beaucoup plus faible que celle du HEMT.

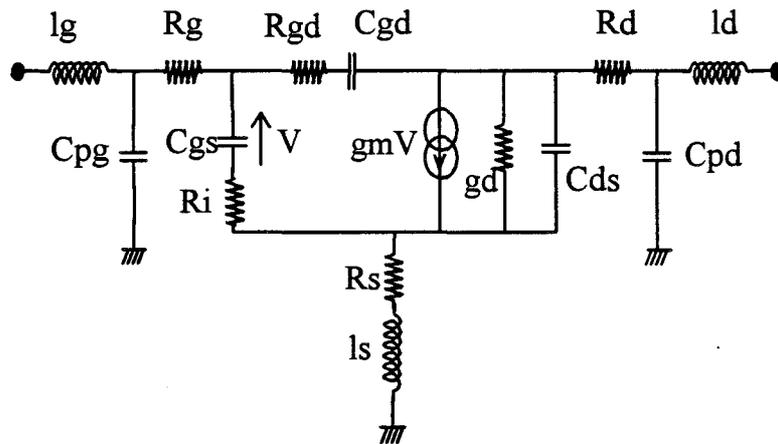


Fig. 22 : Schéma équivalent petit signal d'un HEMT.

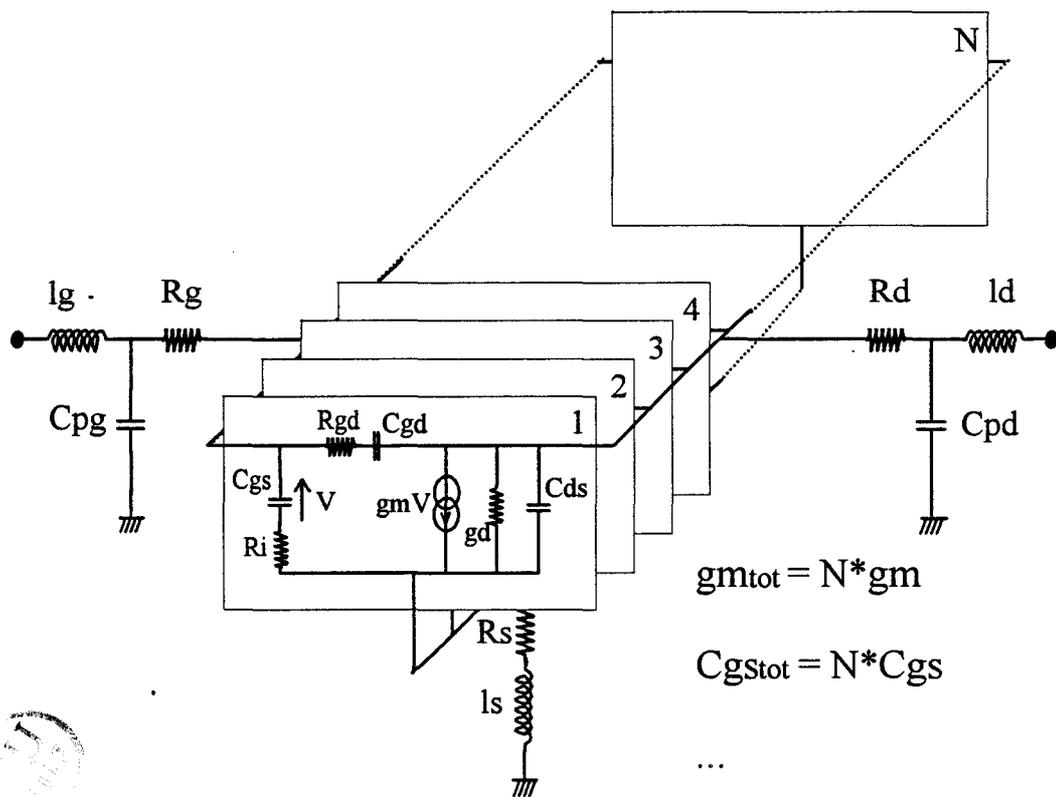


Fig. 23 : Représentation petit signal d'un SC-HEMT de N canaux.

Dans le cas du SC-HEMT, la forte réduction de mobilité  $\mu_m$  et la quasi constance de la résistance drain source  $R_{ds}$  en fonction du champ magnétique proviennent de la forme particulière du canal. En effet l'espace source-drain est formé de canaux de faible largeur  $W_w \approx 2500 \text{ \AA}$ . Ainsi lorsque l'on applique un champ magnétique  $B$  la déviation des électrons due à la force de Lorentz est empêchée par la faible largeur du canal et donc nous n'observons peu de variation de vitesse. Sous les conditions employées ici, la mesure de magnétorésistance d'un SC-HEMT ne nous permet pas de déterminer la mobilité des porteurs transitant entre la source et le drain de ce composant.

### **III.3.3. CARACTERISATION HYPERFREQUENCE**

#### ***III.3.3.1 Généralités***

La caractérisation en hyperfréquence d'un transistor est réalisée à partir de la mesure des paramètres scattering notés  $S$  du quadripôle. Cette mesure est obtenue par l'utilisation d'un analyseur de réseaux vectoriels de type Hewlett Packard 8510. Ces mesures sont effectuées sous pointes directement sur la plaquette dans une gamme de fréquences de 1.5 GHz à 40 GHz.

La connaissance des paramètres  $S$  nous permet de calculer les différents gains du transistor ( $|h_{21}|^2$ , MAG, MSG, U) et de déterminer ainsi les fréquences de transition associées à ces gains. De plus, nous pouvons déduire un schéma équivalent petit signal dont la représentation est donnée figure 22. A l'aide d'une méthode d'extraction développée par G. Dambrine [6,7], nous pouvons accéder à partir des mesures de paramètres  $S$  à la connaissance des éléments extrinsèques et intrinsèques du schéma petit signal.

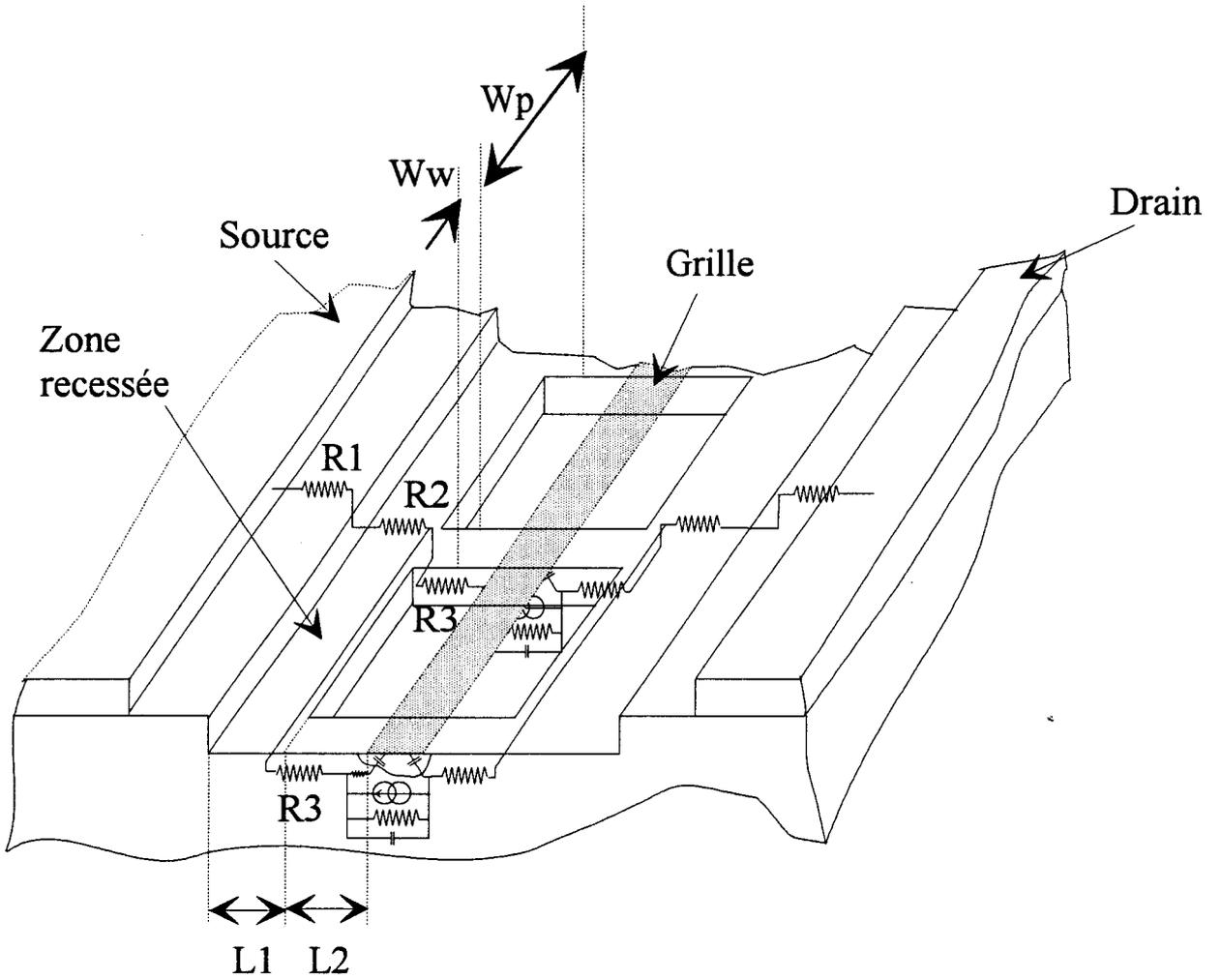


Fig. 24 : Résistances d'accès d'un SC-HEMT.

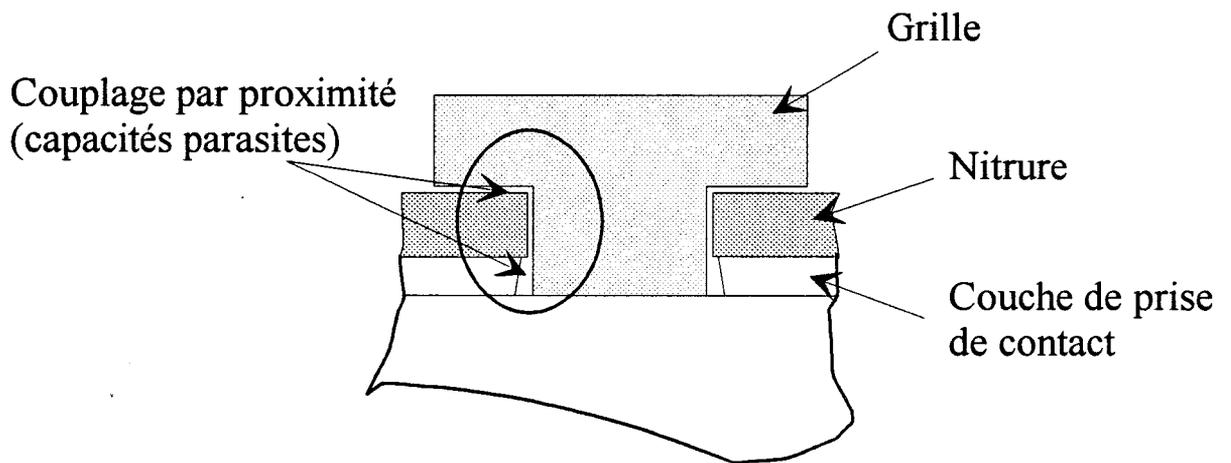


Fig. 25 : Capacités parasites d'une technologie  $Si_3N_4$  dues à un couplage par proximité.

Le schéma équivalent petit signal du HEMT est bien connu, mais qu'en est-il du SC-HEMT? La forme de l'espace source-drain d'un tel composant se décompose en une série de  $N$  canaux ( $N = \frac{W}{W_p}$ ) mis en parallèle (figure 23). Si nous supposons que le schéma équivalent d'un canal de largeur  $W_w$  est similaire à celui d'un HEMT, et si nous négligeons les éléments parasites (ex : couplage entre canaux) qui pourraient apparaître entre ces canaux, nous pouvons supposer en définitif que le SC-HEMT consiste en la mise en parallèle de  $N$  transistors (figure 23) dont le schéma équivalent de chacun est identique à la représentation intrinsèque d'un HEMT. Ainsi nous pouvons aboutir à un schéma équivalent petit signal similaire au HEMT, excepté pour les éléments extrinsèques (en particulier résistances d'accès et capacités parasites) qui restent à définir.

#### ***III.3.3.2 Schéma équivalent "petit signal"***

##### *III.3.3.2.1 Eléments parasites du schéma équivalent.*

###### III.3.3.2.1.1. Résistances d'accès

Les résistances extrinsèques du transistor à effet de champ proviennent des accès de côtés source et drain, et de l'électrode de grille. Elles sont notées  $R_s$ ,  $R_d$  et  $R_g$ . Ces éléments parasites dégradent les performances du transistor. La résistance de source affecte la transconductance extrinsèque du composant ( $g_m = \frac{g_{m_0}}{1 + g_{m_0}R_s}$  avec  $g_{m_0}$  transconductance intrinsèque). Ces résistances couplées aux éléments capacitifs interviennent dans le temps de transit des électrons entre source et drain, et tendent à réduire les fréquences de transition [8]. Les résistances de source et de drain dépendent de la forme de l'espace source-drain. Nous avons schématisé les différentes résistances d'accès de source et de drain d'un SC-HEMT sur la figure 24. Ces résistances sont définies par divers éléments:

☐ une résistance  $R_1$  correspondant au contact ohmique ainsi qu'à la zone de prise de contact.

☐ les résistances  $R_2$  et  $R_3$  localisées dans la zone recessée. L'élément résistif  $R_3$  est lié au canal de largeur  $W_w$ .

Pour un SC-HEMT nous pouvons faire une approximation de la résistance  $R_s$  (ou  $R_d$ ) comme étant:

$$R_s = R_1(W) + R_2(W, l_1) + \frac{R_3(W_w, l_2)}{N} \quad (3)$$

Si nous considérons que la mobilité  $\mu$  et la densité surfacique des électrons  $n_s$  sont identiques dans la zone recessée ainsi que dans les canaux, nous pouvons approximer la résistance de source (ou de drain) par:

$$R_s = R_1(W) + \frac{qn_s\mu}{W} \left( l_1 + l_2 \frac{W_p}{W_w} \right) \quad (4)$$

Ainsi, si la période des canaux  $W_p$  est grande devant la largeur  $W_w$  ( $\frac{W_p}{W_w} \gg 1$ ), les résistances de source et de drain vont être supérieures à celles obtenues avec un HEMT de même largeur  $W$  (pour un HEMT on a  $\frac{W_p}{W_w} = 1$ ). Pour les technologies de type accès longs décrites précédemment (OP458 et OP468), les distances  $l_1$  et  $l_2$  sont grandes ( $l_1 \approx 0.15 \mu\text{m}$  et  $l_2 \approx 0.6 \mu\text{m}$ ). Pour les SC-HEMTs la longueur  $l_2$  est particulièrement importante, car elle correspond à une zone de résistance élevée ( $R_3 \approx \frac{W_p}{W_w}$ ). Nous avons mesuré les résistances  $R_d$  et  $R_s$  pour le HEMT et le SC-HEMT (tableau 5). Nous pouvons constater des valeurs plus

élevées pour la structure SC-HEMT que pour le HEMT, ce qui est en accord avec les estimations de l'équation (4).

Deux méthodes peuvent être utilisées pour réduire ces éléments d'accès :

☐ réaliser une structure idéale ( $\frac{W_p}{W_w} \rightarrow 1$ )

☐ réduire la longueur  $l_2$ .

La technologie de type recess court +Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> + plasma décrite précédemment répond à ce dernier critère ( $l_2 \rightarrow 0$ ). Une coupe transversale du canal d'un composant répondant à ces conditions est schématisée figure 25. Avec une telle technologie, la dimension  $l_1 + l_2$  est définie par les effets de sous gravure du GaAs (Cap layer) au plasma Fréon 12, et ce qui permet d'obtenir une longueur de recess proche de la longueur de grille. Ainsi nous réalisons une structure présentant des dimensions  $l_1 + l_2$  faibles.

Opération	Composant	$R_s$ (Ω)	$R_d$ (Ω)	$R_g$ (Ω)	$L_s$ (pH)	$L_d$ (pH)	$L_g$ (pH)
OP458	HEMT 0.5x100μm <sup>2</sup>	9	17	20	5	50	30
	SC-HEMT 0.5x100μm <sup>2</sup>	17	70	15	5	35	40
OP468	HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	7.5	10.5	19.5	5	40	20
	SC-HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	48	50	10	5	40	40
OP504	HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	4.4	3.1	1.9	3	45	31
	SC-HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	12	17	1.5	5	52	45
OP532	HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	8	7	7.5	3	44	25
	SC-HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	12.9	11.4	5	3	40	30

Tableau 5 : Eléments extrinsèques séries des transistors.

### Chapitre III

Nous avons mesuré les résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  pour les opérations correspondant à un tel procédé technologique (OP504, OP532 tableau 5). Nous pouvons constater que les valeurs des résistances des SC-HEMTs ne sont guère éloignées de celles des HEMTs. Nous pouvons donc affirmer que l'utilisation d'une technologie de type recess court comme nous l'avons définie, permet de diminuer les valeurs de résistances d'accès de source et de drain. Nous avons fait les mesures de la résistance de grille de chaque composant. Les valeurs obtenues avec le SC-HEMT sont proches de celle du HEMT (tableau 5). Ce résultat provient du fait que la largeur totale de grille des SC-HEMTs est identique à celle des HEMTs et correspond à la largeur du composant  $W$ . Nous pouvons aussi remarquer une forte réduction de cette résistance pour les technologies (OP504 et OP 532) qui utilisent un profil de grille en T.

#### III.3.3.2.1.2 Eléments parasites parallèles : capacités parasites.

Nous avons montré dans le chapitre II qu'une plus grande efficacité de commande de charges pouvait être à l'origine d'une amélioration de la fréquence de coupure extrinsèque et ceci par la réduction des effets capacitifs parasites.

Operation	Composant	C <sub>pg</sub> (fF)	C <sub>pd</sub> (fF)
OP468	HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	10	25
	SC-HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	10	20
OP504	HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	25	30
	SC-HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	25	39
OP532	HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	25	38
	SC-HEMT 0.3x100μm <sup>2</sup>	24	42

Tableau 6 : Capacités plots.

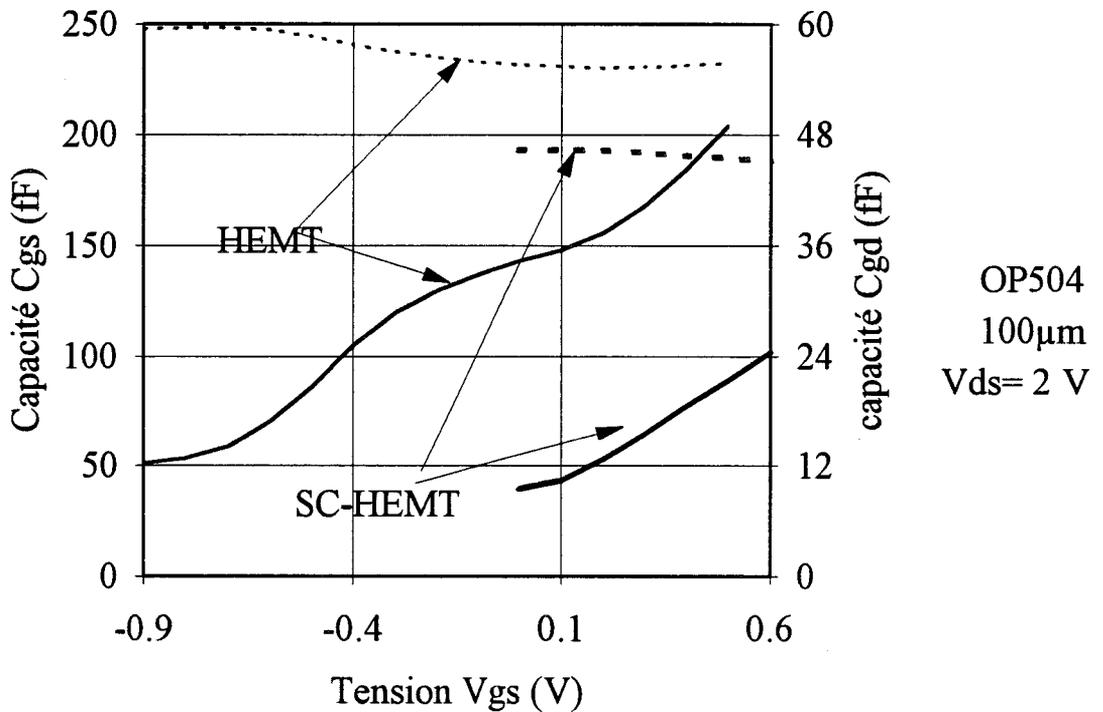
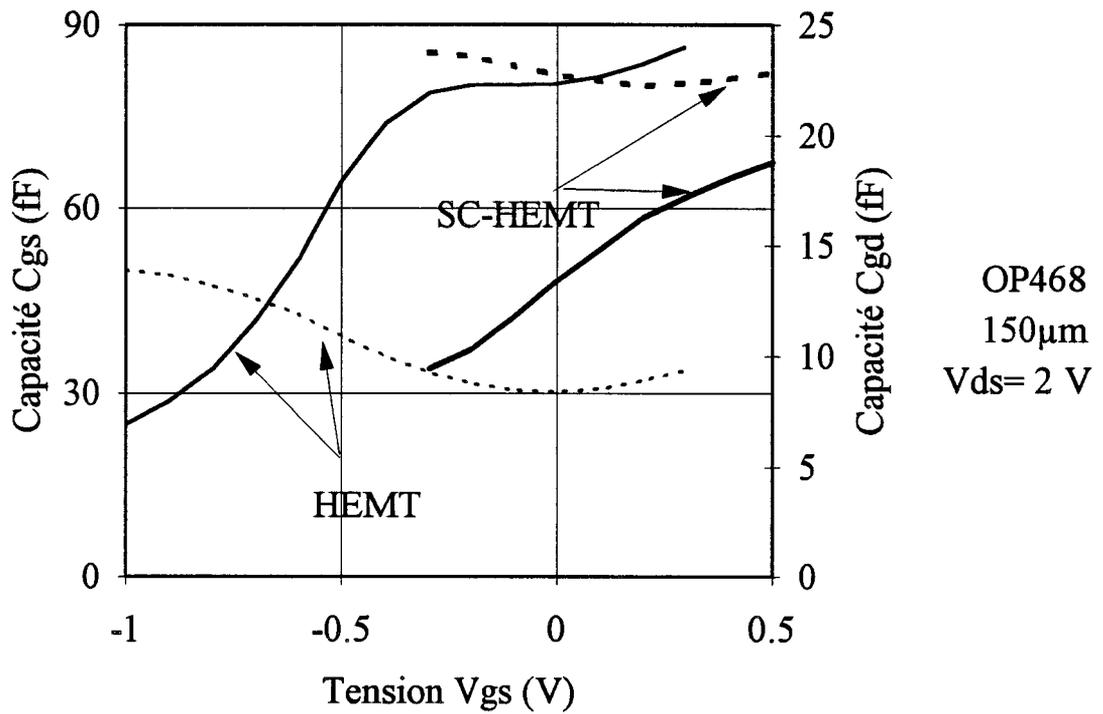


Fig. 26 : Comparaison entre les opérations technologiques des capacités Cgs (traits pleins) et Cgd (traits pointillés) pour les HEMTs et les SC-HEMTs.

### Chapitre III

Les capacités de plots (tableau 6) restent du même ordre de grandeur pour les différentes technologies et les différents types de transistors (HEMT ou SC-HEMT). Ceci provient simplement du fait que la géométrie des contacts (source, drain et grille) est la même pour tous les composants.

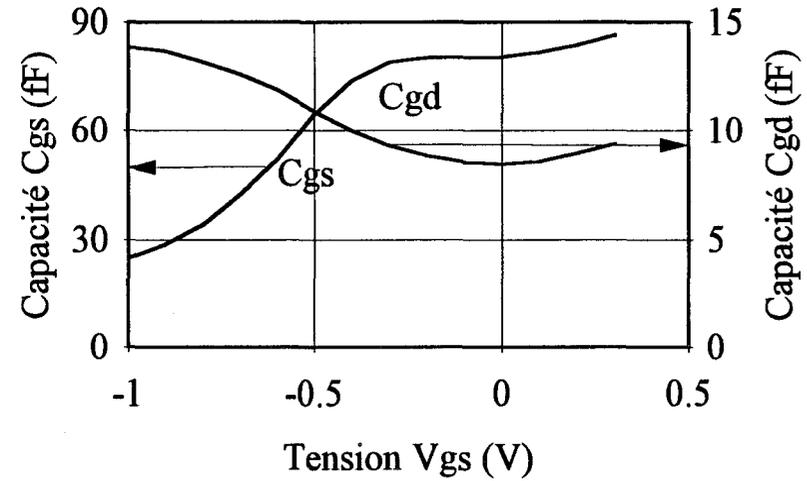
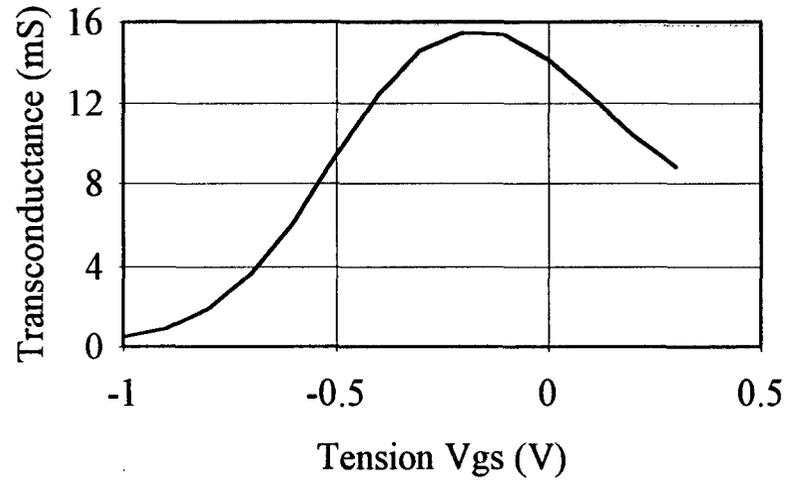
Par contre, suivant le type de technologie, les valeurs limites des capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  ne sont plus comparables. Nous pouvons définir ces capacités par les expressions suivantes:

$$C_{gs} = C_{gsint} + C_{gs\text{ext}} \quad (5)$$

$$C_{gd} = C_{gdint} + C_{gd\text{ext}} \quad (6)$$

Dans ces termes, nous avons une partie intrinsèque issue de la commande de charges sous la grille, que nous avons noté  $C_{gsint}$  et  $C_{gdint}$ , ainsi que des éléments extrinsèques  $C_{gs\text{ext}}$  et  $C_{gd\text{ext}}$  qui regroupent les capacités de bord, et traduisent plus particulièrement, pour les technologies utilisant du Nitrure, des effets de couplages importants entre l'électrode de grille et les zones de source et de drain. Dans ces derniers cas, l'électrode de grille (en T) est déposée sur la couche de Nitrure (épaisseur  $\approx 1500 \text{ \AA}$ ) dont la permittivité est plus élevée que celle de l'air. De plus la longueur du recess étant faible, l'électrode de grille est proche des zones d'accès et en particulier des couches de prise de contact (figure 25). Ainsi un HEMT réalisé à partir d'une technologie de ce type présentera des éléments capacitifs parasites  $C_{gs\text{ext}}$  et  $C_{gd\text{ext}}$  plus élevés que si une technologie classique avait été réalisée (accès longs).

Les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  ont été déduites de la mesure des paramètres S pour les composants de l'OP468 et 504 (figure 26). Nous pouvons constater que pour la technologie n'utilisant pas de Nitrure (OP 468), les valeurs limites  $C_{gs\text{ext}}$  et  $C_{gd\text{ext}}$  restent faibles. Par contre, il est à noter que les composants issus d'une technologie Nitrure présentent des valeurs limites très élevées et ceci aussi bien pour le HEMT que pour le SC-HEMT. Dans le cas de ces



OP 468 HEMT 150 $\mu$ m Vds = 2 V

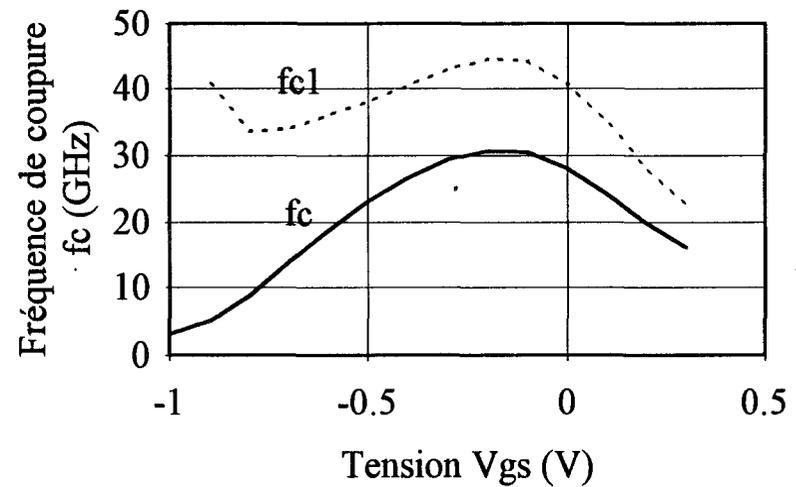
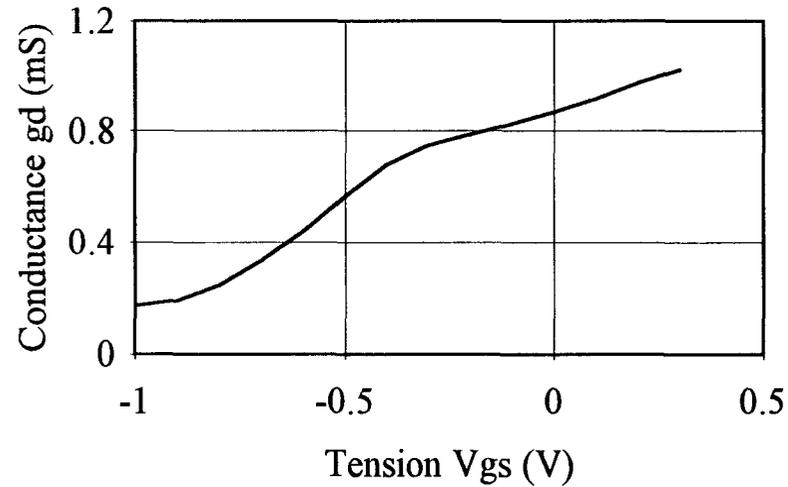


Fig. 27 : Evolution des éléments intrinsèques du HEMT. La fréquence de coupure fc1 a été calculée avec la capacité Cgs-Clim.

### Chapitre III

derniers, les grandeurs  $C_{g\text{sext}}$  (respectivement  $C_{g\text{dext}}$ ) sont principalement dues à ces effets de proximité entre grille et zone de source (respectivement de drain). Ainsi ces termes sont proportionnels à la largeur totale du composant  $W$  et non pas à la largeur effective, laquelle est égale à  $NW_w$  pour le SC-HEMT et  $W$  pour le HEMT. Ainsi nous obtenons une capacité  $C_{g\text{sext}}$  (idem pour  $C_{g\text{dext}}$ ) qui est du même ordre de grandeur pour le SC-HEMT et le HEMT dans le cas de la technologie au Nitrure. En effet, nous pouvons décrire la capacité  $C_{gs}$  (ou  $C_{gd}$ ) du SC-HEMT comme:

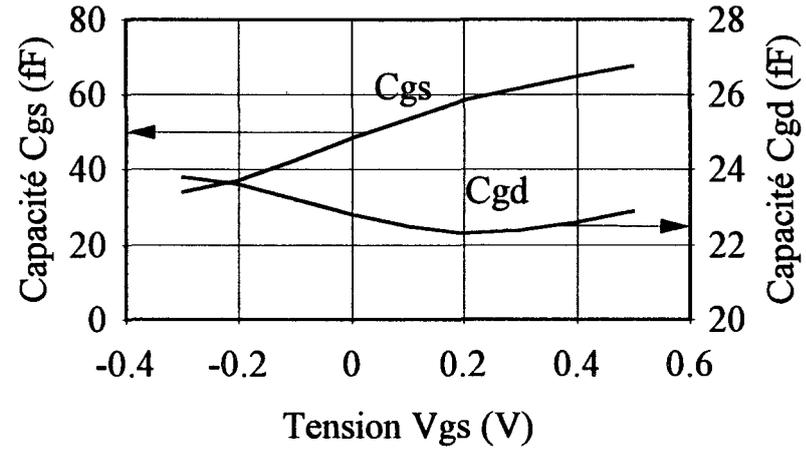
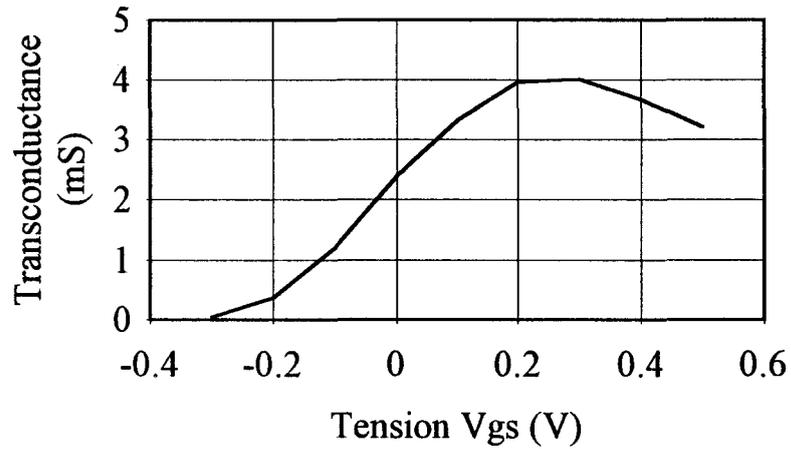
$$C_{gs} \approx L_g \Delta C_{gs} \frac{W}{W_p} W_w + C_p W \quad (7)$$

et pour le HEMT:

$$C_{gs} \approx L_g \Delta C_{gs} W + C_p W \quad (8)$$

Dans ces expressions, nous avons supposé que le terme capacitif  $\Delta C_{gs}$  était égal pour les deux technologies et nous avons négligé les capacités de bord. Le terme  $C_p$  représente l'élément extrinsèque qui prend une grande importance dans le cas de l'utilisation d'une technologie Nitrure. En négligeant les capacités de bord, nous obtenons pour  $C_p$  une valeur d'environ 50 pF/mm pour le HEMT et le SC-HEMT (proportionnelle à la largeur  $W$ ).

Pour conclure, une technologie de type accès courts (Nitrure + plasma + grille en T) permet de réduire les valeurs de résistances d'accès mais présentent des éléments capacitifs parasites très élevés. L'inconvénient de l'utilisation d'une technologie Nitrure pour une structure SC-HEMT est que les grandeurs  $C_{g\text{sext}}$  et  $C_{g\text{dext}}$  sont en grande partie dépendantes de la largeur totale du composant  $W$  (si on néglige les capacités de bord) et non pas de la largeur conductrice  $NW_w$ . Ainsi dans le cas du SC-HEMT où  $NW_w \ll W$ , les valeurs de  $C_{g\text{sext}}$  et  $C_{g\text{dext}}$  sont élevées par rapport aux termes  $C_{gs\text{int}}$  et  $C_{gd\text{int}}$ , lesquelles sont liées à  $NW_w$ .



OP 468 SC-HEMT 150 $\mu$ m (39 $\mu$ m) Vds = 2 V

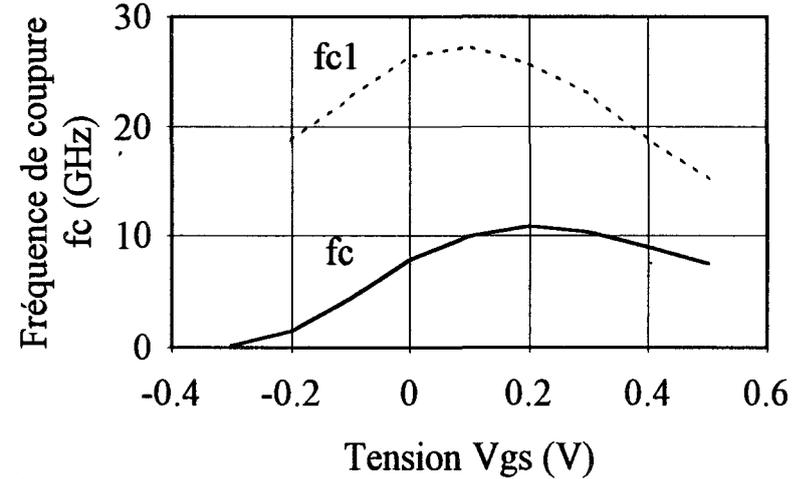
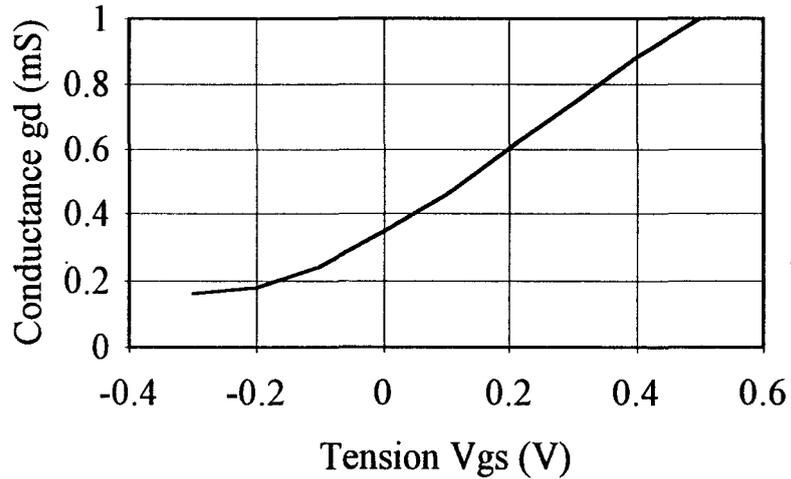


Fig. 28 : Eléments intrinsèques du SC-HEMT. La fréquence de coupure fc1 a été calculée avec Cgs-Clim.

## Chapitre III

### III.3.3.2.2 Eléments intrinsèques

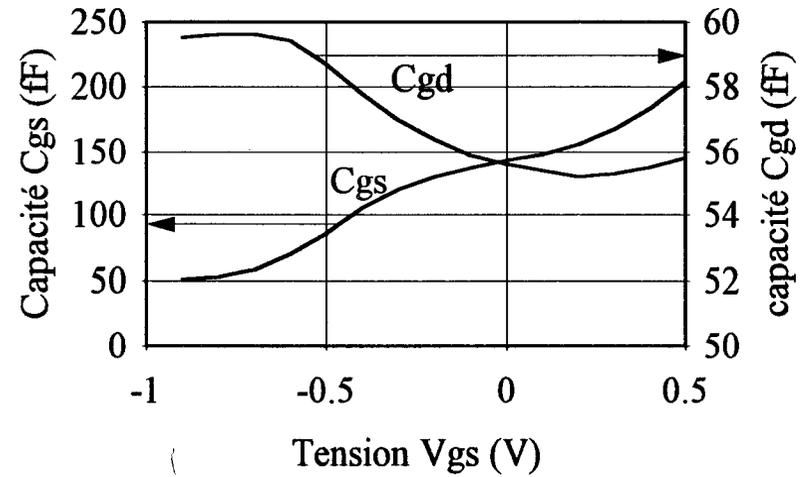
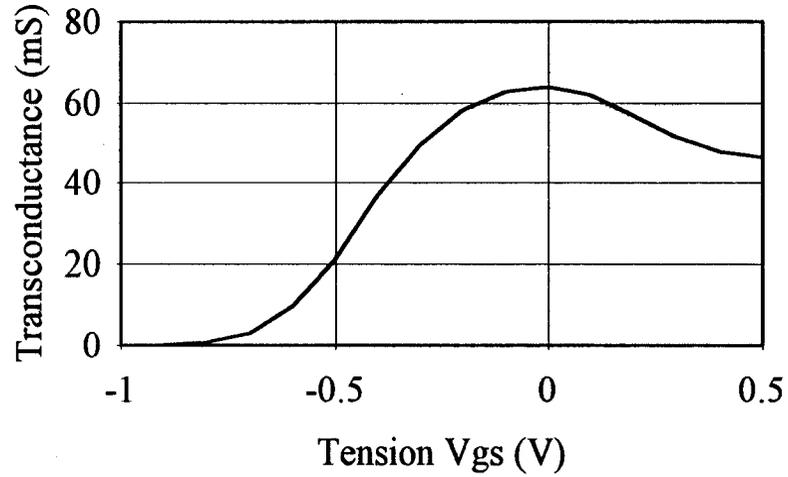
A partir des paramètres S et des éléments parasites du schéma équivalent petit signal, nous pouvons remonter aux éléments intrinsèques de ce schéma. Nous avons représenté certaines de ces grandeurs en fonction de la tension grille source  $V_{gs}$  appliquée pour des composants HEMTs et SC-HEMTs de l'OP468 (respectivement figures 27 et 28), ainsi que pour l'OP504 (respectivement figures 29 et 30).

#### III.3.3.2.2.1. Transconductances

En première approximation, nous pouvons normaliser les transconductances en fonction de largeur effective des composants,  $W$  pour les HEMTs et  $NW_w$  pour les SC-HEMTs ( $N = \frac{W}{W_p}$ ), tout en sachant que les grandeurs obtenues dépendent de la précision des mesures de ces largeurs faites au microscope électronique à balayage.

Toutefois si nous reprenons les résultats des calculs des lois de commande de charges (II3.2.4), une largeur  $W_w = 0.1 \mu\text{m}$  (respectivement  $W_w = 0.25 \mu\text{m}$ ) donne une tension de pincement  $V_p = 0\text{V}$  (respectivement  $V_p = -0.45 \text{V}$ ). Ces données sont proches des mesures effectuées sur nos opérations (OP 468,  $W_w = 0.26 \mu\text{m} \rightarrow V_p = -0.3 \text{V}$ , OP 504  $W_w = 0.1 \mu\text{m} \rightarrow V_p = 0 \text{V}$ ). Ainsi nous pouvons faire une estimation des largeurs effectives des SC-HEMTs.

En utilisant ces grandeurs, nous pouvons normaliser les transconductances. L'OP 468 nous donne des transconductances maximales de 94 mS/mm pour le HEMT et 103 mS/mm pour le SC-HEMT (figure 27 et 28). Ces faibles valeurs sont liées à la technologie employée et plus particulièrement à une longueur de recess élevée. Entre les deux types de structure, nous obtenons des grandeurs proches, ce qui est cohérent avec le fait qu'au delà de 1500 Å de largeur de canal, l'efficacité de commande de charges n'est pas améliorée et donc la transconductance ne change pas selon la structure. Par contre dans le cas des composants de



OP 504 HEMT 100 $\mu$ m Vds = 2 V

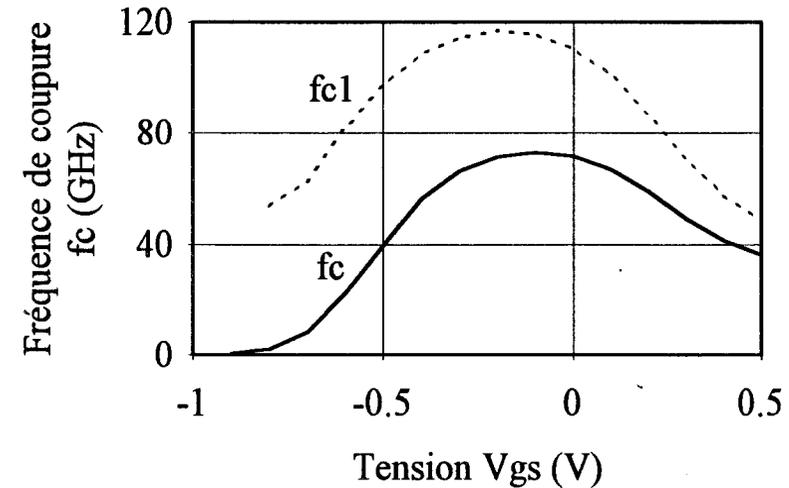
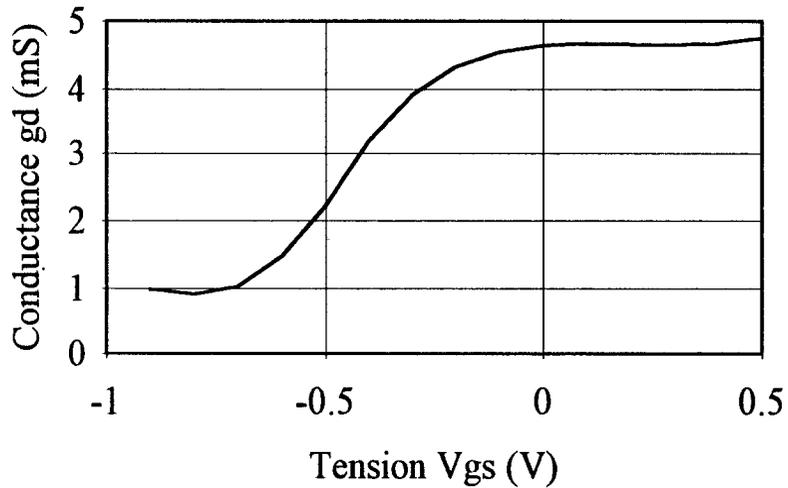


Fig. 29 : Eléments intrinsèque du HEMT avec grille en T. La fréquence de coupure fc1 a été calculée avec Cgs-Clim.

l'OP 504 (figures 29 et 30) la transconductance dont la valeur est de 640 mS/mm pour le HEMT, passe à 1036 mS/mm pour notre SC-HEMT (figures 29 et 30). Ces mesures sont en bon accord avec les résultats d'HELENA qui estimait des transconductances de 600 mS/mm et 950 mS/mm pour respectivement le HEMT et le SC-HEMT.

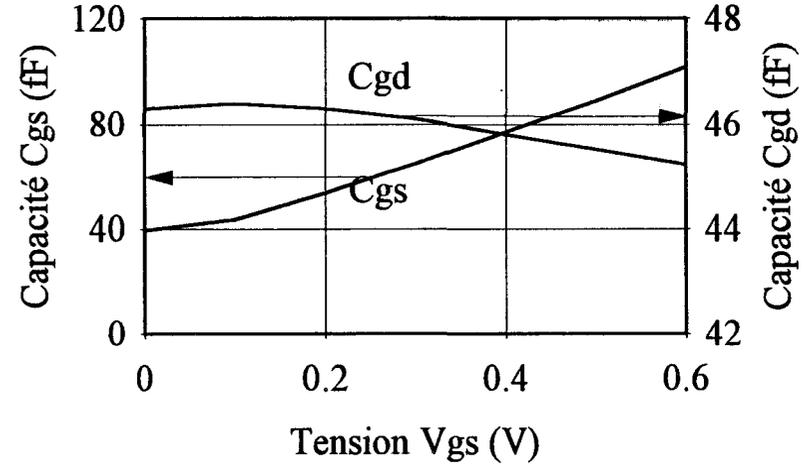
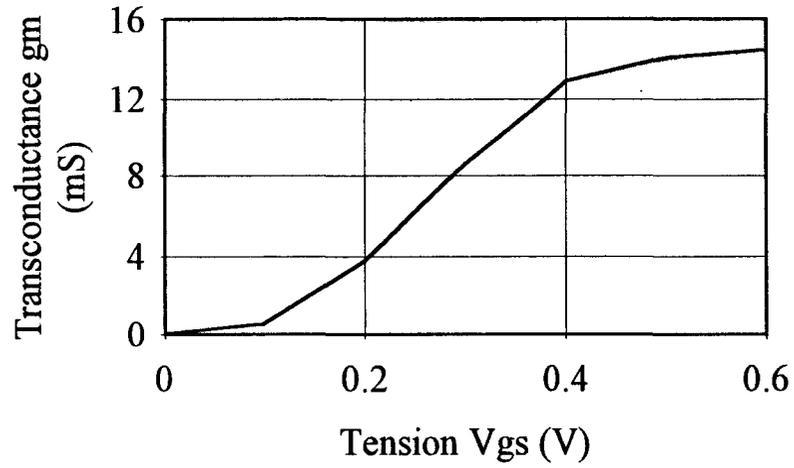
Afin de confirmer ces observations, nous avons fait le rapport entre la transconductance et le courant-drain source pour les composants de l'OP 504 (figure 31). Ce rapport  $\frac{gm}{I_{ds}}$  est indépendant de la largeur effective du composant. On constate des évolutions similaires entre les deux courbes. Si l'on compare ces grandeurs aux transconductances maximales (HEMT  $V_{gs} = 0$  V, SC-HEMT  $V_{gs} = 0.6$  V) les rapports de  $\frac{gm}{I_{ds}}$  sont de 2.9 et 3.3 respectivement pour le HEMT et le SC-HEMT, soit une amélioration de l'ordre de 35 %. Ce pourcentage était de 50 % d'après nos simulations avec HELENA et montait à plus de 100 % avec notre modèle de vitesse constante.

#### III.3.3.2.2.2. Capacité $C_{gs}$ , $C_{gd}$ et fréquence de coupure

Nous avons déjà présenté les évolutions en fonction de  $V_{gs}$  des capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ . Toutefois ces éléments, et plus particulièrement  $C_{gs}$ , sont importants pour la détermination de la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant:

$$f_c = \frac{gm}{2\pi C_{gs}} \quad (9)$$

Nous allons surtout dans cette partie nous intéresser à cette dernière grandeur  $f_c$ , dont les évolutions sont données en fonction de  $V_{gs}$  (figures 27-30). Pour les deux types d'opérations les fréquences de coupure du SC-HEMT sont toujours inférieures à celles des HEMTs. Afin d'interpréter ce phénomène nous avons calculé une fréquence de coupure  $f_{c1}$  comme suit:



OP 504 SC-HEMT 100 $\mu$ m (14 $\mu$ m)  $V_{ds} = 2$  V.

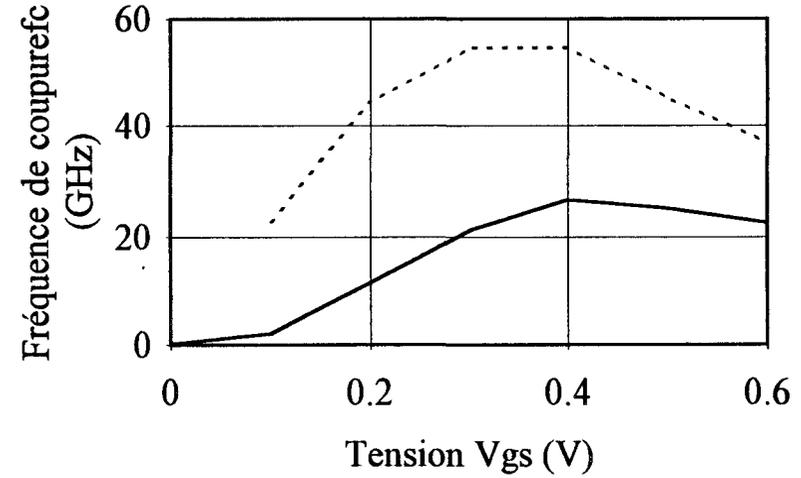
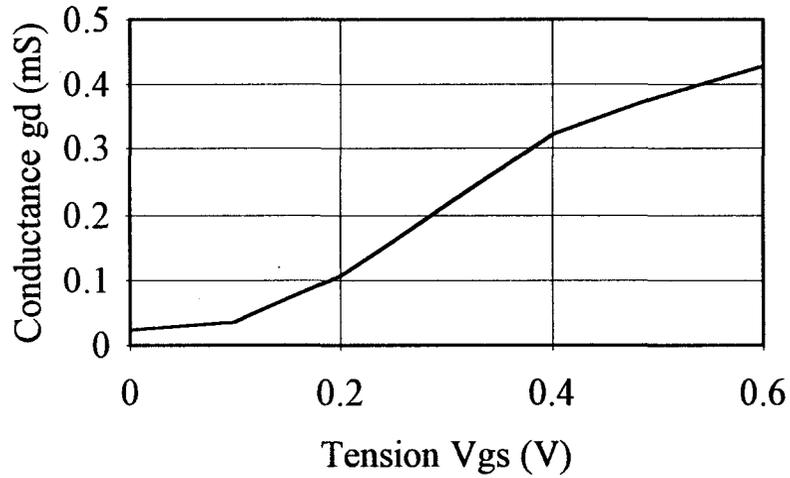


Fig. 30 : Eléments intrinsèques du SC-HEMT avec grille en T. La fréquence de coupure  $f_{c1}$  a été calculée avec  $C_{gs}$ -Clim.

$$f_{c1} = \frac{gm}{2\pi(C_{gs} - C_{lim})} \quad (10)$$

Dans cette expression, nous avons soustrait à la capacité  $C_{gs}$  sa valeur limite  $C_{lim}$ , prise en deça du pincement ( $V_{gs} \ll V_p$ ). Ainsi nous avons tracé ces évolutions de  $f_{c1}$  en fonction de  $V_{gs}$  (figures 27-30). Cette grandeur est particulièrement intéressante car nous négligeons les effets des capacités parasites, importants dans le cas des composants de l'OP 504, et ainsi les valeurs de capacités obtenues correspondent aux variations de charges dans les couches de GaAlAs et de GaInAs. Les fréquences de coupure  $f_{c1}$  des SC-HEMTs restent inférieures à celles des HEMTs. La réduction de fréquence de coupure  $f_c (= \frac{gm}{2\pi C_{gs}})$  n'est donc pas seulement causée par les capacités parasites (tout particulièrement élevées avec une technologie Nitrure). Les valeurs plus faibles de  $f_{c1}$  pour le SC-HEMT peuvent être expliquées par deux phénomènes :

- ☞ l'effet du champ électrique non-uniforme sous la grille associé à l'évolution des lois de commande de charges du SC-HEMT ( $C_g = f(V_g) =$  absence de plateau) entraîne une réduction de la fréquence de coupure. Cet effet a été mis en évidence par les résultats des calculs d'HELENA (Chapitre II).

- ☞ une dégradation de la vitesse des porteurs dans les canaux du SC-HEMT provoquée par la technologie (principalement lors des gravures).

Cette dernière hypothèse peut être écartée, étant donné que les valeurs de transconductances des SC-HEMTs sont égales (OP468) et même supérieures (OP 504) à celles des HEMTs, et de plus ces résultats de mesures sont en bon accord avec les résultats des simulations (HELENA).

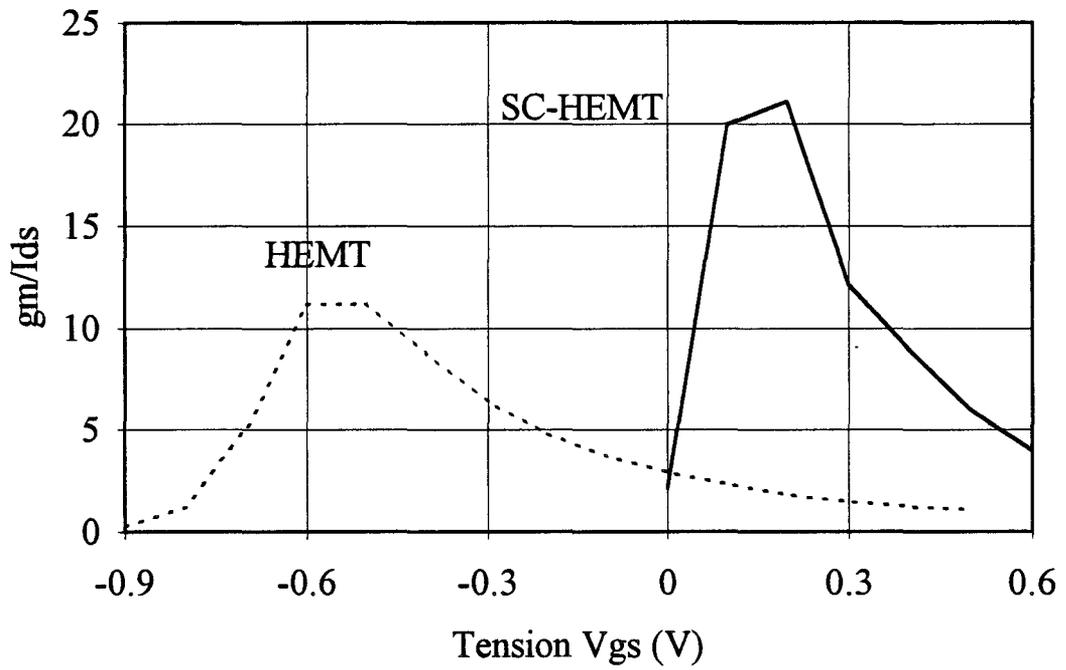


Fig. 31 : Evolution en fonction de la tension  $V_{gs}$  de la transconductance normalisée  $gm/Id_s$  du HEMT et du SC-HEMT (OP504  $W=100\mu m$ ).

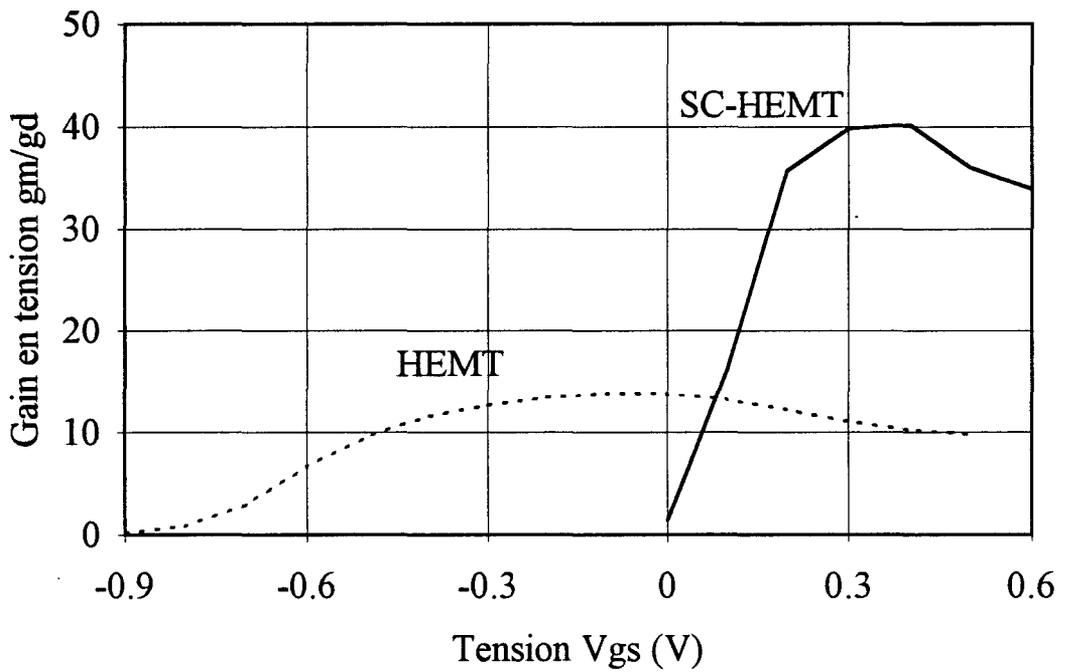


Fig. 32 : Evolution en fonction de la tension  $V_{gs}$  du gain en tension  $gm/g_d$  du HEMT et du SC-HEMT (OP504  $W=100\mu m$ ).



III.3.2.2.3. Conductance de sortie  $g_d$

Les conductances de sortie  $g_d$  sont représentées figures 27-30. Dans le cas de l'OP 468, les conductances  $g_d$  du HEMT et du SC-HEMT sont du même ordre de grandeur, malgré une largeur effective du SC-HEMT inférieure ( $\approx 39 \mu\text{m}$ ). Par contre la conductance du SC-HEMT de l'OP 504 est dix fois moins élevée que celle du HEMT. Ce phénomène est lié à la faible largeur  $NW_w$  du SC-HEMT ( $\approx 14 \mu\text{m}$ ) et provient aussi d'une injection réduite de porteurs dans le substrat GaAs. Pour une structure SC-HEMT nous avons vu dans le chapitre précédent que le potentiel dans le substrat de GaAs n'est plus flottant, mais dépend du potentiel de grille appliqué. Ainsi les électrons ont une barrière de potentiel plus élevée à franchir dans le cas du SC-HEMT (voir II.4.3.).

Nous avons calculé pour le HEMT et le SC-HEMT (OP 504), le gain en tension  $\frac{g_m}{g_d}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  (figure 32). Nous obtenons des gains maximaux de 14 et de 40 respectivement pour le HEMT et le SC-HEMT. Le gain en tension  $\frac{g_m}{g_d}$  est amélioré dans le cas du SC-HEMT, ce qui est dû à la combinaison d'une transconductance  $g_m$  plus élevée (effet de confinement latéral) et d'une conductance de sortie  $g_d$  réduite (Injection de porteurs dans le substrat réduite).

III.3.3.3 Evolution des gains

Nous avons mesuré en fonction de la fréquence ( $f = 1$  à  $36$  GHz) les gains en puissance, c'est à dire le gain maximum lorsque le transistor est conditionnellement stable (MSG), le gain unilatéral ( $U$ ), ainsi que le gain en courant  $h_{21}$  ( $|h_{21}|^2$ ). Ces gains sont représentés figures 33 et 34 pour respectivement le HEMT et le SC-HEMT issus de l'OP 504. Le maximum du gain en puissance disponible (MAG) n'a pas pu être représenté étant donné que le facteur de stabilité  $k$  est toujours inférieur à 1 pour ces valeurs de fréquence (transistor conditionnellement stable).

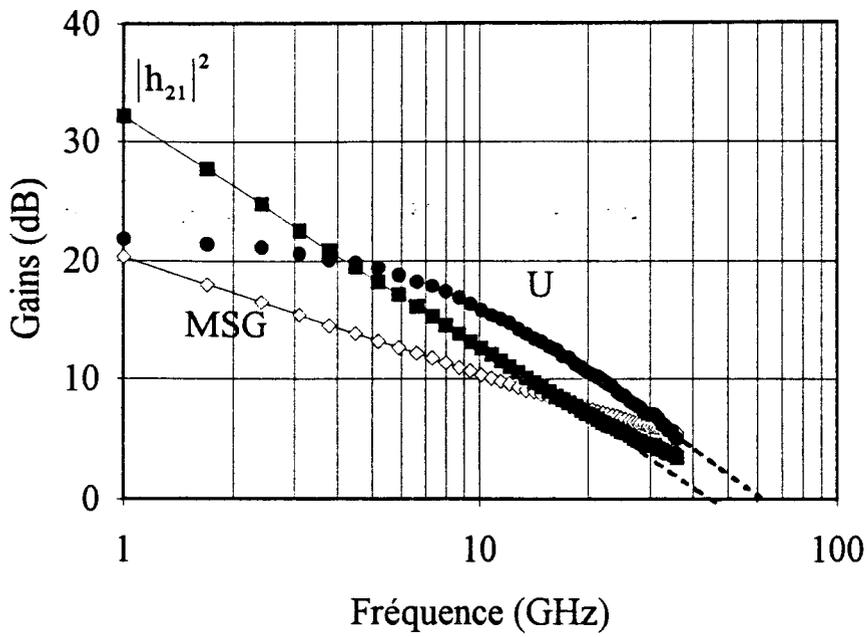


Fig. 33 : Evolution des différents gains d'un HEMT (OP504). L'extrapolation à zéro donne  $f_t = 40$  GHz et  $f_{max} = 61$  GHz.

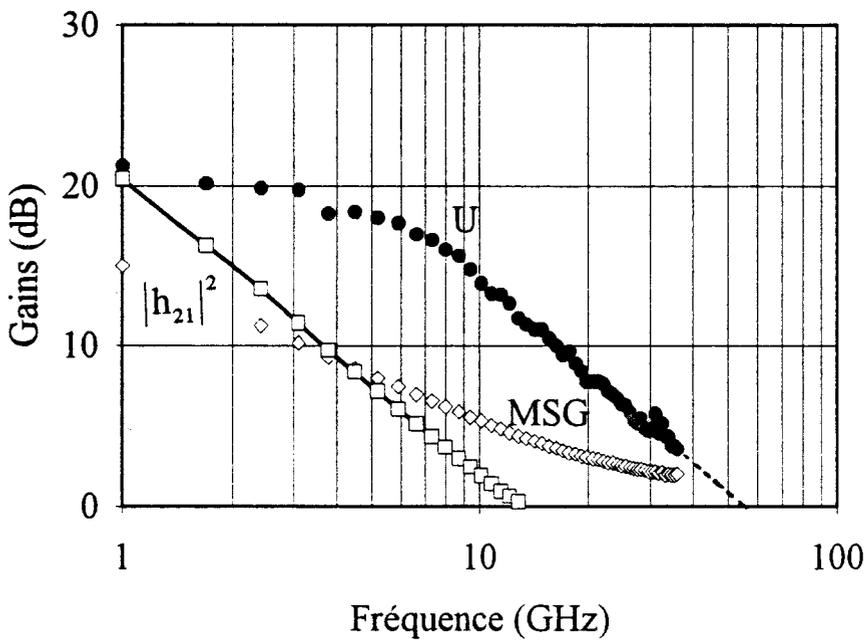


Fig. 34 : Evolution des différents gains d'un SC-HEMT (OP504). L'extrapolation à zéro donne  $f_t = 12$  GHz et  $f_{max} = 50$  GHz.

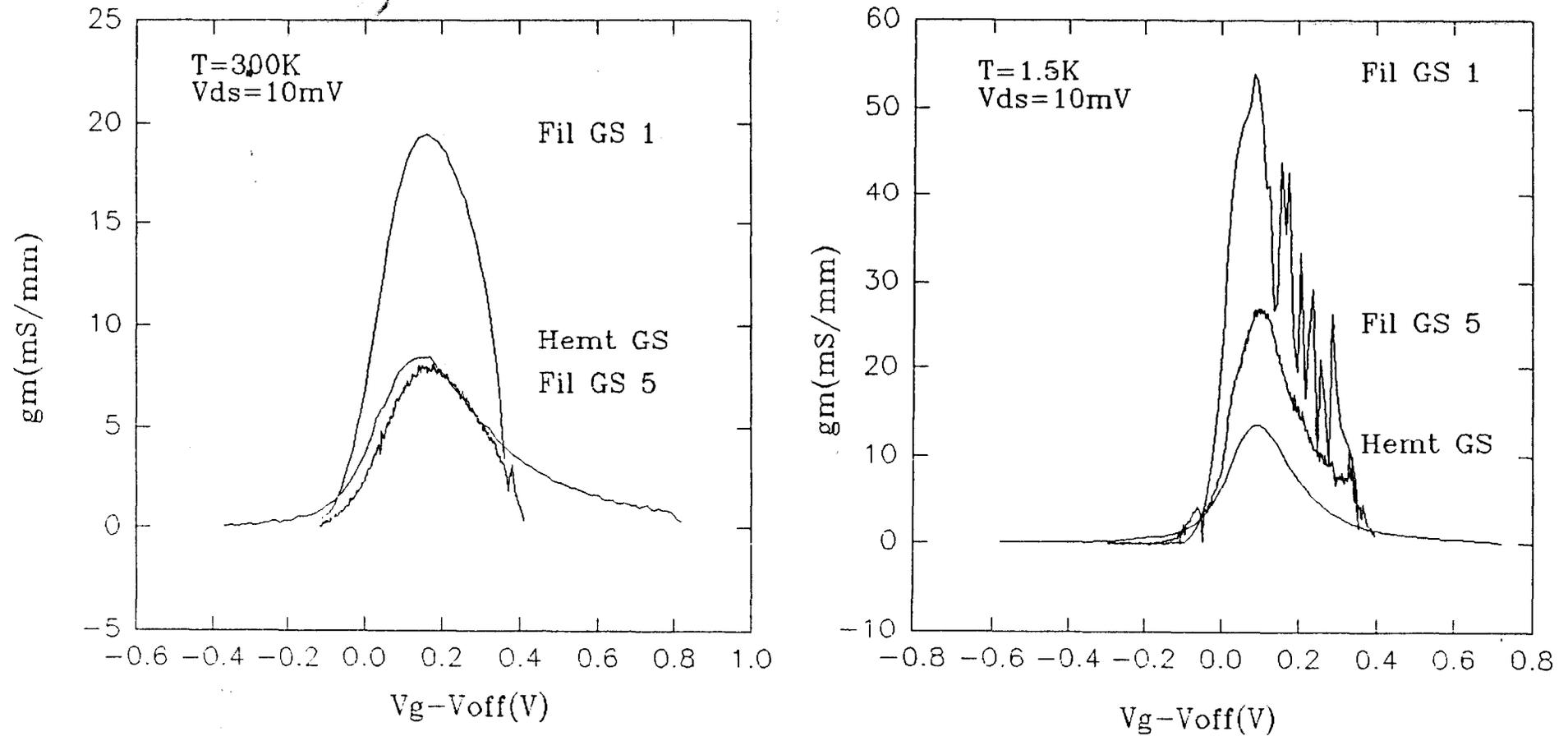
La fréquence de transition  $f_T$  ( $|h_{21}|^2 = 1$ ) est de 40 GHz pour le HEMT et de 12 GHz pour le SC-HEMT. La faible valeur du SC-HEMT est à relier à la faible valeur de fréquence de coupure  $f_c$  déjà observée. De plus la capacité  $C_{gd}$  est très élevée, ce qui tend à réduire davantage la fréquence de transition  $f_T$ .

Le gain unilatéral  $U$  nous donne une information sur la fréquence maximum d'oscillation  $f_{max}$  ( $U = 1$ ). Pour le HEMT nous obtenons une fréquence  $f_{max} = 61$  GHz et pour le SC-HEMT  $f_{max} = 50$  GHz (figures 33 et 34). Ces valeurs sont proches, et nous interprétons ces résultats aux valeurs de conductances de sortie  $g_d$  du SC-HEMT plus faibles.

### III.3.4. EVOLUTION DE LA TRANSCONDUCTANCE ET DE LA CONDUCTANCE DRAIN-SOURCE A BASSE TEMPERATURE

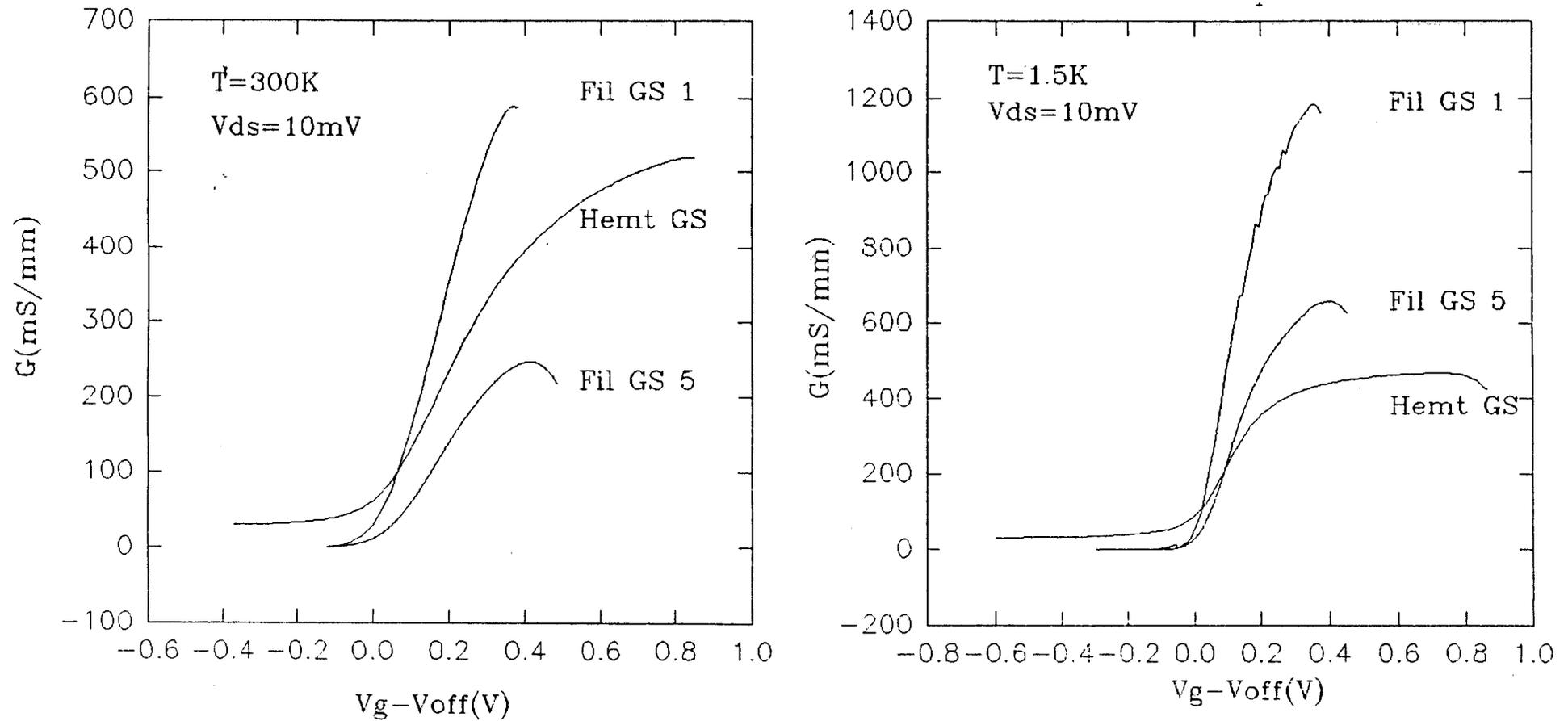
Les mesures de transconductance et de la conductance  $G = \frac{1}{R_{ds}}$  en fonction de la tension de grille ont été réalisées sur les composants de l'OP 458 (accès longs) et de l'OP 504 (accès courts) aux températures de 300 K et 1.5 K. Ces mesures ont été effectuées au SPEC (Centre d'Etudes de Saclay). Dans le cas de l'OP 504, la largeur des canaux  $W_w$  est de l'ordre de 0.1  $\mu m$  et de 0.4  $\mu m$  pour les composants de l'OP 458. Les valeurs mesurées ont été normalisées par rapport à ces largeurs et dépendent donc de la précision des mesures de  $W_w$ . Ces grandeurs proviennent des mesures basses fréquences, et pour une polarisation  $V_{ds}$  prise dans la zone de mobilité ( $V_{ds} = 10$  mV).

L'intérêt de ces mesures est l'évolution des valeurs maximales en fonction de la température. Lorsque la température passe de 300 K à 1.5 K, les maxima de transconductance subissent une augmentation de 70 % pour les HEMTs et de 190 % pour les SC-HEMTs. Nous pouvons faire les mêmes remarques en ce qui concerne l'évolution de la conductance  $G$ . Nous interprétons ces résultats par une augmentation de la mobilité  $\mu$  en fonction de la température



Hemt GS : HEMT OP504  
 Fil GS 1 : SC-HEMT OP504 ( $W_w = 1000\text{\AA}$ )  
 Fil GS 5 : SC-HEMT OP458 ( $W_w = 4000\text{\AA}$ )

Fig. 35 : Evolution de la transconductance des HEMTs et SC-HEMTs en fonction de la température.



Hemt GS : HEMT OP504

Fil GS 1 : SC-HEMT OP504 ( $W_w = 1000\text{\AA}$ )

Fil GS 5 : SC-HEMT OP458 ( $W_w = 4000\text{\AA}$ )



Fig. 36 : Evolution de la conductance  $\frac{1}{R_{\text{ds}}}$  des HEMTs et SC-HEMTs en fonction de la température.

plus importante dans le cas du SC-HEMT que pour le HEMT. D'après les calculs de répartition de charges pour une structure SC-HEMT présentés dans le chapitre II, nous avons constaté que les électrons sont confinés suivant deux directions. On peut donc s'attendre à l'apparition de phénomènes liés à la notion de gaz d'électrons unidimensionnel (1DEG). Différents auteurs ont admis qu'une amélioration des propriétés de transport électronique pouvait être obtenue dans un 1DEG à des températures basses [9,10].

## III.4. CONCLUSION

Des SC-HEMTs issus de deux technologies différentes ont pu être réalisés et caractérisés. Les plus petites dimensions atteintes sont une longueur de grille  $L_g$  de 0.3  $\mu\text{m}$ , une largeur de canal  $W_w = 0.1 \mu\text{m}$  ainsi qu'une période des canaux  $W_p = 0.5 \mu\text{m}$ .

Les mesures de capacités de grille à tension drain source faible ont prouvé qu'une plus grande efficacité de commande de charges était obtenue avec un SC-HEMT. En effet une telle structure permet de contrôler la répartition des charges sous la grille suivant une direction verticale comme pour le HEMT, mais aussi latérale.

Cette amélioration de commande de charges se traduit par une transconductance intrinsèque déduite des mesures hyperfréquences supérieure à 1S/mm (alors qu'elle est égale à 600 mS/mm pour le HEMT). De plus, la conductance de sortie  $g_d$  intrinsèque du SC-HEMT est réduite. La conductance étant dépendante de l'injection des porteurs dans le substrat, la topologie du SC-HEMT (grille déposée sur la couche tampon GaAs) permet de réduire cette conductance. La combinaison d'une transconductance améliorée et d'une conductance réduite conduit à un gain en tension  $\frac{g_m}{g_d}$  trois fois supérieur à celui du HEMT.

### Chapitre III

La fréquence de transition  $f_T$  du gain en courant  $|h_{21}|^2$  du SC-HEMT est inférieure à celle du HEMT. Cette réduction confirme les résultats obtenus avec le logiciel HELENA, qui nous avaient permis de conclure, que la non uniformité du champ électrique sous la grille était un facteur de la dégradation de fréquence de coupure  $f_c$ . En plus de cet effet, la technologie de type Nitrure contribue à augmenter fortement les capacités parasites ( $C_{gsex}$  et  $C_{gdext}$ ), ce qui provoque la chute de la fréquence de transition  $f_T$ . Afin de réduire l'effet de ces éléments parasites, deux choix s'offrent à nous. Le premier est de ne pas utiliser une technologie de type Nitrure. Cependant si nous voulons conserver des accès courts et une grille en T, l'emploi de résines multicouches pour la définition de recess et de la grille en T s'avère indispensable. Dans le cas du SC-HEMT, nous avons vu que les termes des capacités parasites ( $C_{gdint}$  et  $C_{gdint}$ ) sont proportionnels à la largeur effective du composant  $NW_w$ . Si celle-ci est faible, les éléments parasites vont devenir prédominants, et la fréquence de coupure (extrinsèque) sera faible. Il est donc nécessaire de réaliser des structures présentant un rapport  $\frac{W_w}{W_p}$  proche de 1.

Pour les réalisations technologiques présentées dans ce manuscrit, ce rapport de remplissage est éloigné de cette valeur ( $\frac{W_w}{W_p} = \frac{1}{10}$  à  $\frac{1}{5}$ ).

Toutefois la fréquence maximale d'oscillation  $f_{max}$  (transition du U) du SC-HEMT est proche de celle du HEMT. Ce phénomène est lié à une conductance de sortie  $g_d$  plus faible.

Des mesures en basse température sur ces composants laissent supposer que la variation de mobilité des électrons dans les canaux du SC-HEMT lorsque la température décroît, est plus forte que celle observée avec le HEMT. Ce phénomène est attribué à l'existence d'un gaz d'électrons unidimensionnel.

### III.5 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] R. Williams  
"Modern GaAs processing methods"  
Artech House, 1990
- [2] A. Izrael, B. Sermage, J.Y. Marzin, A. Ougazzaden, A. Azoulay and J. Etrillard  
"Microfabrication and optical study of reactive ion etched InGaAsP/InP and GaAs/GaAlAs quantum wires"  
Appl. Phys. Lett., 56 (9), pp830-832, 1990
- [3] Y. Cordier  
"Croissance par épitaxie par jets moléculaire de structures contrainte GaInAs sur substrat GaAs; réalisation et caractérisation de HEMT's pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs/GaAs"  
Thèse de Doctorat, 1992
- [4] J. Vanbremeersch, E. Constant, J. Zimmermann, I. Valin, P. Godts and A. Leroy  
"Design and realization of very high performance 0.2  $\mu\text{m}$  gate GaAs MESFET's"  
Electronics Letters, vol. 26, n° 2, pp152-154
- [5] D.C. Look, G.B. Norris, W. Kopp, T. Henderson and S. Morkoc  
"Magnetoresistance method to determine GaAs and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  mobilities in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  modulation-doped field effect transistor structures"  
Appl. Phys. Lett. 47(4), pp267-269
- [6] G. Dambrine  
"Caractérisation des transistors à effet de champ: mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent"  
Thèse de Doctorat, 1989
- [7] G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore and E. Playez  
"A new method for determining the FET small signal equivalent circuit"  
IEEE MTT, vol. 36, n°7, pp1151-1159
- [8] P.J. Tasker and B. Hughes  
"Importance of source and drain resistance to the maximum fT of millimeter-Wave MODFET's"  
IEEE Elect. Dev. Letters, vol. 10, n°7, pp291-293, 1989
- [9] H. Sakaki  
"Scattering suppression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structure"  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 19, n°12, ppL735-L738, 1980

- [10] Y. Ando, A. Cappy.  
"Ensemble Monte Carlo simulation for electron transport in quantum wire structures".  
J. Appl. Phys. 74 (6), Sept; 1993.

## **Conclusion générale**

## *Conclusion générale*

Dans ce mémoire, une étude théorique et expérimentale des SC-HEMTs pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs/GaAs a été présentée. Avant ce travail, cette filière n'était pas développée au laboratoire, de plus aucun composant de ce type utilisant une couche pseudomorphique n'avait été réalisé. Ainsi nous avons donc dû mettre au point les procédés technologiques de réalisation de ces transistors. Afin de définir une topologie optimale de ce composant et d'interpréter les résultats de leur caractérisation électrique, nous avons mis au point un modèle de calcul des lois de commande de charges. L'association de ces dernières avec un modèle de transport électronique, nous a permis de déterminer ses caractéristiques électriques, telles que les caractéristiques  $I(V)$ , la transconductance et la fréquence de coupure.

Le calcul de la répartition des charges a été effectué à l'aide d'un modèle de résolution auto-cohérente de l'équation de Poisson et de la statistique de Fermi-Dirac bidimensionnelles. Travaillant à température ambiante, nous avons négligé les effets quantiques dans ces calculs. Avec une structure SC-HEMT, les électrons sont commandés et confinés dans une direction verticale (comme pour un HEMT) mais aussi latérale. Ce dernier effet induit une commande de charges plus efficace que celle d'un HEMT, ce qui est d'autant plus vrai pour les faibles largeurs de canal ( $W_w < 1500\text{Å}$ ). Nous avons également pu constater, que le SC-HEMT présentait une valeur peu élevée de conductance de sortie  $g_d$ . En effet, la topologie du contact de grille du SC-HEMT (déposé sur la couche tampon GaAs), la différence de potentiel entre le canal GaInAs et la couche tampon est augmentée (potentiel dans la couche tampon n'est plus flottant), ce qui tend à diminuer l'injection de porteurs dans ce dernier.

A l'aide d'un modèle de transport simple (vitesse constante sous la grille), nous avons montré que la transconductance d'un SC-HEMT pouvait être plus élevée que celle d'un HEMT. Cependant, dans les composants à grille courte, l'approximation de vitesse constante n'est plus valable, des effets de vitesse non stationnaires sont à prendre en compte. A partir du modèle de transport du logiciel HELENA (qui prend en compte les effets non stationnaires des lois de transport), nous avons comparé les caractéristiques hyperfréquences des HEMTs à celles des SC-HEMTs, et en particulier la transconductance intrinsèque et la fréquence de

## Conclusion générale

coupure. Les résultats de cette modélisation confirment l'amélioration de la transconductance, qui n'est cependant pas aussi élevée que celle de la modélisation à vitesse constante. Ce dernier point contribue à réduire la fréquence de coupure du SC-HEMT, qui est en-deçà de la valeur du HEMT. Nous attribuons la faible transconductance au fait que le champ électrique sous la grille est non uniforme, et que la loi de commande de charges du SC-HEMT ( $C_g = f(V_g)$ ) ne présente pas de plateau et évolue sur une faible plage d'utilisation en tension grille.

De ces calculs, nous avons défini une structure SC-HEMT idéale, dont la particularité est de présenter une distance entre les canaux qui soit la plus faible possible, et de largeur  $W_w$  de l'ordre de 1000 Å.

L'étude expérimentale des SC-HEMTs pseudomorphiques a été possible grâce à la mise au point de sa technologie. La difficulté d'obtenir des canaux de largeur  $W_w = 1000$  Å avec des moyens de lithographie non adaptés à ces dimensions, a été contournée par l'utilisation d'un masque métallique. Nous avons donc dû définir toutes les étapes nécessaires à la réalisation de ce composant et, plus particulièrement, celles qui nous ont permis d'atteindre les dimensions que nous nous étions fixées. Nous avons pu ainsi obtenir un SC-HEMT avec une grille en T de longueur  $0.3 \mu\text{m}$ , et présentant des canaux de  $0.1 \mu\text{m}$  de large et de période  $0.5 \mu\text{m}$ .

Les composants ainsi réalisés donnent une transconductance intrinsèque de 1 S/mm, alors que celle-ci est de 600 mS/mm pour le HEMT. La conductance de sortie  $g_d$  du SC-HEMT est, comme nous l'avions estimée, réduite. En l'associant à la transconductance, le gain en tension  $g_m/g_d$  est trois fois plus grand que celui du HEMT. Néanmoins de faibles valeurs de fréquences de transition  $f_t$  du gain en courant  $|h_{21}|^2$  sont obtenues avec le SC-HEMT. Ce phénomène provient d'une part des capacités parasites élevées ( $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ ), et d'autre part les résultats issus des modélisations de HELENA prévoient cette réduction. Cependant l'amélioration de la conductance de sortie  $g_d$  du SC-HEMT donne une fréquence maximale d'oscillation  $f_{\text{max}}$  proche de celle obtenue avec le HEMT.

## Conclusion générale

Nous avons montré qu'une structure SC-HEMT permettait d'obtenir des transconductances intrinsèques très élevées et de réduire la conductance de sortie. Les faibles valeurs de fréquence de transition  $f_t$  ont été mesurées sur des composants dont la structure n'était pas idéale ( $\frac{W_w}{W_p} \ll 1$ ). Disposant à ce jour de moyens nano-lithographiques, il est possible de réaliser des composants dont les dimensions se rapprochent de celles de la structure idéale. Outre ces effets, le SC-HEMT étant naturellement "normally-off" et présentant des valeurs faibles de courant, ce composant peut s'avérer intéressant dans la conception de circuits logiques.

Les premières mesures effectuées à basse température semblent confirmer les prévisions théoriques sur les propriétés de transport des électrons d'un gaz unidimensionnel, et laissent présager des performances hyperfréquences accrues à ces températures. Les études sur ces phénomènes très intéressants vont être poursuivies. Ainsi, nous avons réalisé des SC-HEMTs de type "peu profond" à partir d'une couche conventionnelle, qui présente des propriétés de transport électronique supérieures à basse température à celles d'une couche pseudomorphique. Un tel composant semble intéressant dans l'étude de phénomènes balistiques.