

N° d'ordre: 1168

50376
1993
352

50376
1993
352

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
FLANDRES ARTOIS

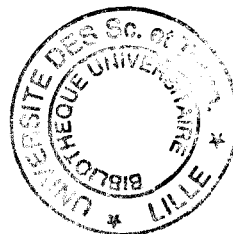
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Thierry COUPEZ



**ETUDES THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE
TRANSISTORS MULTIPUITS A EFFET DE CHAMP ET
A PLANS DE DOPAGE.
POTENTIALITE D'APPLICATION A LA
MULTIPLICATION DE FREQUENCE.**

Soutenue le

1993 devant la commission d'examen

Membres du jury: MM.	G. SALMER	Président
	Y. CROSNIER	Directeur de thèse
	J. GRAFFEUIL	Rapporteur
	J. PONS	Rapporteur
	A. CAPPY	Examineur
	D. THERON	Examineur

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	I
-----------------------------------	----------

CHAPITRE I: PRESENTATION HISTORIQUE DES ETUDES NON LINEAIRES MENEES SUR LE TEGFET

INTRODUCTION.....	1
--------------------------	----------

I-1: ASPECTS NON LINEAIRES DES TEGFET'S CONVENTIONNELS

I-1-1: Considérations physiques.....	2
I-1-2: Aspects pratiques: quelques rares cas d'étude.....	3

I-2: HISTORIQUE DES STRUCTURES MULTIPUITS

I-2-1: Principe de fonctionnement d'un TEGFET monopuits.....	4
I-2-2: Limitation des structures monopuits.....	5
I-2-3: Exemples de structures multipuits AlGaAs/GaAs non linéaires.....	6
I-2-4: Intérêt de l'utilisation des matériaux pseudomorphiques.....	7
I-2-5: Exemples de composants utilisant la filière Indium.....	8
I-2-6: Problème de la tenue en tension de la filière InGaAs.....	9

I-3: LES POTENTIALITES D'APPLICATIONS NON LINEAIRES EN MULTIPLICATEUR ET EN MELANGEUR DE FREQUENCE

I-3-1: Le multiplicateur:	
a) Principe de fonctionnement.....	10
b) Polarisation en dessous du pincement.....	10
c) Polarisation intermédiaire.....	11
I-3-2: Le mélangeur:	
a) Principe de fonctionnement.....	12

b) Polarisation au pincement.....	12
c) Polarisation intermédiaire.....	13
CONCLUSION.....	14
BIBLIOGRAPHIE.....	15

ANNEXES:

Annexe I: LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE:

I-I) Rappels sur la décomposition en séries de Fourier.....	19
I-II) Application à quelques cas particuliers de multiplication de fréquence:	
1°) Impulsion de largeur t_0	20
2°) Impulsion alternée de largeur t_0	20

Annexe II: LE MELANGE DE FREQUENCES:

II-I) Processus de mélange.....	22
II-II) Plusieurs cas de figure:	
1°) Polarisation au pincement.....	23
2°) Polarisation intermédiaire.....	23

CHAPITRE II: MODELISATION DE LA COMMANDE DE CHARGE

INTRODUCTION.....	25
--------------------------	-----------

**II-1: OUTILS INFORMATIQUE: ADAPTATION D'UN PROGRAMME DE
COMMANDE DE CHARGE AU CAS DES STRUCTURES MULTIPUITS**

II-1-1: Description du modèle statique

1°) Présentation des équations.....	25
2°) Fonctionnement de l'organigramme.....	27
II-1-2: Paramètres physiques introduits	
1°) Système AlGaAs/GaAs.....	28
2°) Système AlGaAs/GaInAs/GaAs.....	28
II-1-3: Hypothèses et limites du programme de simulation.....	29
II-1-4: Description du modèle petit signal.....	31
II-1-5: Description du modèle grand signal.....	32
II-1-6: Les grandeurs extraites	
1°) Extraction des densités surfaciques d'électrons libres	
a) Directement à partir des fonctions d'onde.....	32
b) A partir du profil du champ électrique.....	33
2°) Formulation des grandeurs électriques	
a) Régime statique.....	33
b) Régime quasi-statique basse fréquence.....	34
c) Régime petit signal.....	34
d) Régime grand signal.....	34
 II-2: INTERET DE L'UTILISATION DE LA TECHNIQUE DES PLANS DE DOPAGE	 35
 II-3: ETUDES PRELIMINAIRES DE STRUCTURES MULTIPUITS: SENSIBILITE DES PRINCIPAUX PARAMETRES SUR LA NON LINEARITE DE Gm ET DE Cg	
II-3-1: Influence de la charge du plan de dopage δ_1	37
II-3-2: Influence de la charge du plan de dopage δ_2	38
II-3-3: Influence de SP2.....	38
II-3-4: Influence de SP3.....	39
II-3-5: Influence du pourcentage x_{Al} d'aluminium.....	39
II-3-6: Influence de l'épaisseur superficielle d'AlGaAs, L1.....	40
 CONCLUSION	 41

BIBLIOGRAPHIE	42
----------------------------	----

CHAPITRE III: ANALYSE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE STRUCTURES NON LINEAIRES

INTRODUCTION	44
---------------------------	----

III-1: STRUCTURES AlGaAs/GaAs FAIBLEMENT OU MOYENNEMENT DOPEES

III-1-1: Présentation technologique

1°) Méthode de croissance utilisée.....	44
2°) Description des épitaxies:	
a) Composant 390 T.....	45
b) Composant 389 T.....	48
c) Composant 426 T-1.....	48
3°) Comportements statique et quasi-statique:	
a) Composant 390 T.....	49
b) Composant 389 T.....	50
c) Composant 426 T-1.....	52
4°) Comportement dynamique petit signal:	
a) Composant 390 T.....	53
b) Composant 389 T.....	54
c) Composant 426 T-1.....	54
5°) Comportement dynamique grand signal:	
a) Composant 390 T.....	55
b) Composant 389 T.....	55
c) Composant 426 T-1.....	56

III-2: STRUCTURES AlGaAs/GaAs FORTEMENT DOPEES

III-2-1: Description des épitaxies

- a) Composant 454 T.....57
- b) Composant 453 T-1.....57

III-2-2: Comportements statique et quasi-statique

- a) Composant 454 T.....57
- b) Composant 453 T-1.....59

III-2-3: Comportement dynamique petit signal

- a) Composant 454 T.....60
- b) Composant 453 T-1.....60

III-3: INSUFFISANCES DE LA MODELISATION.....61

III-3-1: Modèles à deux niveaux donneurs.....62

III-3-2: Modèle à simple niveau donneur.....63

III-3-3: Etude de plans fortement dopés dans l'AlGaAs.....64

III-3-4: Niveau donneur dans des couches de GaAs à plans fortement dopés.....64

III-4: TENTATIVES D'EXPLICATION DE L'ORIGINE DE LA NON LINEARITE

III-4-1: Les plans de dopage sont-ils totalement ionisés ?.....65

III-4-2: Introduction du niveau donneur dans la bande de conduction.....65

III-5: STRUCTURES PARTICULIERES

III-5-1: Structure AlGaAs/GaAs à puits découplés (561 T)

- a) Présentation de l'épitaxie.....67
- b) Confrontation théorie/expérience.....67

III-5-2: Structure hybride AlGaAs/GaAs/InGaAs (496 T et 471 T)

- a) Présentation de l'épitaxie.....69
- b) Confrontation théorie/expérience.....70

III-5-3: Structures pseudomorphiques

- 1°) Intérêt de l'utilisation du matériau pseudomorphique.....71

2°) Exemple de structure monopuits pseudomorphique (579 T)	
2-1) <i>Description de l'épitaxie</i>	71
2-2) <i>Comparaison théorie/expérience</i>	72
3°) Composant pseudomorphique multipuits à hétérojonctions dédoublées (562 T)	
3-1) <i>Description de l'épitaxie</i>	72
3-2) <i>Comparaison théorie/expérience</i>	72
CONCLUSION	74
BIBLIOGRAPHIE	76
ANNEXE	78

CHAPITRE IV: ETUDE PROSPECTIVE DE LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE

INTRODUCTION	82
---------------------------	----

IV-1: DEFINITION ANALYTIQUE DES COMPOSANTS

IV-1-1: Définition du modèle analytique du transistor FHX04-N6

1°) Présentation du composant.....	82
2°) Interpolation du courant drain-source intrinsèque dynamique.....	83
3°) Interpolation de la charge dynamique Qgs.....	84

IV-1-2: Définition du modèle analytique du transistor 453 T-1

1°) Interpolation du courant drain-source intrinsèque dynamique.....	85
2°) Interpolation de la charge dynamique Qgs.....	85

IV-2: SIMULATION DU CIRCUIT MULTIPLICATEUR

IV-2-1: Description du circuit.....86

IV-2-2: Adaptation d'entrée et accord de sortie.....86

IV-3: PERFORMANCES DU TRANSISTOR MONOPICTS FHX04-N6 EN MODE TRIPLEUR

IV-3-1: A faible puissance disponible en entrée: $P_{in}=-3,5$ dBm.....87

IV-3-2: A puissance disponible en entrée plus importante: $P_{in}=0$ dBm.....89

IV-4: PERFORMANCES DU TRANSISTOR MULTIPUICTS 453 T-1 EN MODE TRIPLEUR

IV-4-1: A faible puissance disponible en entrée: $P_{in}=-3,5$ dBm.....90

IV-4-2: A puissance disponible en entrée plus importante: $P_{in}=0$ dBm.....90

CONCLUSION.....91

ANNEXE.....92

BIBLIOGRAPHIE.....94

CONCLUSION GENERALE.....95

INTRODUCTION GENERALE

Longtemps porté exclusivement par les applications militaires, le développement des composants hyperfréquences fait l'objet depuis quelques années d'une nouvelle demande en direction, cette fois, d'applications civiles concernant des secteurs très variés comme les Télécommunications terrestres et spatiales, les transports, la domotique, le génie biologique et médical...

A cet égard, l'évolution d'une technologie miniaturisée et à bas coût apparaît comme un élément essentiel. Par ailleurs, le recours aux gammes d'ondes millimétriques s'impose de plus en plus comme une nécessité, premièrement, en raison de leur pouvoir de résolution, deuxièmement, à cause de l'encombrement croissant des gammes de fréquences inférieures.

On assiste actuellement à un développement des technologies basées sur une utilisation très large des transistors à effet de champ, et en particulier des plus récents et des plus performants (HFET's: Heterojunction Field Effect Transistors ou HEMT's: High Electron Mobility Transistors). Cet essor se fait dans la perspective ultime de les intégrer dans des circuits monolithiques (MMIC, Monolithic Microwave Integrated Circuits) afin de réaliser l'ensemble des fonctions électroniques.

Il est clair qu'une telle évolution nécessite une infrastructure scientifique et industrielle très coordonnée disposant de moyens très importants. Le rôle incitatif et fédérateur de la CEE, dans le cadre des programmes "ESPRIT", devrait aider les différents protagonistes européens à avancer vers cet objectif.

L'étude à laquelle nous avons apporté notre contribution s'est déroulée dans ce cadre. Elle a fait partie du projet AIMS (Advanced Integrated Mm-wave Sub-assemblies) ayant pour but principal de mettre au point des technologies intégrables dans des systèmes d'émission-réception de petites puissances (0,5 à 1 watt), fonctionnant entre 20 et 30 GHz.

La tâche qui nous a été confiée reposait sur l'idée que les larges progrès technologiques obtenus dans le domaine des épitaxies à hétérojonctions multiples devaient autoriser la réalisation de structures HFET présentant des caractéristiques particulièrement flexibles et conçues pour des applications spécifiques.

Le laboratoire possédait depuis plusieurs années une certaine expérience dans les HFET's multihétérojonctions AlGaAs-GaAs, grâce à des travaux réalisés par F. Temcamani sur les potentialités de ces composants pour l'amplification de puissance. Cette expérience avait laissé entrevoir la possibilité d'obtenir des comportements non linéaires. C'est à partir de cette constatation que nous avons tenté de réaliser des fonctions électroniques spécifiquement non linéaires, telles que le mélange, la multiplication de fréquence... Dans le cadre du projet AIMS, il a donc été décidé un programme de travail comportant d'une part, de nombreuses réalisations

technologiques allant jusqu'à des essais fonctionnels et, d'autre part, la mise au point d'outils de conception des composants et de leurs circuits.

Notre contribution personnelle concerne ce dernier point. Nous avons eu à adapter une modélisation permettant de prévoir, à partir d'une structure multihétérojonctions donnée, ses principaux aspects électriques. Cette étude a été menée en parallèle avec les réalisations technologiques effectuées par D. Théron, dans la centrale de technologie du DHS (Département Hyperfréquences et Semi-conducteur). Le grand nombre de séries de composants réalisées (plus de 20) nous a permis d'effectuer de larges confrontations théorie-expérience, mais également de mettre en lumière des effets physiques non prévus, et enfin, de délimiter les possibilités des HFET's multihétérojonctions pour les fonctions mélange et multiplication de fréquence. L'aspect fonctionnel du mélangeur, c'est-à-dire l'interaction composant-circuit, a été étudié au sein du laboratoire par R. Allam et C. Kolanowski. Par contre, il nous est revenu d'aborder la question de la multiplication de fréquence. L'ensemble de ces travaux fait l'objet du présent mémoire. Celui-ci se décompose en quatre parties.

Dans le premier chapitre, nous commençons par rappeler les principales non linéarités présentées par les transistors conventionnels à effet de champ. Nous faisons ensuite le point, au travers de plusieurs exemples trouvés dans la littérature, sur l'état actuel des études non linéaires menées sur les transistors multipuits à effet de champ. Puis nous voyons, par une première approche, les perspectives d'utilisation de tels composants en multiplicateur et en mélangeur de fréquence.

Nous présentons dans le second chapitre le programme informatique de contrôle de charge que nous avons repris et adapté aux structures multipuits à plans de dopage. Cette partie est illustrée par une étude théorique préliminaire. Nous mettons ainsi en évidence la sensibilité des principaux paramètres physiques sur les non linéarités de la transconductance et de la capacité de grille.

Le troisième chapitre est consacré à la comparaison entre notre approche théorique et les résultats de la caractérisation expérimentale des composants réalisés. Nous tentons d'expliquer et de mieux comprendre les phénomènes particuliers observés.

Enfin, nous étudions exclusivement de manière théorique, dans le dernier chapitre, l'influence que peuvent avoir la puissance disponible à l'entrée du composant et le choix de la polarisation de grille sur le comportement des transistors monopuits et multipuits, lors de la multiplication de fréquence en mode tripleur. Ce type de fonctionnement constitue une des questions posées par le projet AIMS.

CHAPITRE I:

PRESENTATION HISTORIQUE DES ETUDES NON LINEAIRES MENEES SUR LE TEGFET

INTRODUCTION

Le MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) GaAs a été, pendant de nombreuses années, l'un des composants micro-ondes les plus utilisés et les plus étudiés, aussi bien pour des applications d'amplification faible bruit que pour des applications de puissance. Cet intérêt pour le transistor à effet de champ a pris un nouvel essor, il y a une douzaine d'années, avec l'apparition d'une nouvelle génération de composants encore plus performants, les HEMT's (High Electron Mobility Transistors), encore appelés TEGFET's (Two dimensional Electron Gas Field Effect Transistors), et que nous désignerons par la suite sous ce nom. Chacun de ces composants présente un caractère non linéaire.

La commande de charge d'un MESFET GaAs dopé uniformément obéit à la loi de Schokley, c'est-à-dire que l'épaisseur de la zone désertée sous la grille varie comme la racine carrée de la tension grille-source appliquée. On peut en déduire, en première approximation, que la capacité C_{gs} et la transconductance G_m de ce composant évoluent comme:

$$C_{gs} \text{ et } G_m \propto \frac{1}{\sqrt{V_{gs}}}$$

Ceci nous permet de remarquer que le MESFET uniformément dopé est, dans son principe même, un composant non linéaire (figure 1).

Par ailleurs, à cette première non linéarité s'ajoutent trois autres sources de non linéarité qui constituent le cadre limite d'utilisation du réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ [1], et qui sont:

- celle provoquée par la mise en direct du contact Schottky de grille lorsque la tension de polarisation V_{gs} devient positive.
- le coude marquant la frontière entre la zone de fonctionnement en régime de mobilité et celle de fonctionnement à saturation, coude qui correspond à une tension V_{ds} comprise généralement entre 0,5 et 1V (figure 1).
- le pincement correspondant à la fermeture du canal (figure 2-a) et à l'annulation du courant drain, et qui se manifeste sur la caractéristique $I_{ds}=f(V_{gs})$ à $V_{ds}=\text{constante}$ (figure 2-b) par un coude dont la raideur dépend essentiellement de la technologie de la couche tampon placée sous la couche active.

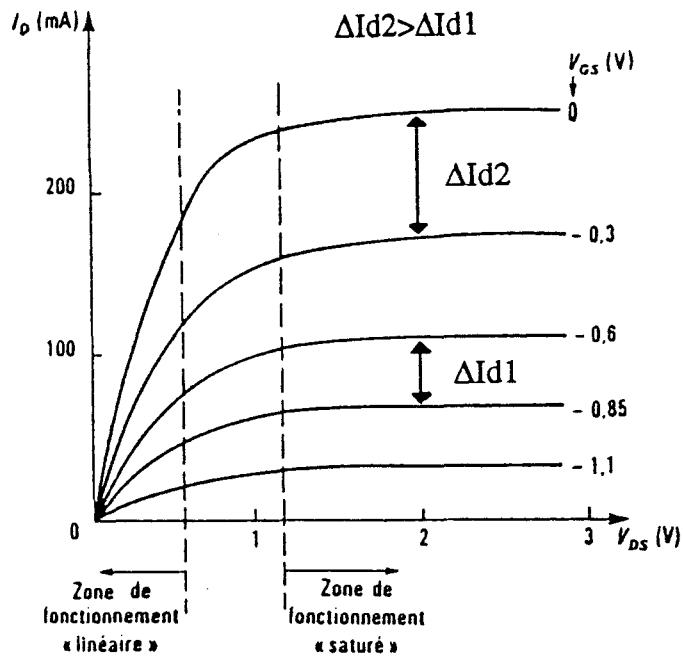


Figure 1: Réseau typique de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ à $V_{gs}=Cte$ pour un MESFET GaAs [1].

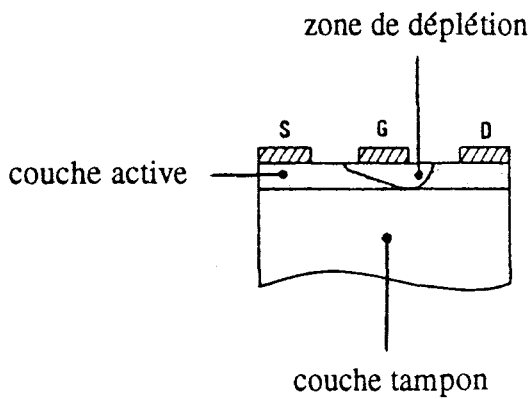


Figure 2-a): Pincement du canal conducteur.

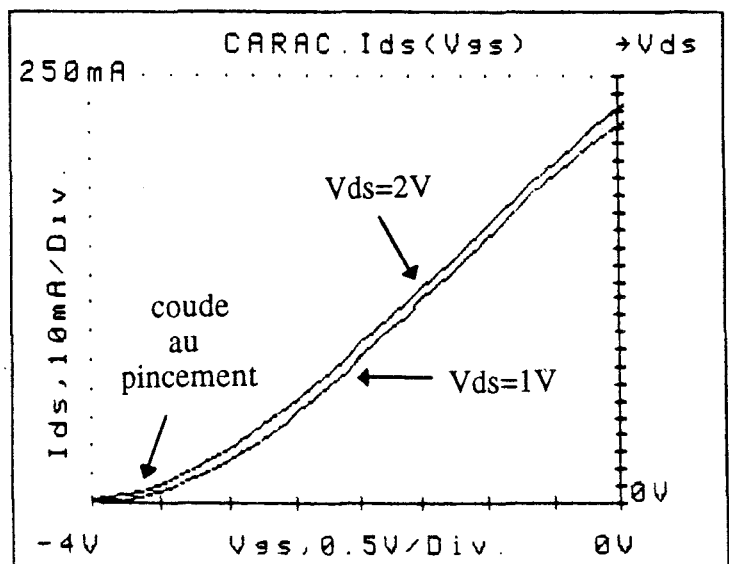


Figure 2-b): Caractéristiques $I_{ds}(V_{gs})$ à $V_{ds}=Cte$ dans le cas d'un MESFET GaAs.

n+ AlGaAs GaAs N.I.D.

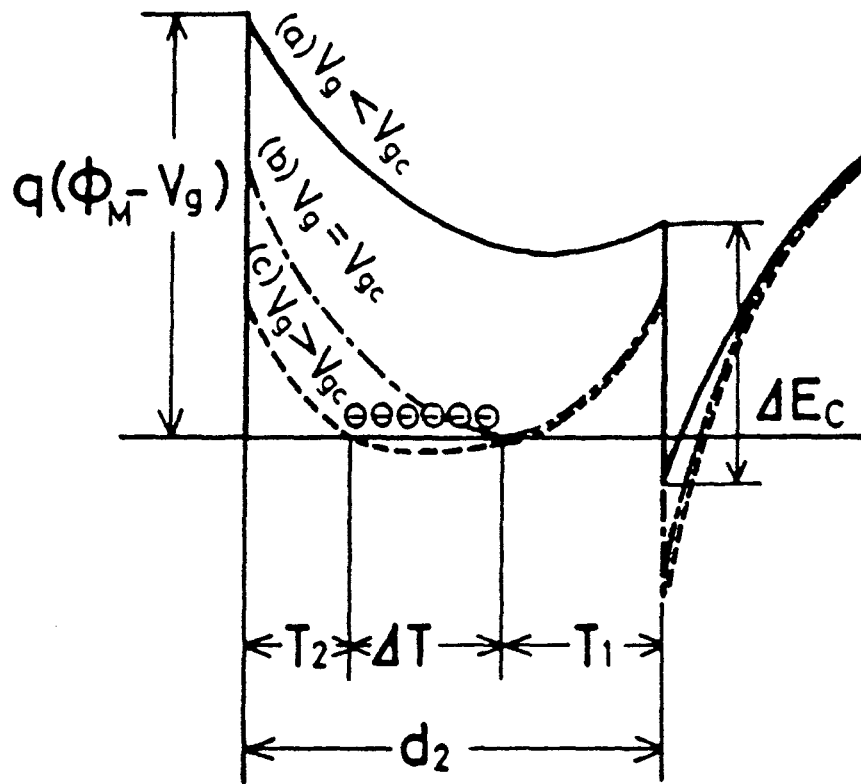


Figure 3: Représentation schématique de la bande de conduction pour différentes valeurs de tension V_g [11].

Il a été montré que ces non linéarités dépendent du profil de dopage choisi. En particulier, l'utilisation d'une couche active à profil de type "pulse doped" [2] et, plus récemment, la technique du plan de dopage [3] permettent de linéariser la réponse du composant.

Le TEGFET a, pour sa part, un principe physique de fonctionnement quelque peu différent. Pour un TEGFET AlGaAs/GaAs, il est principalement axé sur la commande du canal de GaAs. Si on admet qu'en première approximation la couche d'AlGaAs est entièrement déplétée, la commande suit la loi de Gauß à l'interface AlGaAs/GaAs et peut s'écrire de façon simplifiée sous la forme:

$$V_{gs} = A + B \cdot I_{ds}$$

avec A: Cte liée à la couche d'AlGaAs et au contact Schottky.

B: Cte liée à la couche d'AlGaAs uniquement.

Il en résulte qu'à priori le TEGFET apparaît comme un composant linéaire. En réalité, il s'y ajoute un effet de MESFET parallèle provoqué par la conduction de la couche d'AlGaAs dopée, apparaissant pour des valeurs de tension de grille positives. Le composant présente en fait un caractère non linéaire qui se manifeste sur le réseau de caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ de la même manière que dans le cas du MESFET.

I-1: ASPECTS NON LINEAIRES DES TEGFET'S CONVENTIONNELS

I-1-1: Considérations physiques

Des modèles analytiques de simulation de TEGFET AlGaAs/GaAs ont été développés dans la littérature afin de prévoir les principales caractéristiques du composant [4-5-6]. Celui de Delagebeaudeuf en constitue le point de départ et de référence [7]. S'appuyant sur le fait que les modèles conventionnels de contrôle de charge sont insuffisants pour décrire les composants qui ont des tensions de pincement très négatives, W. A. Hughes [8] a proposé un modèle de contrôle de charge non linéaire basé sur la résolution unidimensionnelle des équations de Poisson et de conservation du courant. Il a ainsi montré l'importance de la conduction parallèle dans la couche d'AlGaAs dopée sur le courant de drain. Cet aspect a été traité de manière plus complète dans d'autres modèles analytiques, en particulier ceux présentés par G. W. Wang [9] et C.-S. Chang [10].

La conduction parallèle est un phénomène physique qui se manifeste pour des tensions de grille élevées [11]. Pour une structure à simple hétérojonction à couche d'AlGaAs dopée uniformément, comme celle représentée sur la [figure 3](#), la commande par la tension de grille

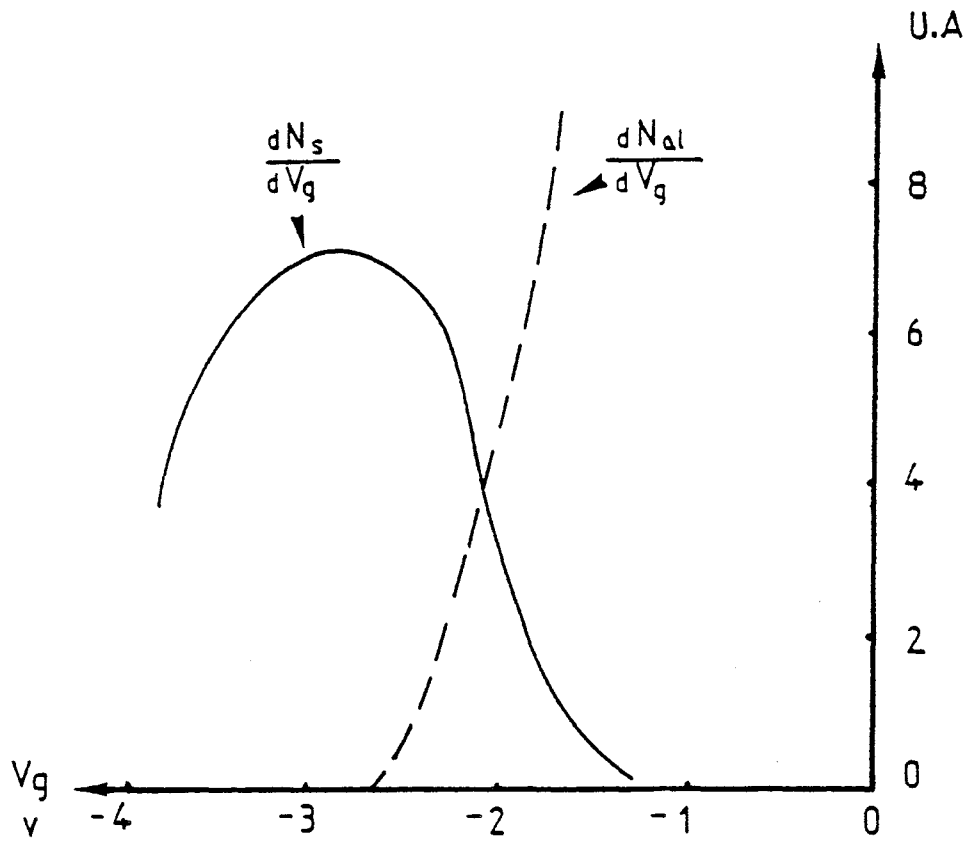


Figure 4: Exemple d'évolution de $\frac{dN_s}{dV_g}$ et $\frac{dN_{al}}{dV_g}$ en fonction du potentiel de grille V_g , pour un TEGFET AlGaAs/GaAs [12].

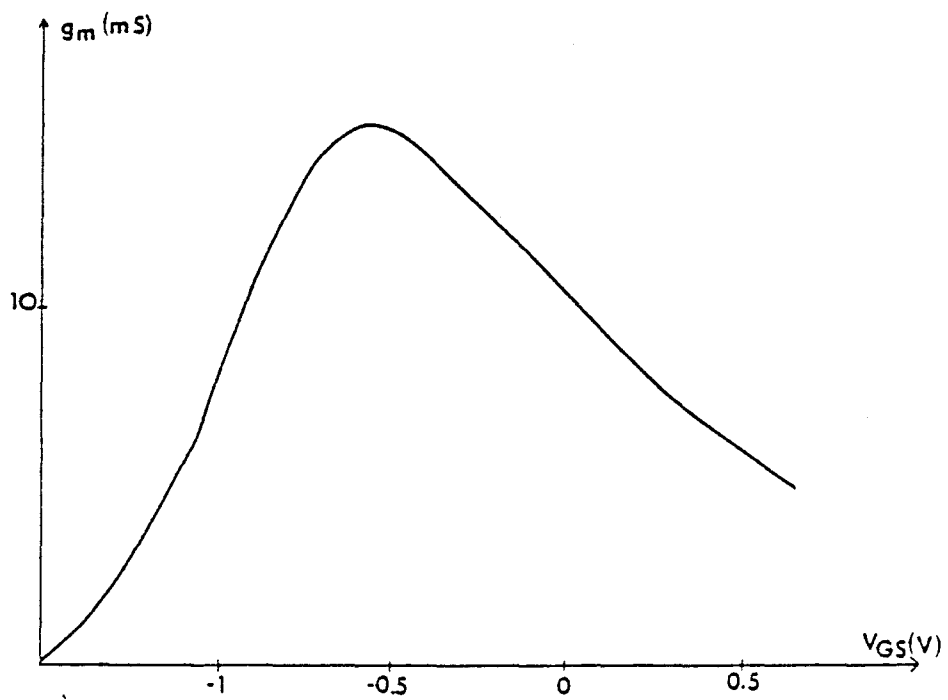


Figure 5: Exemple de profil de transconductance d'un TEGFET AlGaAs/GaAs à simple hétérojonction.

peut être décomposée en deux régimes départagés par une valeur critique, V_{gc} , pour laquelle la couche d'AlGaAs est entièrement déplétée:

- a) $V_g < V_{gc}$: pour de très faibles tensions V_g , la couche d'AlGaAs dopée est complètement désertée et seuls les porteurs du gaz 2D dans la couche de GaAs participent à la conduction.
- b) $V_g = V_{gc}$: la tension appliquée est juste suffisante pour dépléter complètement la couche d'AlGaAs.
- c) $V_g > V_{gc}$: pour des valeurs de V_g importantes, la couche d'AlGaAs est composée de deux zones de déplétion dont une du côté de la grille et l'autre du côté de l'hétérojonction, et d'une région centrale non totalement déplétée. Le courant I_{ds} est alors produit par le gaz 2D et par les porteurs libres se trouvant dans l'AlGaAs dopé.

Concrètement, ces deux commandes successives se traduisent en fonction de V_g par des profils de variation comme ceux tirés des travaux de Ch. Versnaeyen [12] et qui sont illustrés en [figure 4](#). Ce mécanisme est déjà en lui-même une source de non linéarité. Il s'y ajoute un effet de modulation de vitesse dû au fait que les propriétés de transport électronique dans l'AlGaAs sont généralement moins bonnes que dans le GaAs, et surtout lorsque celui-ci n'est pas dopé. Il en résulte que la transconductance globale d'un TEGFET à simple hétérojonction présente en fonction de V_g le classique profil en cloche ([figure 5](#)).

I-1-2: Aspects pratiques: quelques rares cas d'étude

Initialement, les mélangeurs et les multiplicateurs de fréquence étaient réalisés à partir de simples diodes Varactor ou de simples diodes Schottky. L'avantage de ces composants est de permettre une utilisation à des fréquences très élevées. Cependant, ils présentent l'inconvénient d'apporter des pertes qui se traduisent par un affaiblissement du signal traité.

L'avènement des circuits intégrés monolithiques micro-ondes GaAs (Monolithic Microwave Integrated Circuits) a par la suite ouvert un large champ d'applications reposant sur l'utilisation de composants à effet de champ, et surtout jusqu'à présent de MESFET's. A notre connaissance, aucun multiplicateur de fréquence à TEGFET n'a été jusqu'à ce jour réalisé pratiquement. Les seules réalisations basées sur des transistors à effet de champ ont été faites à

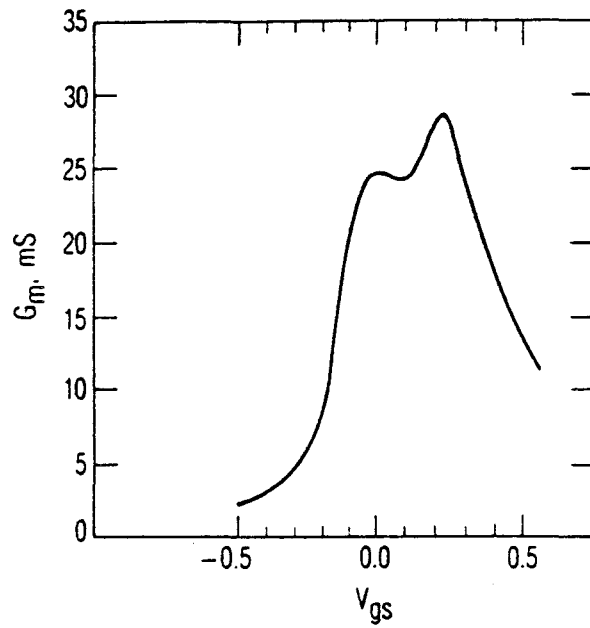


Figure 6: Transconductance du DC-HEMT utilisé par Maas, à 45 GHz, dans un dispositif de mélangeur de fréquence polarisé au pincement ($W_g=60$, $L_g=0,25 \mu\text{m}$) [16].

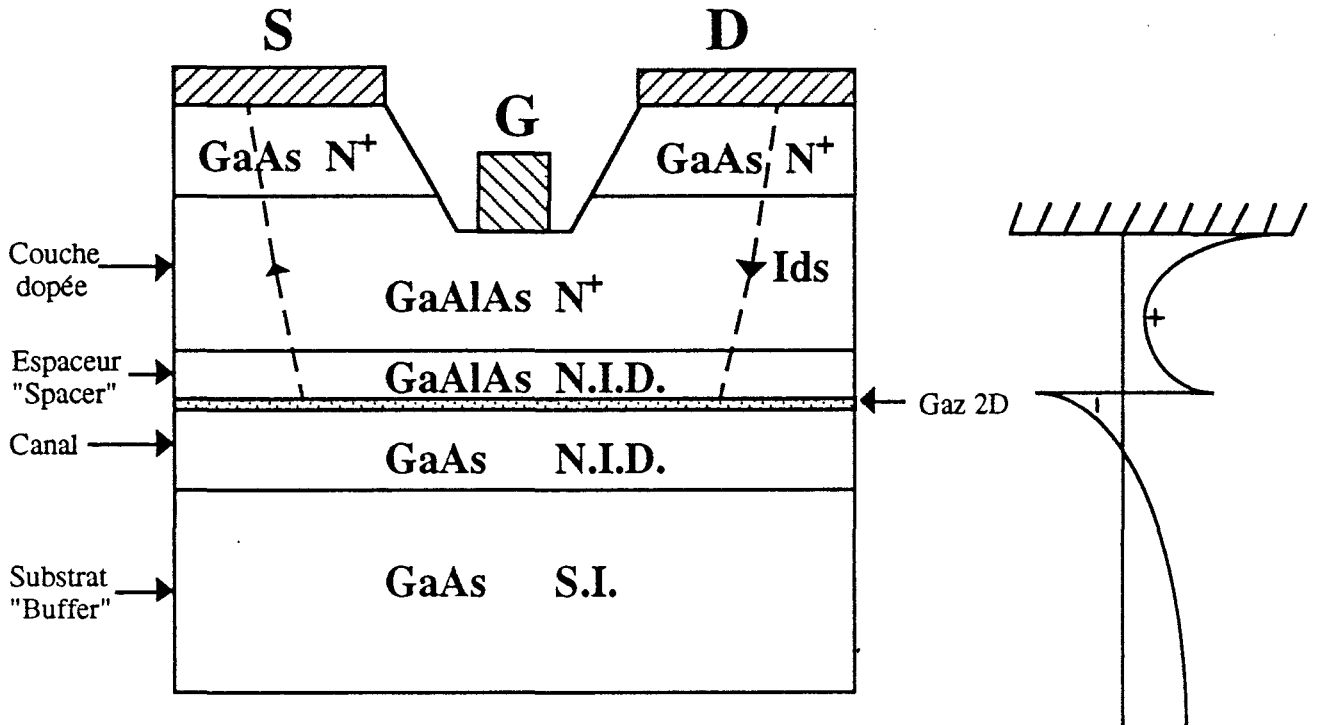


Figure 7: Structure type d'un TEGFET monopuits et allure de la bande de conduction correspondante.

partir de MESFET GaAs et ont concerné presque exclusivement la fonction doubleur [13-14-15].

En ce qui concerne les mélangeurs, Stephen A. Maas [16] fut le premier en 1986 à présenter un circuit utilisant un TEGFET et fonctionnant à la fréquence 45 GHz. Il a utilisé un transistor mis au point par J. J. Berenz [17], initialement prévu pour des applications d'amplification faible bruit. Le point de polarisation a été choisi proche du pincement de façon à obtenir un profil de transconductance temporelle, $G_m(t)$, qui suive une loi quadratique. Les performances obtenues avec ce mélangeur furent comparables à celles fournies habituellement par les mélangeurs à diode pour un niveau de puissance d'OL plus important. Toutefois, le niveau d'intermodulation relativement décevant obtenu avec ce mélangeur ($IP_3=+2$ dBm pour $P_{O1}=0$ dBm) fut pour Maas un motif d'interrogation. Il y apporta une explication basée sur la nature de la raideur présentée par le profil de transconductance au voisinage du pincement (figure 6).

Parmi les autres travaux effectués dans ce domaine, la réalisation la plus marquante fut celle de P. D. Chow qui, en 1988, fut le premier à mettre au point un mélangeur actif à TEGFET atteignant la fréquence 94 GHz [18]. Avec ce mélangeur, l'auteur obtint, pour une puissance d'OL de 4 dBm, une perte de conversion de 5,8 dB et un niveau de bruit de 12,4 dB, c'est-à-dire des caractéristiques similaires à celles données par un mélangeur à diode Schottky commandé par une puissance d'OL de 10 dBm.

Il est clair qu'à ce jour très peu d'études vraiment approfondies et très peu d'analyses expérimentales ont été faites concernant les applications non linéaires du TEGFET. Par ailleurs, les quelques travaux effectués sont tous basés sur le TEGFET AlGaAs/GaAs monopuits. Aucun n'a concerné des structures plus complexes, soient pseudomorphiques, soient multipuits.

I-2: HISTORIQUE DES STRUCTURES MULTIPUITS

I-2-1: Principe de fonctionnement d'un TEGFET monopuits

Depuis l'apparition des transistors à effet de champ, l'une des principales caractéristiques recherchées à été d'accroître la rapidité de ces composants en améliorant la mobilité et la vitesse des porteurs libres. Comme l'indique la figure 7, ceux-ci sont fournis par des impuretés dopantes (Ge_N , Si_N ...) que l'on a introduites dans une couche d'AlGaAs. En s'ionisant, ces impuretés libèrent leur électron mais sont à l'origine d'interactions qui peuvent amoindrir les propriétés de transport des porteurs. Ce problème est minimisé par la configuration de l'interface séparant la couche d'AlGaAs dopée et la couche sous-jacente de GaAs N.I.D., de manière à isoler dans cette dernière les électrons libres. L'énergie du bas de la bande de

conduction dans GaAs étant plus basse que celle du niveau donneur dans l'AlGaAs, les électrons diffusent dans le GaAs où ils restent confinés grâce à la barrière énergétique existant entre les deux matériaux. Ce mécanisme donne alors naissance à ce que l'on appelle le **gaz d'électrons bidimensionnel (2D)**.

Cet effet d'isolement peut être accentué en intercalant entre le canal et la couche dopée une fine couche séparatrice d'AlGaAs non dopée ("spacer") dont l'épaisseur n'excède pas 50 Å. Elle améliore davantage la séparation spatiale entre les électrons du gaz 2D et les impuretés ionisées, et, par conséquent, améliore la mobilité du gaz d'électrons dans le canal conducteur.

La résistance de drain, et plus particulièrement celle de source, sont réduites le plus possible en déposant à la surface une couche de GaAs fortement dopée, appelée "cap-layer", qui facilite la réalisation des contacts ohmiques (Nickel/Or/Germanium). L'alliage de grille, réalisé le plus souvent en Titane/Platine/Or, est déposé sur la couche active d'AlGaAs après avoir effectué le creusement de la grille par attaque chimique ou ionique ("recess"). C'est par l'application d'une tension V_g sur cette grille que l'on module la quantité de porteurs dans le canal. Ceci constitue la **commande de charge**. Les contacts de drain et de source permettent de collecter le courant électrique.

L'ensemble de toutes ces couches est généralement déposé par épitaxie sur un substrat semi-isolant résistif ("buffer") dont l'épaisseur avoisine le micron.

I-2-2: Limitation des structures monopuits

Les structures monopuits ne permettent pas de confiner des concentrations de porteurs élevées au voisinage d'une seule hétérojonction. Plusieurs auteurs ont montré qu'avec une couche d'AlGaAs dopée à plus de 10^{18} at/m³, la densité surfacique, N_s , ne pouvait pas excéder 10^{12} cm⁻² à 77° K, [19-20]. Deux paramètres physiques inhérents à la couche d'AlGaAs sont responsables de cette limitation:

- le pourcentage d'aluminium, x_{Al} , qui détermine la valeur de la discontinuité de la bande de conduction, ΔE_c , et par conséquent la profondeur du puits quantique.
- la concentration de dopant Si introduite dans la couche d'AlGaAs qui fixe la valeur limite de la densité d'électrons qui peut être confinée dans le canal.

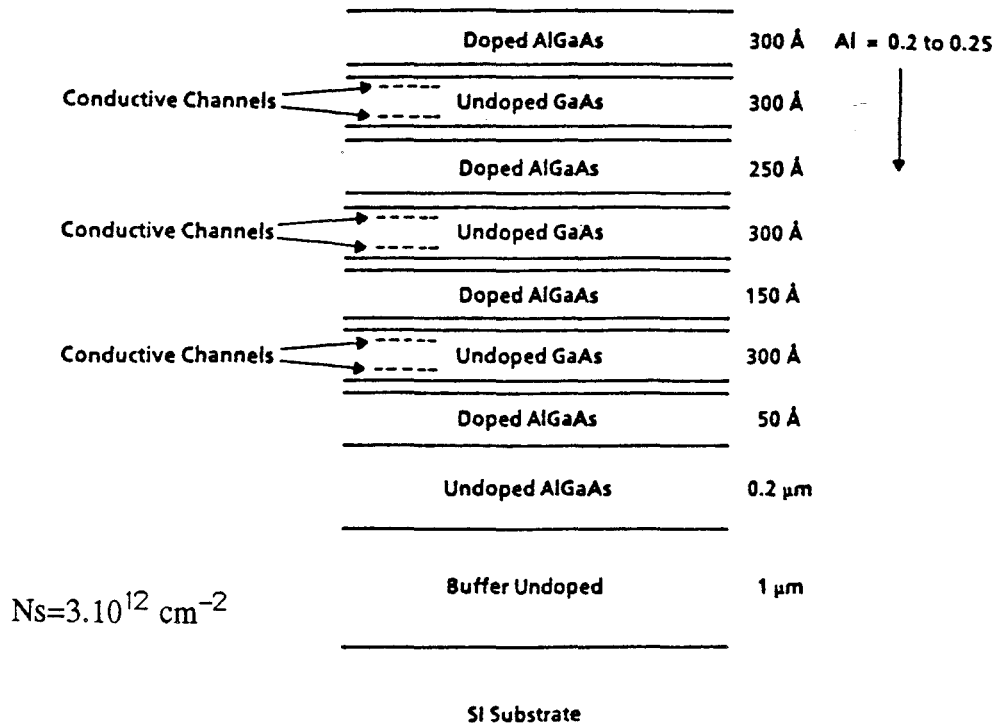


Figure 8: Structure multipuits du TEGFET à 6 hétérojonctions réalisé par Saunier ($W_g=75$, $L_g=0,5 \mu\text{m}$) [21].

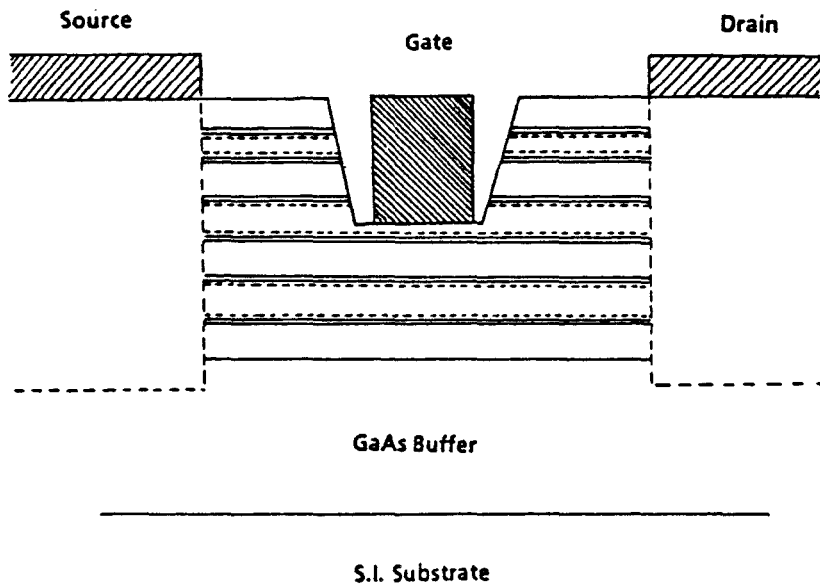


Figure 9: Recess de grille de la structure présentée en figure 8 [21].

En raison de cette limitation de la densité surfacique de porteurs, le TEGFET conventionnel à couche d'AlGaAs dopé uniformément présente, pour des applications de puissance, un intérêt moindre que le MESFET GaAs, malgré une vitesse moyenne des électrons meilleure et une fréquence de coupure du gain en courant, f_c , plus élevée. Augmenter N_s en réduisant l'épaisseur du spacer conduirait en fait à une dégradation de la mobilité due en partie aux interactions entre les électrons et les impuretés ionisées. Une méthode plus sûre consiste à augmenter le nombre d'interfaces dans la structure du composant de façon à disposer de plusieurs canaux en parallèle.

I-2-3: Exemples de structures multipuits AlGaAs/GaAs non linéaires

P. Saunier et J. W. Lee [21] ont présenté une structure à 6 hétérojonctions dans laquelle les couches d'AlGaAs sont dopées uniformément à plus de 10^{18} at/cm³ (figure 8). La concentration résultante mesurée est de 3.10^{12} cm⁻². Les valeurs maximales du courant et de la transconductance sont respectivement de 600 mA/mm à $V_{gs}=+0,4$ V et de 453 mS/mm. Notons que ces performances auraient probablement pu être améliorées si le recess de grille n'avait pas été aussi profond. En effet, comme le montre la figure 9, l'attaque chimique a fait disparaître les trois premières interfaces.

N. H. Sheng [22] a étudié le même type de structure, mais cette fois, le composant comporte bien 6 hétérojonctions sous la grille (figure 10). Il a montré que la densité surfacique de porteurs N_s , mesurée à 77° K, croît linéairement avec le nombre de canaux conducteurs, et que la mobilité dans le gaz 2D présente une légère dégradation par rapport à une structure simple puits, mais cette dégradation demeure sensiblement constante au-delà de 2 interfaces. Le courant de drain et la transconductance, reportés sur la figure 12, présentent tous les deux une non linéarité. La vallée observée dans le profil de G_m fut attribuée par l'auteur à la conduction parallèle dans les couches (A) et (B) d'AlGaAs dopées. Les caractéristiques de ce composant, résumées dans le tableau ci-dessous, n'en demeurent pas moins intéressantes pour des applications de puissance.

Vds (V)	idmax (mA/mm)	1° pic de Gm (mS/mm)	2° pic de Gm (mS/mm)	Min de Gm (mS/mm)	Vbr (V)
2	766	230	132	86	9

H. Daembkes [23] a également repris cette même structure en y faisant varier les paramètres de couche. La comparaison que l'on peut faire avec la structure précédente

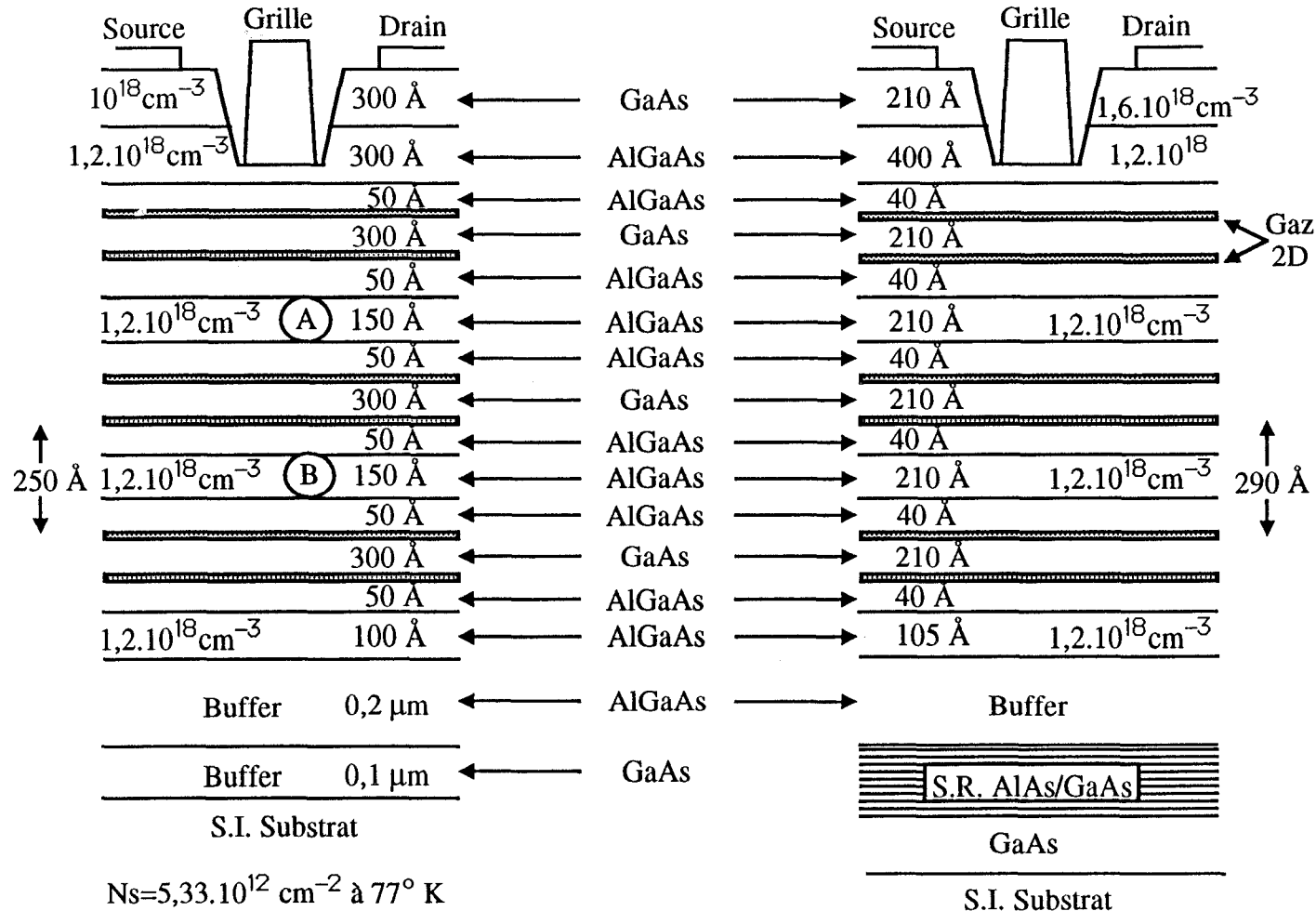


Figure 10: Structure à 6 hétérojonctions étudiée par Sheng ($W_g=50$, $L_g=1 \mu\text{ m}$) [22].

Figure 11: Structure à 6 hétérojonctions étudiée par Daembkes ($W_g=80$, $L_g=1,3 \mu\text{ m}$) [23].

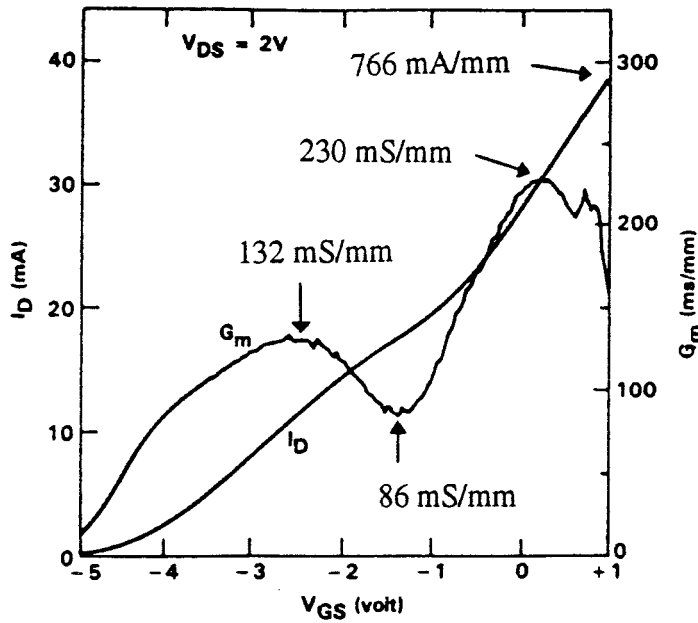


Figure 12: Transconductance et courant de drain de la structure utilisée par Sheng [22].

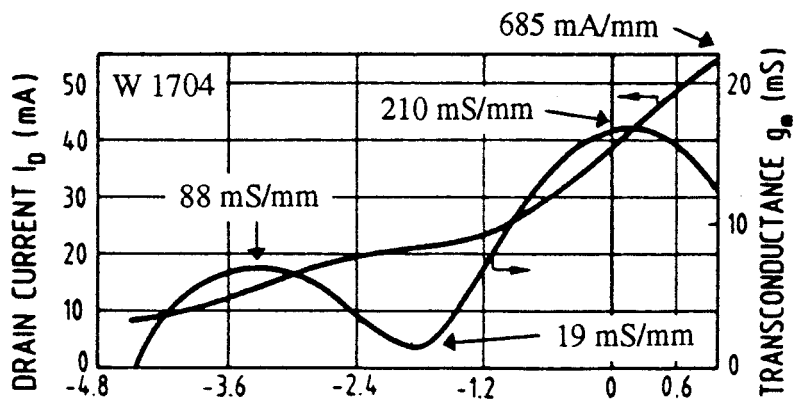


Figure 13: Commande de puits découplés de la structure W 1704 réalisée par Daembkes [23].

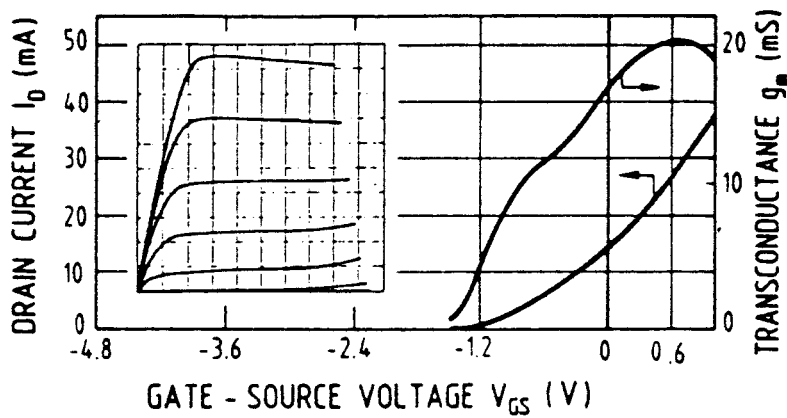


Figure 14: Commande de puits couplés [23].

150 Å	n-GaAs
400 Å	AlGaAs 10^{18} cm^{-3}
50 Å	AlGaAs
250 Å	GaAs
50 Å	AlGaAs
150 Å	AlGaAs 10^{18} cm^{-3}
50 Å	AlGaAs
250 Å	GaAs
50 Å	AlGaAs
80 Å	AlGaAs 10^{18} cm^{-3}
0,2 μm	AlGaAs
0,1 μm	GaAs
S.I.	GaAs

$N_s = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Figure 15: Epitaxie à 4 hétérojonctions réalisée par Sovero ($W_g=200$, $L_g=0,5 \mu\text{m}$) [20].

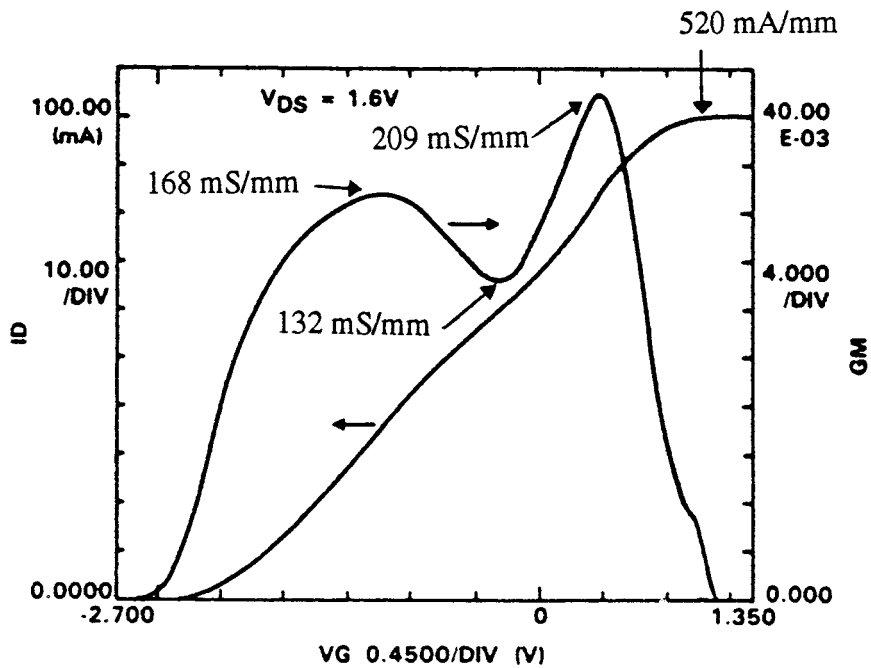


Figure 16: Commande non linéaire de la structure présentée ci-dessus [20].

(figure 10 et 11), nous amène à remarquer que la vallée de transconductance est plus profonde dans le cas de la structure de Daembkes. Il est à noter que pour celle-ci les puits sont légèrement moins couplés: l'espacement entre 2 interfaces est de 290 Å contre 250 Å.

Daembkes a pour sa part comparé 3 composants dans lesquels l'espacement entre les puits et le dopage introduit varient. Il a constaté que pour des structures ayant une densité surfacique dépassant les $2,5 \cdot 10^{12}$ at/cm², et dont les puits seraient distants de 290 Å, la conduction dans les canaux se fait de façon consécutive, comme le montre la figure 13. Par contre, un rapprochement des puits (140 Å) et une diminution des impuretés dopantes ($1,4 \cdot 10^{12}$ at/cm²) permet une commande simultanée de ces puits quantiques (figure 14).

Notons enfin qu'il n'est pas nécessaire de travailler avec des structures aussi complexes pour obtenir des caractéristiques $G_m(V_{gs})$ non linéaires. La figure 15 présente une épitaxie à 4 hétérojonctions réalisée par E. Sovero [20]. Ce TEGFET donne de meilleures performances que les composants monopuits. Il fournit une densité surfacique de $3,2 \cdot 10^{12}$ cm⁻², un courant maximum de 520 mA/mm et la transconductance présente également un profil vallonné comme le confirme la figure 16. De plus, sa tension de claquage est de l'ordre de 10 à 12 V et sa conductance de sortie est très faible (3,9 mS/mm), ce qui traduit un excellent confinement des électrons aux interfaces.

I-2-4: Intérêt de l'utilisation des matériaux pseudomorphiques

Pour faire des applications en régime grand signal et à haute fréquence, il est nécessaire d'optimiser 3 paramètres qui sont:

- le courant drain-source de saturation, I_{dss} .
- la fréquence de coupure du gain en courant, f_c .
- la tension de claquage, V_{BR} .

L'utilisation du système pseudomorphique basé sur l'InGaAs semble être tout indiquée, et ceci pour plusieurs raisons:

- 1°) La séparation intervallée, $\Delta E_{\Gamma L}$, plus importante dans l'InGaAs que dans le GaAs, ainsi que sa plus faible masse effective ($m^*_{\Gamma}=0,061$ pour In_{0,15}Ga_{0,85}As contre 0,063 pour GaAs), permettent aux électrons de rester plus longtemps dans le bas de la vallée Γ .

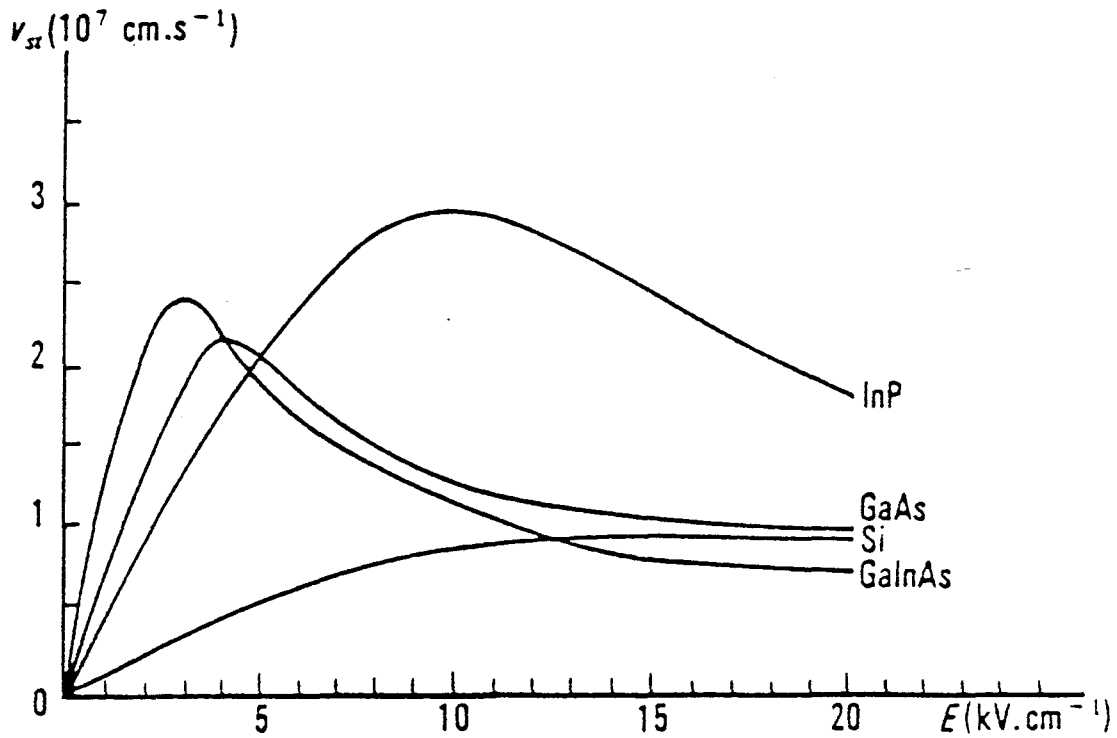


Figure 17: Comparaison de la vitesse électronique dans différents matériaux non dopés.

400 Å	GaAs:Si ($2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
300 Å	undoped $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$
	Si planar-doped lamina ($8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)
30 Å	undoped $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ spacer
175 Å	$\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ Quantum Well
50 Å	undoped $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ spacer
	Si planar-doped lamina ($3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)
30 Å	undoped $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ spacer
175 Å	$\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ Quantum Well
50 Å	undoped $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ spacer
	Si planar-doped lamina ($1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)
100 Å	undoped $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ spacer
1,000 Å	superlattice buffer

GaAs S.I. substrate

Figure 18: Structure pseudomorphique à 4 hétérojonctions et à plans de dopage, réalisée par Wang ($W_g=100$, $L_g=0,3 \mu\text{m}$) [26].

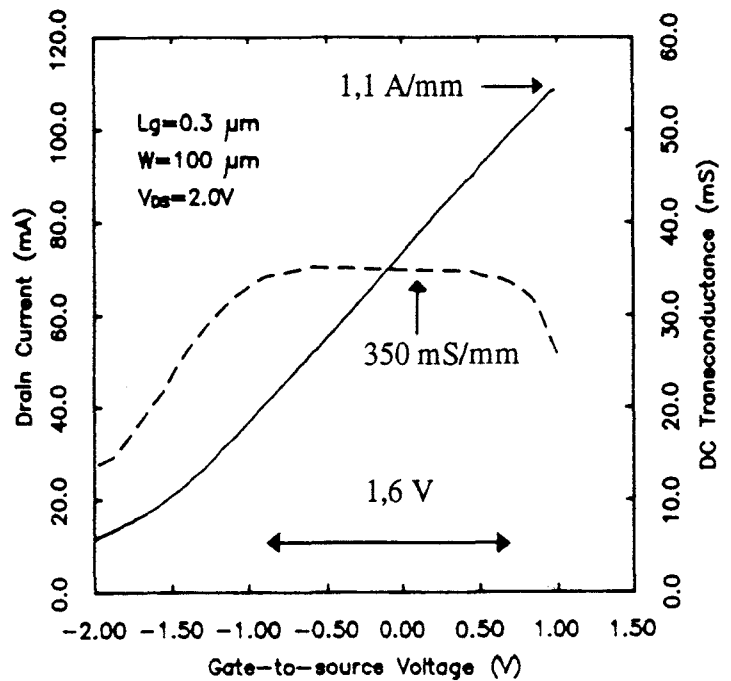


Figure 19: Commande très linéaire de la structure présentée figure 18 [26].

200 Å	GaAs	Cap Layer	$2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
350 Å	AlGaAs	0 à 25 %	$2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
100 Å	InGaAs	19 %	$2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
75 Å	GaAs		$2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
50 Å	InGaAs	19 %	$2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
50 Å	GaAs		$2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
1 μm	GaAs		N.I.D.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_s = 3,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \\ \mu_H = 5000 \text{ à } 6000 \text{ cm}^2/\text{V.s à } 300^\circ\text{K} \end{array} \right.$$

Figure 20: Epitaxie d'un TEGFET pseudomorphique dont toutes les couches ont été dopées uniformément ($W_g=75$, $L_g=0,2 \mu\text{m}$) [27].

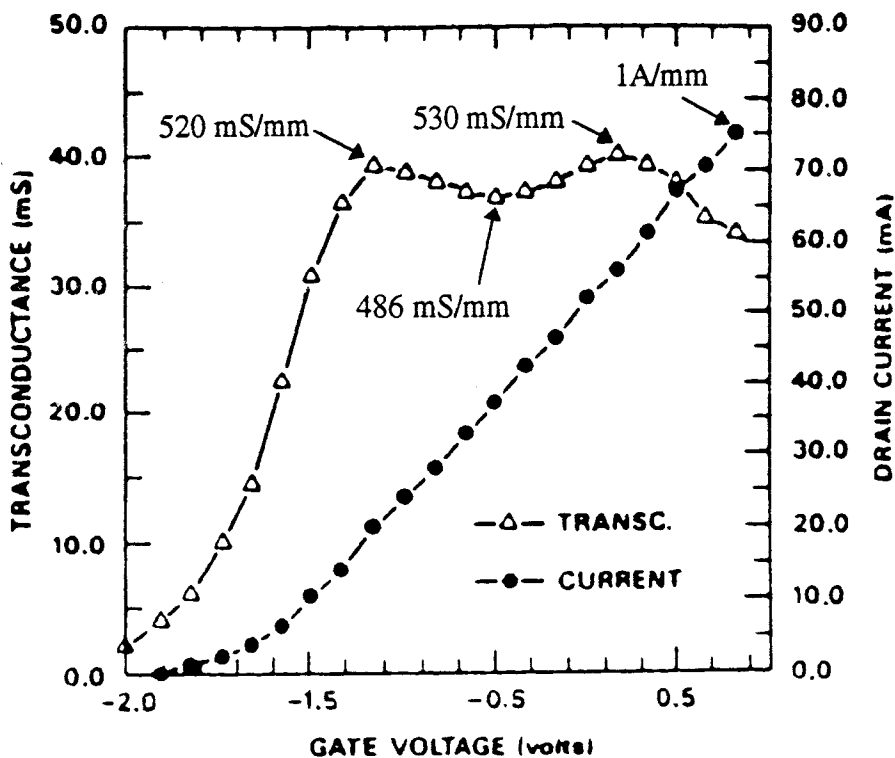


Figure 21: Courant drain et transconductance de la structure pseudomorphique schématisée ci-dessus [27].

- 2°) Le matériau offre, à température ambiante et à faible champ, une meilleure mobilité et une meilleure vitesse pic (figure 17). Le temps de parcours des électrons étant ainsi diminué, l'emploi de tels matériaux permet de travailler à des fréquences plus élevées.
- 3°) L'importante discontinuité de la bande de conduction au niveau de l'hétérojonction offre un meilleur confinement des porteurs dans le puits quantique ($\Delta E_c = 310$ meV pour une hétérojonction $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}-\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$). Elle fournit ainsi de plus fortes concentrations dans le gaz bidimensionnel.

Il est maintenant bien établi que le système AlGaAs/InGaAs offre un meilleur contrôle de charge, une plus faible valeur de conductance de sortie et une fréquence de coupure du gain en courant plus élevée que pour le TEGFET conventionnel AlGaAs/GaAs [25].

I-2-5: Exemples de composants utilisant la filière Indium

Nous commençons par présenter dans ce paragraphe une structure de TEGFET pseudomorphique AlGaAs/InGaAs (figure 18) conçue par G. W. Wang [26]. Elle a été réalisée à partir de plans de dopage et contient un double puits quantique. L'auteur obtient avec ce composant un courant drain de 1,1 A/mm mesuré à la tension de 1 V, et une fréquence de coupure du gain en courant de 52 GHz. Le profil de transconductance de ce transistor présente un palier de valeur 350 mS/mm, constant sur une plage de tension de 1,6 V (figure 19). Cette caractéristique de commande remarquablement linéaire apparaît attrayante essentiellement pour une utilisation en amplification de puissance. Néanmoins, sa tension de claquage n'est que de l'ordre de 6 à 7 V. D'après l'auteur, une optimisation plus précise de la structure devrait permettre d'obtenir simultanément un courant et une tension de claquage plus élevés.

Un exemple de composant pseudomorphique à dopage volumique ayant des performances tout aussi intéressantes est illustré figure 20 [27]. Cette structure présente la particularité d'avoir toutes ses couches dopées, y compris les deux puits d'InGaAs. Le transistor ainsi obtenu délivre un courant I_{dss} de 1 A/mm pour une tension de +1,1 V. Sa transconductance (figure 21) a un profil presque plat, néanmoins on peut clairement y distinguer l'effet des deux canaux d'InGaAs avec deux maxima à 530 et 520 mS/mm, et un minimum peu marqué à 486 mS/mm. Les deux puits sont séparés par une couche de GaAs de 75 Å. Ceci permet d'éviter les problèmes de croissance rencontrés habituellement lors de l'épitaxie d'une couche d'InGaAs sur de l'AlGaAs. Augmenter la valeur de cet espacement de façon à découpler davantage les puits

50 Å	InGaAs	53 %	N.I.D.
370 Å	InAlAs	52 %	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
60 Å	InAlAs	52 %	N.I.D.
30 Å	AlAs		N.I.D.
30 Å	InAs		N.I.D.
400 Å	InGaAs	53 %	N.I.D.
4000 Å	InAlAs	52 %	N.I.D.
S.I.	InP		

Figure 22: Structure particulière à composé Indium dopée sur la face supérieure ($W_g=20$, $L_g=2 \mu\text{m}$) [28].

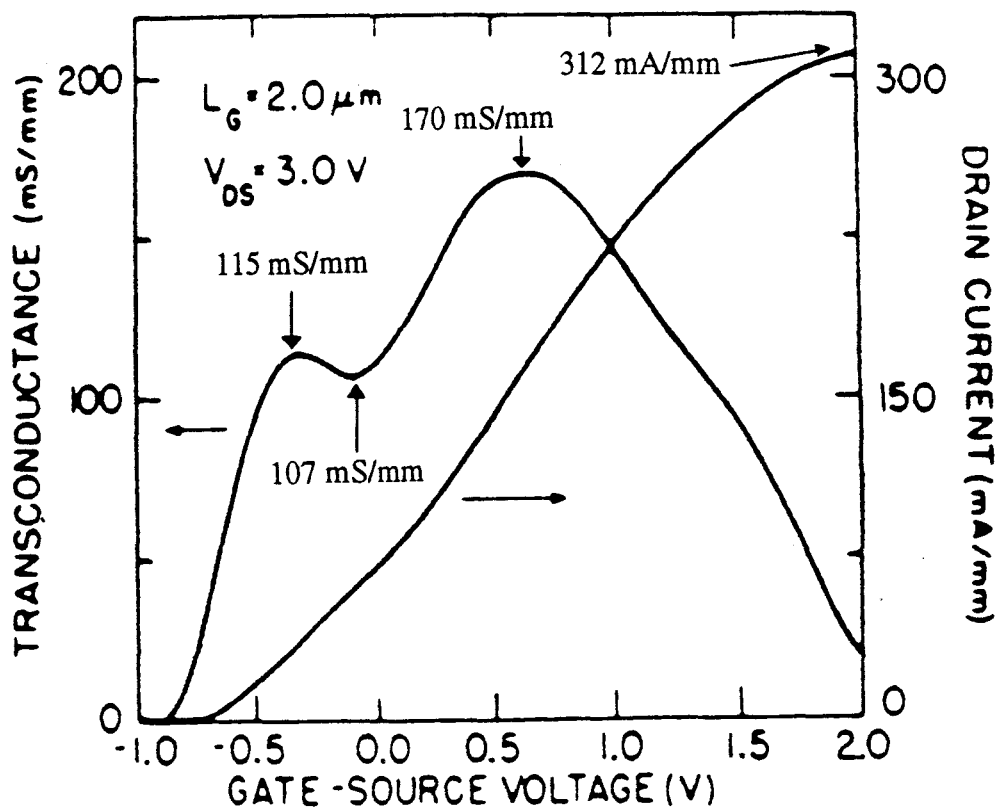


Figure 23: Transconductance et courant drain et de la structure illustrée figure 22 [28].

permettrait vraisemblablement d'accentuer la non linéarité du profil, mais il est vrai, au détriment de la tension de pincement.

Précisons que jusqu'à présent nous n'avons pas rencontré dans la littérature de transistor pseudomorphique fortement non linéaire. Le seul exemple de structure utilisant les composés Indium, et présentant une non linéarité marquée, est une réalisation basée sur une épitaxie complexe InAlAs/AlAs/InAs/InGaAs, élaborée par Eugster ([figure 22](#)) [28]. Celle-ci n'est dopée que dans la couche supérieure d'InAlAs. Les faibles valeurs du courant maximum, $I_{ds}=312$ mA/mm, et de la tension de pincement, $V_t=-0,8$ V, sont en rapport avec la faible quantité de dopant introduite dans la couche d'InAlAs. Le profil de transconductance ([figure 23](#)) présente, quant à lui, une vallée (107 mS/mm) encadrée par deux pics de valeurs respectives 170 et 115 mS/mm. Le pic le plus élevé est attribué à la conduction dans le canal principal d'InAs et le second, à celle qui s'établit dans la couche inférieure d'InGaAs non dopée. Signalons enfin la bonne tension de claquage ($V_{BR}=-9,6$ V) qui serait due, d'après l'auteur, à l'élargissement fictif du gap d'énergie dans le puits principal d'InAs. Cet élargissement serait lié à l'importante quantification sur une très faible épaisseur [29].

A priori, la filière Indium apparaît intéressante pour les applications grands signaux. Cependant, au vu des exemples précédents, il s'avère qu'elle semble présenter une linéarité de commande supérieure à celle de la filière des TEGFET's conventionnels AlGaAs/GaAs. Elle apparaît donc plus particulièrement appropriée aux applications d'amplification de puissance. Son utilisation dans des applications typiquement non linéaires, telles que le mélange et la multiplication de fréquence, demande une plus ample investigation.

I-2-6) Problème de la tenue en tension de la filière InGaAs

L'un des critères à respecter pour un composant destiné à fonctionner en régime grand signal, aussi bien pour des applications non linéaires que pour des applications de puissance, est qu'il supporte une tension de claquage importante. Cette tension dépend en particulier du phénomène physique d'ionisation par choc qui peut se produire lorsqu'un champ électrique élevé apparaît dans la structure. Un choix judicieux des matériaux semi-conducteurs permet de diminuer notablement les effets d'ionisation par impact, et d'obtenir, par conséquent, une meilleure tension de claquage du composant. Il en est généralement ainsi des matériaux à grand gap tels l'AlGaAs et l'AlInAs.

L'utilisation de l'InGaAs, dont le gap est d'autant plus faible que le pourcentage d'Indium est élevé, pose le double problème d'une ionisation plus forte et d'une probabilité d'effet Tunnel bande à bande plus grande que dans les matériaux AlGaAs et GaAs [30-31-32-33-34].

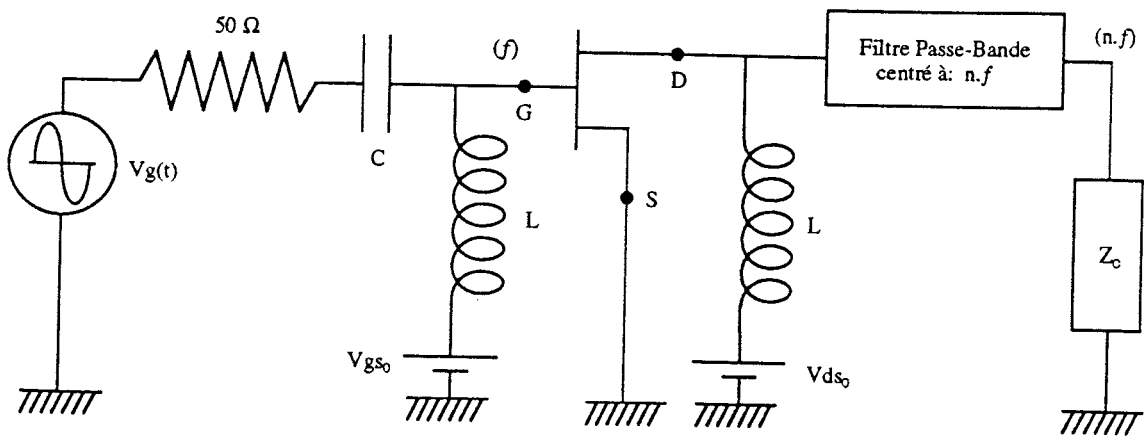


Figure 24-a): Schéma simplifié d'un circuit de multiplication de fréquence à TEGFET.

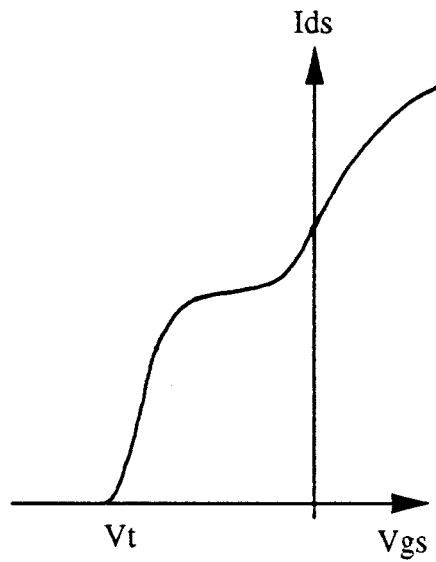


Figure 24-b): Profil de caractéristique non linéaire $I_{ds}(V_{gs})$ utilisé.

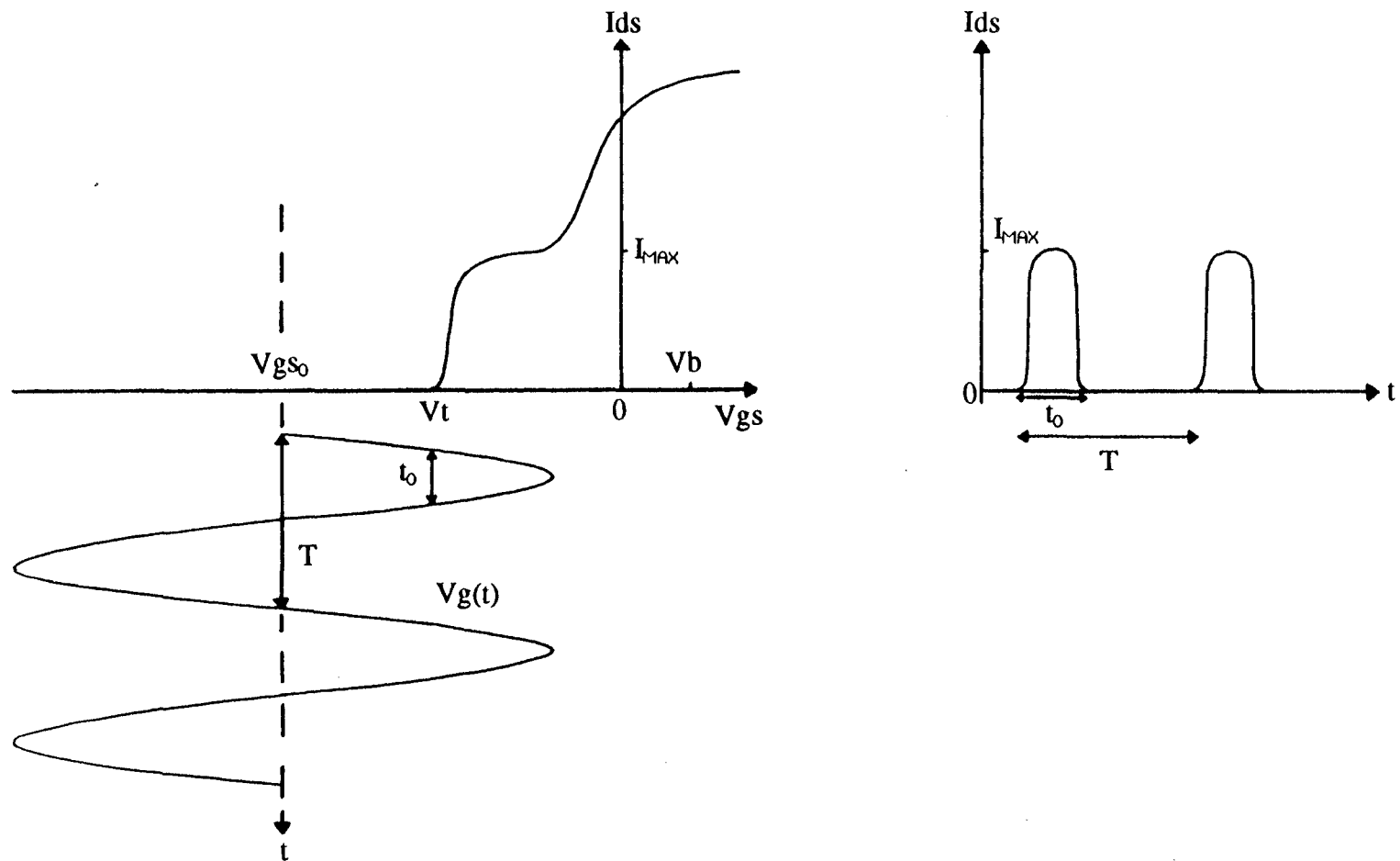


Figure 25: Caractéristique du courant obtenu lors de la multiplication de fréquence pour une polarisation $V_{gs0} \ll V_t$.

En raison de ces deux inconvénients, des précautions particulières doivent être observées lors de la réalisation technologique des TEGFET's de la filière InGaAs, notamment en ce qui concerne la configuration du recess de grille.

I-3) LES POTENTIALITES D'APPLICATIONS NON LINEAIRES EN MULTIPLICATEUR ET EN MELANGEUR DE FREQUENCE

I-3-1) Le multiplicateur:

a) Principe de fonctionnement:

Un signal sinusoïdal $V_g(t)$, de grande amplitude et de fréquence f (figure 24-a), est appliqué sur la grille d'un TEGFET particulièrement non linéaire qui aurait une caractéristique de courant $I_{ds}(V_{gs})$ comme celle représentée figure 24-b. Toutes les harmoniques du signal d'entrée sont ainsi générées en sortie de drain et un filtre passe-bande permet de sélectionner la fréquence nf de l'harmonique désirée. Notons que les produits d'intermodulation n'existent que lorsqu'un signal parasite vient se superposer au signal d'entrée.

b) Polarisation en dessous du pincement: $V_{gs_0} \ll V_t$

Pour un fonctionnement en grand signal, nous supposons que l'amplitude de la tension sinusoïdale $V_g(t)$, appliquée à l'entrée sur la grille, est suffisamment grande pour dépasser largement le seuil de pincement, V_t , du transistor utilisé.

En supposant que la tension de polarisation de grille V_{gs_0} est très inférieure à la tension de pincement V_t , le courant drain-source collecté en sortie du transistor, schématisé figure 25, présente un profil $I_{ds}(V_{gs})$ très non linéaire. L'évolution temporelle de I_{ds} , résultant de l'excitation d'une tension sinusoïdale de très grande amplitude, y est également représentée. On peut considérer qu'en première approximation $I_d(t)$ a la forme d'une impulsion d'amplitude I_{max} et de largeur t_0 . Sa décomposition harmonique peut être obtenue par la discrétisation d'une simple transformée de Fourier (Annexe I):

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} I_d(t) = I_0 + I_1 \cos(\omega \cdot t) + I_2 \cos(2 \cdot \omega \cdot t) + \dots + I_n \cos(n \cdot \omega \cdot t) \\ \text{avec } I_0 = I_{max} \cdot \frac{t_0}{T} \\ I_n = \frac{2 \cdot I_{max}}{n \cdot \pi} \cdot \left| \sin \left(n \cdot \pi \cdot \frac{t_0}{T} \right) \right| \end{array} \right.$$

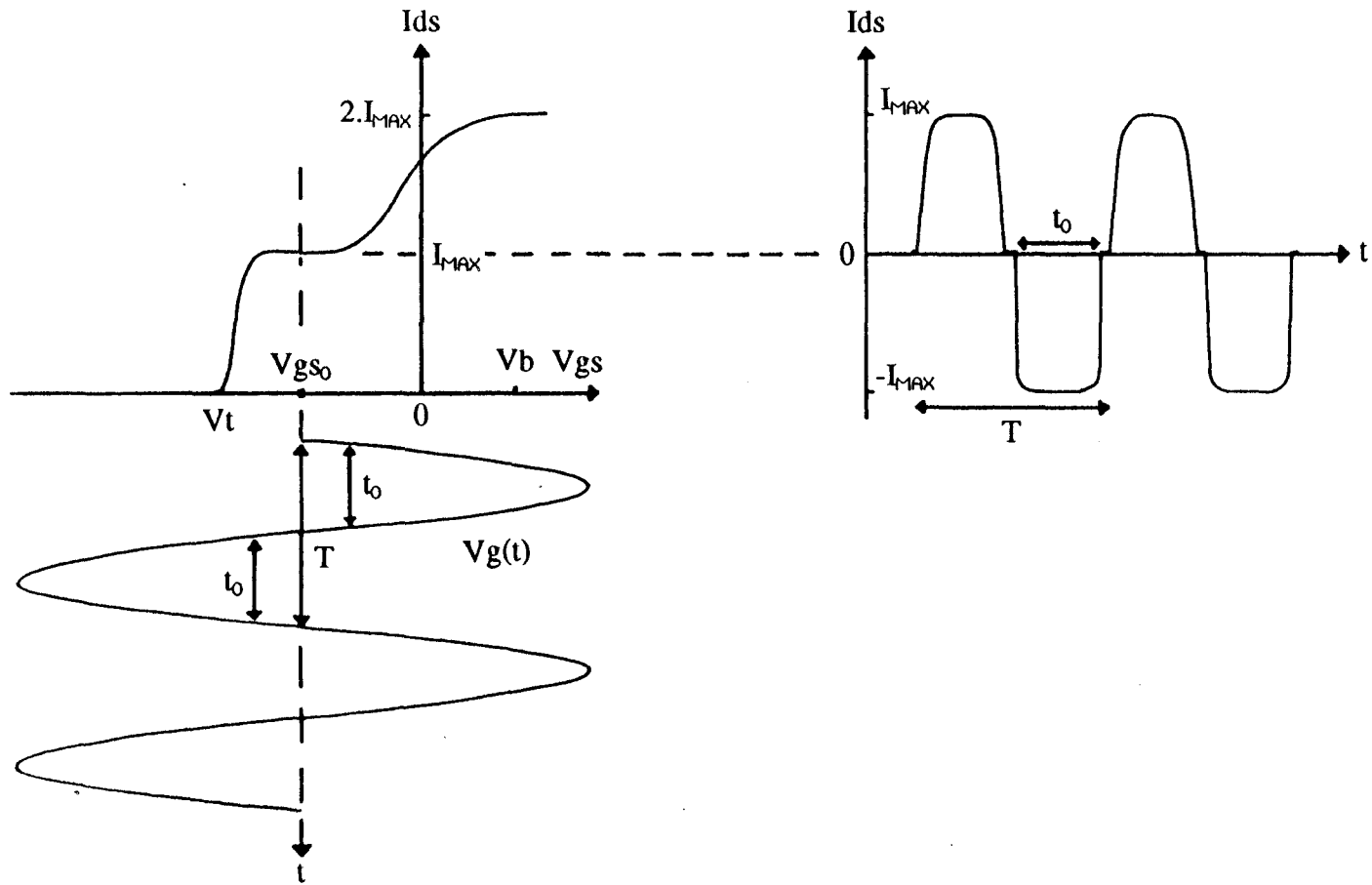


Figure 26: Caractéristique du courant obtenu lors de la multiplication de fréquence pour une polarisation intermédiaire $V_t < V_{gs0}$.

Dans l'hypothèse simplificatrice où l'impédance de sortie est constituée d'une simple charge résistive constante, R_c , la puissance de sortie pour l'harmonique n est alors donnée par:

$$(2) P_n = \frac{1}{2} \cdot R_c \cdot I_n^2, \text{ soit ici: } P_n = \frac{2 \cdot I_{\max}^2 \cdot R_c}{n^2 \cdot \pi^2} \cdot \sin^2\left(n \cdot \pi \cdot \frac{t_0}{T}\right)$$

Dans la mesure où I_{\max} demeure constant, on voit sur cette expression que, pour obtenir la puissance de sortie maximale à la fréquence harmonique désirée, il faut que $\sin(n \cdot \pi \cdot \frac{t_0}{T}) = 1$, c'est-à-dire que $t_0 = \frac{T}{2 \cdot n}$. Cette condition peut être remplie en jouant à la fois sur l'amplitude du signal d'excitation et sur le point de polarisation V_{gs_0} .

c) Polarisation intermédiaire: $V_t < V_{gs_0}$

Ce cas est illustré sur la figure 26. La tension de polarisation, V_{gs_0} , sera choisie plus grande que la tension de pincement V_t de façon à bénéficier des deux principales non linéarités du profil $I_{ds}(V_{gs})$. Elle sera néanmoins plus faible que la tension de building, V_b , afin d'éviter la destruction du composant par un courant de grille direct trop important. La réponse temporelle du signal de sortie peut être approximée à une impulsion alternée de largeur t_0 et d'amplitude I_{\max} . Sa décomposition en séries de Fourier est indiquée en Annexe I et donne:

$$(3) \begin{cases} I_0 = 0 \\ I_n = \frac{4 \cdot I_{\max}}{n \cdot \pi} \cdot \left| \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{2}\right) \cdot \sin\left(n \cdot \pi \cdot \frac{t_0}{T}\right) \right| & \text{si } n \text{ est impair} \\ I_n = 0 & \text{si } n \text{ est pair} \end{cases}$$

La puissance de sortie s'écrit alors:

$$(4) \begin{cases} P_n = \frac{8 \cdot I_{\max}^2 \cdot R_c}{n^2 \cdot \pi^2} \cdot \sin^2\left(n \cdot \pi \cdot \frac{t_0}{T}\right) & \text{si } n \text{ est impair} \\ P_n = 0 & \text{si } n \text{ est pair} \end{cases}$$

La condition rendant maximale P_n est la même que précédemment, $t_0 = \frac{T}{2 \cdot n}$. Cependant, la puissance délivrée en sortie pour les harmoniques impaires est bien supérieure à celle fournie par un dispositif polarisé en dessous du pincement (2). De plus, le spectre de fréquence est moins riche en raies puisqu'il n'est composé que des harmoniques impaires, ce qui facilite le filtrage à la fréquence de travail. Par contre, ce type de fonctionnement présente un inconvénient majeur qui est de nécessiter un courant drain moyen beaucoup plus élevé que dans le cas de fonctionnement précédent.

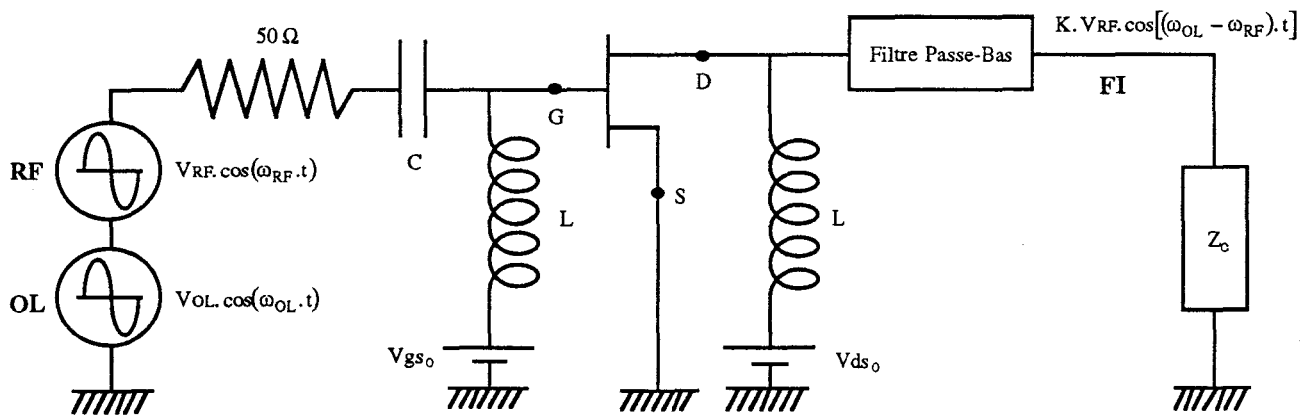


Figure 27: Schéma de principe d'un mélangeur à TEGFET.

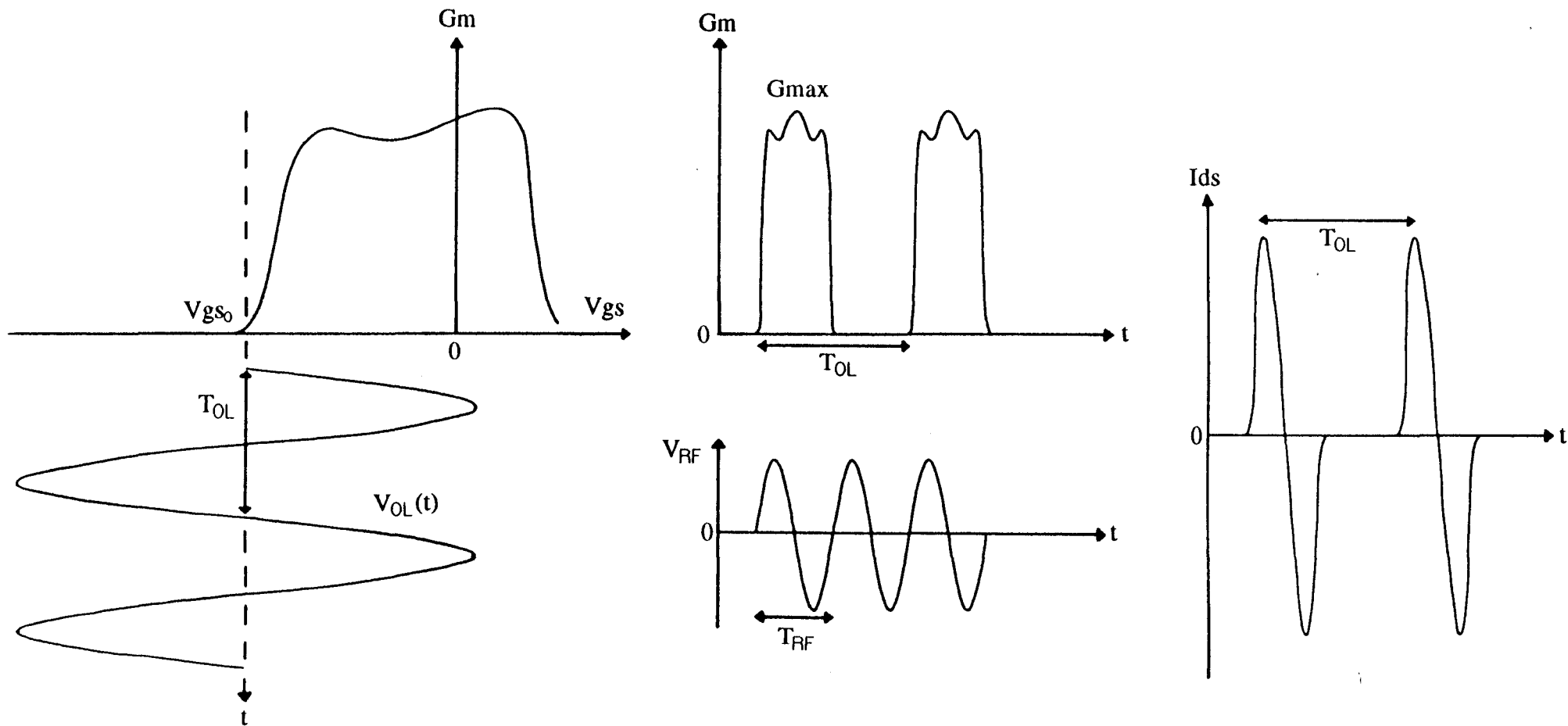


Figure 28: Caractéristique du courant obtenu après mélange pour une polarisation au pincement: $V_{gs0} = V_t$.

Il est à noter que cette approche est purement idéale compte tenu des hypothèses de calcul prises pour effectuer ce raisonnement. Néanmoins, elle illustre assez bien l'importance du choix du point de polarisation dans le processus de multiplication de fréquence.

I-3-2) Le mélangeur:

a) Principe de fonctionnement:

Nous nous limiterons dans cette étude au mélangeur à commande par la grille. Un signal radio-fréquence sinusoïdal de faible amplitude V_{RF} et de fréquence f_{RF} , contenant l'information, est envoyé sur un composant non linéaire (figure 27). Un second signal issu d'un oscillateur local (OL), de fréquence accordable f_{OL} , est appliqué simultanément à l'entrée du transistor et assure un fonctionnement en régime grand signal ($V_{OL} \gg V_{RF}$). Ce signal pompe fait parcourir au point de fonctionnement une grande partie de la caractéristique non linéaire. On obtient alors en sortie toutes les fréquences harmoniques et d'intermodulation possibles. Seule la fréquence intermédiaire $f_{FI} = |f_{OL} - f_{RF}|$ est généralement isolée par un filtre passe-bas.

b) Polarisation au pincement: $V_{gs0} = V_t$

La principale caractéristique exploitée ici n'est plus le courant de drain comme dans le cas du multiplicateur de fréquence mais la transconductance, G_m (figure 28). On se polarise généralement à l'endroit où la caractéristique est la plus non linéaire, c'est-à-dire au pincement où la montée du G_m suit approximativement une loi quadratique. Nous supposons qu'en sortie la réponse temporelle du G_m prend la forme d'une impulsion de largeur $\frac{T_{OL}}{2}$ et d'amplitude G_{max} . Le calcul mené en Annexe II donne:

$$(5) \left\{ \begin{array}{l} I_{FI}(t) = \frac{g_1 V_{RF}}{2} \cdot \cos[(\omega_{OL} - \omega_{RF}) \cdot t] \\ \text{avec } g_1 = \frac{2 \cdot G_{max}}{\pi} \end{array} \right.$$

La valeur de la composante harmonique de la transconductance, g_1 , à la fréquence fondamentale ω_{OL} est très importante puisque la formulation du gain de conversion y est directement liée:

$$G_c \propto g_1^2$$

Notons enfin que g_1 dépend essentiellement de la valeur maximale de la transconductance, G_{max} .

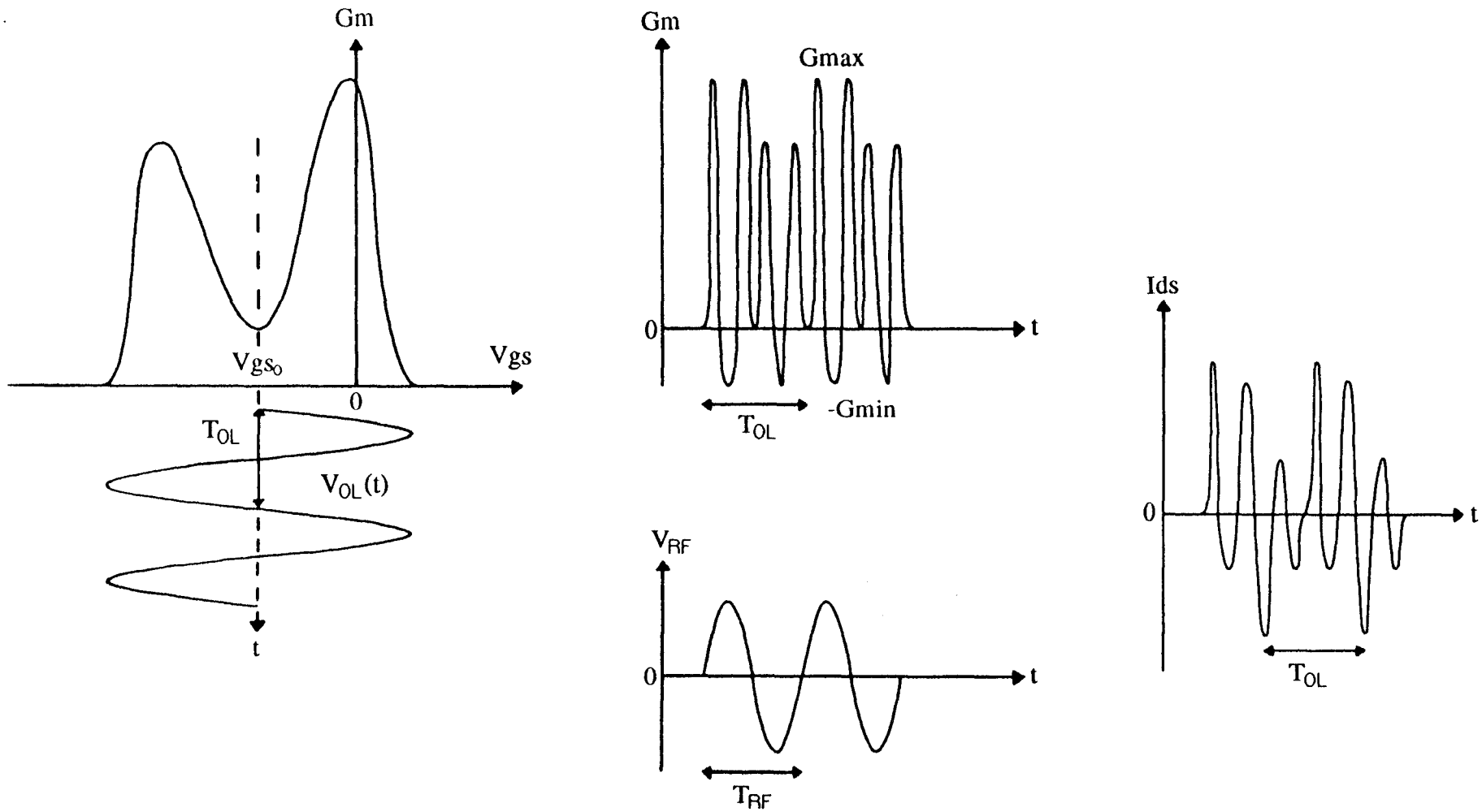


Figure 29: Caractéristique du courant obtenu après mélange pour une polarisation intermédiaire: $V_{gs0} > V_t$.

c) Polarisation intermédiaire: $V_t < V_{gs0}$

Dans l'hypothèse d'un composant dont la caractéristique $G_m(V_{gs})$ présente une vallée profonde, on dispose d'une possibilité supplémentaire de polarisation au fond de cette vallée, c'est-à-dire à l'endroit où le profil est très non linéaire. L'évolution temporelle de la transconductance représentée sur la figure 29 a été schématisée et traitée en Annexe II, moyennant quelques simplifications. Nous avons montré qu'avec ce genre de profil les premières composantes harmoniques s'écrivent:

$$\begin{aligned} g_1 &= 0 & g_2 &= \frac{6.(G_{\max} + G_{\min})}{5.\pi} \\ g_3 &= 0 & g_4 &= \frac{-6.(G_{\max} + G_{\min})}{7.\pi} \\ g_5 &= 0 & g_6 &= \frac{-12.(2.G_{\max} - G_{\min})}{27.\pi} \end{aligned}$$

Le fonctionnement le plus intéressant est celui de l'harmonique d'ordre 2 correspondant au mode doubleur: $f_{OL} = \frac{f_{RF}}{2}$. Le courant du mélange correspondant se met alors sous la forme suivante:

$$I_{FI}(t) = \frac{g_2.V_{RF}}{2} . \cos[(2.\omega_{OL} - \omega_{RF}).t]$$

Notons que pour ce mode de fonctionnement, il n'est pas nécessaire de travailler avec une excursion de tension V_{gs} aussi large que celle représentée sur la figure 29. On peut se limiter à une excursion couvrant seulement la vallée du G_m . C'est ce type particulier de fonctionnement qui a retenu notre attention au cours de notre étude.

CONCLUSION

Comme nous avons pu le constater dans ce chapitre d'introduction, les principales études d'applications non linéaires, réalisées à ce jour avec des transistors à effet de champ, ont concerné essentiellement le MESFET GaAs et le TEGFET AlGaAs/GaAs monopuits. Nous n'avons trouvé dans la littérature que quelques exemples d'études portant sur les TEGFET's AlGaAs/GaAs multipuits. Leur objectif concernait prioritairement l'amplification de puissance. Leurs caractéristiques présentaient déjà des prémices de non linéarité, mais le souci de leurs concepteurs était alors d'éviter au mieux un comportement non linéaire plutôt que de l'exalter.

L'utilisation de la filière pseudomorphique dans la fabrication des TEGFET's multipuits est très récente. A la vue des rares cas que nous avons pu trouver, il semblerait que le système AlGaAs/InGaAs soit plus particulièrement approprié à la réalisation de composants linéaires. Nous avons cependant décidé de diriger également nos recherches dans cette voie.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] "Circuits intégrés en arséniure de gallium: physique, technologie et règles de conception."
R. Castagné, J.-P. Duchemin, M. Gloanec, Ch. Rumelhard.
Edition Masson, 1989.
- [2] "Simulation bidimensionnelle du Transistor à Effet de Champ AsGa à grille submicronique:
Application à l'optimisation des composants faible bruit."
F. Héliodore.
Thèse de l'université de Lille, 1987.
- [3] "DC and AC Characteristics of Delta-Doped GaAs FET."
W.-P. Hong, J. Harbison, L. Florez, J. H. Abeles.
IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, N° 7, July 1989.
- [4] "Modélisation de transistors à effet de champ à hétérojonctions, application au MISFET
GaAlAs/GaAs et à l'étude du transfert électronique dans l'espace réel."
D. Depreeuw.
Thèse de l'université de Lille, 1988.
- [5] "An Analytical Approach to the Capacitance-Voltage Characteristics of Double-
Heterojunction HEMT's."
J. L. Cazaux, G. I. Ng, D. Pavlidis, H.-F. Chau.
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-35, N° 8, August 1988.
- [6] "On the Charge Control of the Two-Dimensional Electron Gas for Analytic Modeling of
HEMT's."
A. J. Shey, W. H. Ku.
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, N° 12, December 1988.
- [7] "Metal-(n) AlGaAs-GaAs Two Dimensional Electron Gas FET."
D. Delagebeaudeau, N. T. Linh.
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-29, N° 6, June 1982.
- [8] "Non linear Charge Control in AlGaAs/GaAs Modulation-Doped FET's."
W. A. Hughes, C. M. Snowden
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-34, N° 8, August 1987.

- [9] "An Analytical and Computer-aided Model of the AlGaAs/GaAs High Electron Mobility Transistor."
G. W. Wang, W. H. Ku
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-33, N° 5, May 1986.
- [10] "An Analytic Model for HEMT's using new velocity-field dependence."
C.-S. Chang, H. R. Fetterman.
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-34, N° 7, July 1987.
- [11] "Current-Voltage Characteristics of an AlGaAs/GaAs Heterostructure FET for High Gate Voltages."
M. Hirano, Y. Takanashi, T. Sugeta.
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-5, N° 11, November 1984.
- [12] "Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs."
Ch. Versnaeyen.
Thèse de l'université de Lille, 1985.
- [13] "Single-Gate MESFET Frequency Doublers."
A. Gopinath, J. B. Rankin.
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-30, N° 6, June 1982.
- [14] "A High Power GaAs FET Frequency Multiplier for Microwave Radio Application at C-Band."
T. Chow, P. T. Chen, C. C. Hsieh.
Proc. 1982 Eur. Microwave Conf., September 1982.
- [15] "High-Frequency Doubler Operation of GaAs Field-Effect Transistors."
C. Rauscher.
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-31, N° 6, June 1983.
- [16] "Design and Performance of a 45-GHz HEMT Mixer."
S. A. MAAS
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-34, N° 7, July 1986.
- [17] "Low-noise high electron mobility transistors."
J. J. Berenz, K. Nakano, and K. P. Weller
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1984.

- [18] "Design and Performance of a 94-GHz HEMT Mixer."
P. D. Chow, D. Garske, J. Velebir, E. Hsieh, Y. C. Ngan, H. C. Yen
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1989.
- [19] "Characteristics of modulation-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ field effect transistors: Effect of donor-electron separation."
T. J. Drummond, R. Fisher, S. L. Su, W. G. Lyons, H. Morkoç, K. Lee, M. S. Shur
Applied Physics Letters, Vol. 42, 1983
- [20] "35-GHz Performance of Single and Quadruple Power Heterojunction HEMT's."
E. Sovero, A. K. Gupta, J. A. Higgins, W. A. Hill
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-33, N° 10, October 1986.
- [21] "High-Efficiency Millimeter-Wave GaAs/GaAlAs Power HEMT's."
P. Saunier, J. W. Lee
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, N° 9, September 1986.
- [22] "Multiple-Channel GaAs/AlGaAs High Electron Mobility Transistors."
N. H. Sheng, C. P. Lee, R. T. Chen, D. L. Miller, S. J. Lee
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-6, N° 6, June 1985.
- [23] "Multiple quantum well AlGaAs/GaAs field-effect transistor structures for power applications."
H. Daembkes, G. Weimann
Applied Physics Letters, Vol. 52, 1988.
- [24] "High Breakdown Voltage, Sub-micron, Strained InGaAlAs/GaAs FET's."
K. W. Eisenbeiser, J. R. East, G.I. Haddad, and T. Brock
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1992.
- [25] "Charge Control, DC, and RF Performance of a 0.35- μm Pseudomorphic AlGaAs/InGaAs Modulation-Doped Field-Effect Transistor."
L. D. Nguyen, W. J. Schaff, P. J. Tasker, A. N. Lepore, L. F. Palmateer, M. C. Foisy, L. F. Eastman.
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-35, N° 2, February 1988.
- [26] "A High-Current Pseudomorphic AlGaAs/InGaAs Double Quantum-Well MODFET."
G. W. Wang, Y. K. Chen, D. C. Radulescu, L. F. Eastman.
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, N° 1, January 1988.

- [27] "AlGaAs/InGaAs Heterostructures with Doped Channels for Discrete Devices and Monolithic Amplifiers."
P. Saunier, H. Q. Tserng.
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-36, N° 10, October 1989.
- [28] "An InAlAs/InAs MODFET."
C. C. Eugster, T. P. E. Broekaert, J. A. Alamo, C. G. Fonstad.
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-12, N° 12, December 1991.
- [29] "Breakdown Voltage Enhancement from Channel Quantization in InAlAs/n⁺-InGaAs HFET's."
S. R. Bahl, J. A. Alamo.
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-13, N° 2, February 1992.
- [30] F. Osaka, T. Mikawa, T. Kaneda
1985 IEEE, J. Quantum Electron QE-21 1326.
- [31] "Tunneling currents in In_{0,53}Ga_{0,77}As Homojunction diodes and design of InGaAs/InP Heterostructure Avalanche photodiodes."
M. Ito.
Solid-State Electronics Vol. 24, 1981.
- [32] "Impact ionization rates for electrons and holes in Ga_{0,47}In_{0,53}As."
T. P. Pearsall.
Applied Physics Letters, Vol. 36 (3), February 1980.
- [33] "Impact ionization coefficients in In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs strained layer superlattices."
G. E. Bulman.
Applied Physics Letters, Vol. 49 (4), July 1986.
- [34] "Impact ionization coefficients in In_{0,53}Ga_{0,47}As.
J. Urquhart, D. J. Robbins, R. I. Taylor, A. J. Moseley.
Semicond. Sci. Technol. 5 (1990).

ANNEXES

ANNEXE I: LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE

I-1) Rappels sur la décomposition en séries de Fourier:

Un signal périodique, $x(t)$, peut être décomposé en séries de Fourier et discrétisé sous la forme:

$$\begin{cases} x(t) = \sum_{n=0}^{+\infty} a_n \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t + \varphi_n) \\ \text{avec } \varphi_0 = 0 \end{cases}$$

On peut encore l'écrire:

$$\begin{aligned} x(t) &= \sum_{n=0}^{+\infty} a_n \cdot \left(\frac{e^{j \cdot (2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t + \varphi_n)} + e^{-j \cdot (2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t + \varphi_n)}}{2} \right) \\ x(t) &= \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{a_n}{2} \cdot e^{j \cdot \varphi_n} \cdot e^{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t} + \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{a_n}{2} \cdot e^{-j \cdot \varphi_n} \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t} \end{aligned}$$

Posons:

$$X_n = \frac{a_n}{2} \cdot e^{j \cdot \varphi_n}, \quad X_{-n} = \frac{a_n}{2} \cdot e^{-j \cdot \varphi_n} = X_n^*, \quad \text{et } N = -n$$

$x(t)$ devient alors:

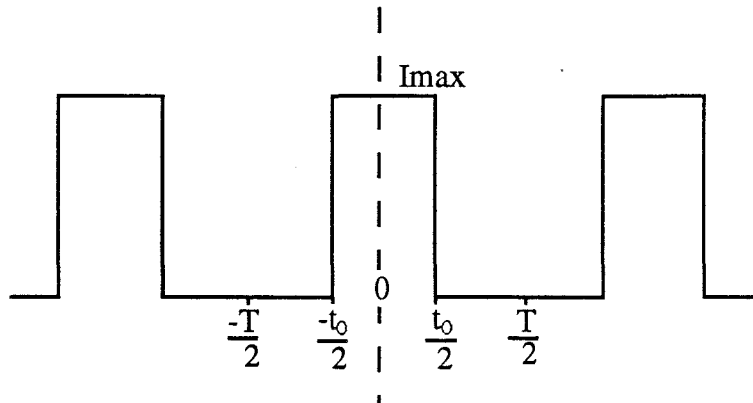
$$x(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n \cdot e^{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t} + \frac{a_0}{2} + \sum_{N=-\infty}^{-1} X_N \cdot e^{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot N \cdot v \cdot t}$$

Soit finalement :

$$\left[\begin{aligned} x(t) &= a_0 + \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{+\infty} X_n \cdot e^{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t} = \sum_{n=0}^{+\infty} a_n \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t + \varphi_n) \\ \text{(1) avec } X_n &= \frac{a_n}{2} \cdot e^{j \cdot \varphi_n} = \frac{1}{T} \cdot \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot v \cdot t} \cdot dt \\ \text{et } a_0 &= \frac{1}{T} \cdot \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) \cdot dt \end{aligned} \right]$$

I-II) Application à quelques cas particuliers de multiplication de fréquence:

1°) Impulsion de largeur t_0 :



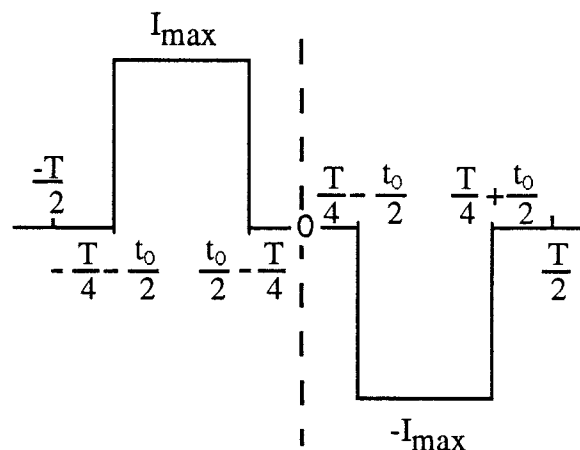
$$X_n = \frac{1}{T} \int_{-\frac{t_0}{2}}^{\frac{t_0}{2}} I_{\max} e^{-j.2.\pi.n.v.t} dt = \frac{I_{\max}}{T} \left[\frac{-e^{-j.2.\pi.n.v.t}}{2.j.\pi.n.v} \right]_{-\frac{t_0}{2}}^{\frac{t_0}{2}}$$

$$X_n = \frac{I_{\max}}{n.\pi} \left(\frac{e^{j.\pi.n.v.t_0} - e^{-j.\pi.n.v.t_0}}{2.j} \right) = \frac{I_{\max}}{n.\pi} \sin\left(n.\pi.\frac{t_0}{T}\right)$$

L'amplitude des différentes harmoniques est alors donnée par:

$$(2) \begin{cases} a_n = 2.|X_n| = \frac{2.I_{\max}}{n.\pi} \left| \sin\left(n.\pi.\frac{t_0}{T}\right) \right| \\ a_0 = I_{\max}.\frac{t_0}{T} \end{cases}$$

2°) Impulsion alternée de largeur t_0 :



$$X_n = \frac{1}{T} \cdot \left[\int_{-\frac{T-t_0}{4}}^{\frac{t_0-T}{4}} \text{Im ax.} e^{-j.2.\pi.n.v.t} . dt - \int_{\frac{T-t_0}{4}}^{\frac{T+t_0}{4}} \text{Im ax.} e^{-j.2.\pi.n.v.t} . dt \right]$$

$$X_n = \frac{\text{Im ax}}{j.n.\pi} \cdot \left(\left[\frac{-e^{-j.2.\pi.n.v.t}}{2} \right]_{-\frac{T-t_0}{4}}^{\frac{t_0-T}{4}} + \left[\frac{e^{-j.2.\pi.n.v.t}}{2} \right]_{\frac{T-t_0}{4}}^{\frac{T+t_0}{4}} \right)$$

$$X_n = \frac{\text{Im ax}}{j.n.\pi} \cdot \left[\frac{-e^{-j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T-t_0}{4}\right)} + e^{j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T-t_0}{4}\right)} + e^{-j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T+t_0}{4}\right)} - e^{-j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T+t_0}{4}\right)}}{2} \right]$$

$$X_n = \frac{\text{Im ax}}{j.n.\pi} \cdot \left[\frac{e^{j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T+t_0}{4}\right)} + e^{j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T+t_0}{4}\right)} - e^{j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T-t_0}{4}\right)} - e^{-j.2.\pi.n.v.\left(\frac{T-t_0}{4}\right)}}{2} \right]$$

$$X_n = \frac{\text{Im ax}}{j.n.\pi} \cdot \left(\cos\left(\frac{n.\pi}{2} + n.\pi.\frac{t_0}{T}\right) - \cos\left(\frac{n.\pi}{2} - n.\pi.\frac{t_0}{T}\right) \right)$$

$$X_n = \frac{2.j.\text{Im ax}}{n.\pi} \cdot \sin\left(\frac{n.\pi}{2}\right) \cdot \sin\left(n.\pi.\frac{t_0}{T}\right)$$

$$X_n = \frac{2.\text{Im ax}}{n.\pi} \cdot \sin\left(\frac{n.\pi}{2}\right) \cdot \sin\left(n.\pi.\frac{t_0}{T}\right) \cdot e^{j.\frac{\pi}{2}} = \frac{a_n}{2} \cdot e^{j.\varphi_n}$$

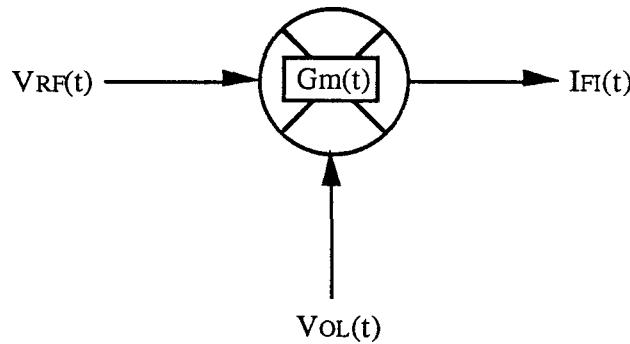
D'où finalement:

$$(3) \quad a_n = \frac{4.\text{Im ax}}{n.\pi} \cdot \left| \sin\left(\frac{n.\pi}{2}\right) \cdot \sin\left(n.\pi.\frac{t_0}{T}\right) \right| \quad \text{et} \quad a_0 = 0$$

ANNEXE II: LE MELANGE DE FREQUENCES

II-I) Processus de mélange:

La superposition des signaux RF et OL, appliqués tous deux sur la grille du transistor, provoque une variation de la transconductance au cours du temps. Remarquons que le signal radio-fréquence n'aura pas d'influence notable sur le Gm puisque son amplitude est très faible devant celle du signal pompe.



Cette transconductance peut être développée en séries de Fourier et discrétisée comme précédemment sous la forme:

$$(4) \left\{ \begin{array}{l} G_m(t) = G_0 + G_1 \cdot \cos(\omega_{OL} \cdot t) + G_2 \cdot \cos(2 \cdot \omega_{OL} \cdot t) + \dots + G_n \cdot \cos(n \cdot \omega_{OL} \cdot t) \\ \text{avec } G_n = \frac{2}{T_{OL}} \cdot \int_{-\frac{T_{OL}}{2}}^{\frac{T_{OL}}{2}} G_m(t) \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot v_{OL} \cdot t} \cdot dt \\ \text{et } G_0 = \frac{1}{T_{OL}} \cdot \int_{-\frac{T_{OL}}{2}}^{\frac{T_{OL}}{2}} G_m(t) \cdot dt \end{array} \right.$$

L'évolution temporelle du courant de sortie est obtenue en multipliant Gm(t) par le signal:

$$V_{RF}(t) = V_{RF} \cdot \cos(\omega_{RF} \cdot t)$$

Ce qui donne:

$$(5) \left\{ \begin{array}{l} I_{FI}(t) = G_m(t) \cdot V_{RF}(t) \\ I_{FI}(t) = G_0 \cdot V_{RF} \cdot \cos(\omega_{RF} \cdot t) + \sum_{n \neq 0} \frac{G_n \cdot V_{RF}}{2} \cdot [\cos(n \cdot \omega_{OL} + \omega_{RF}) \cdot t + \cos(n \cdot \omega_{OL} - \omega_{RF}) \cdot t] \end{array} \right.$$

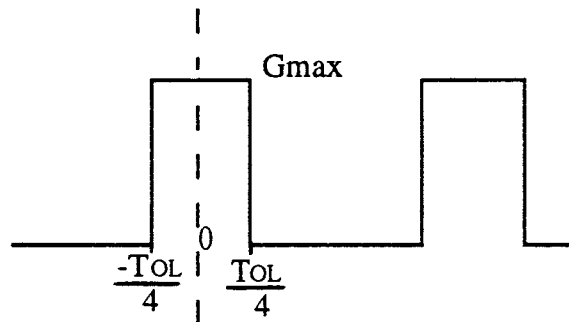
II-II) Plusieurs cas de figure:

1°) Polarisation au pincement:

L'expression du courant (5) peut être simplifiée si on ne sélectionne que le terme contenant la composante fondamentale ω_{OL} du G_m :

$$I_{FI}(t) = \frac{G_1 \cdot V_{RF}}{2} \cdot [\cos(\omega_{OL} - \omega_{RF}) \cdot t]$$

Supposons que le profil de $G_m(t)$ soit rectangulaire:

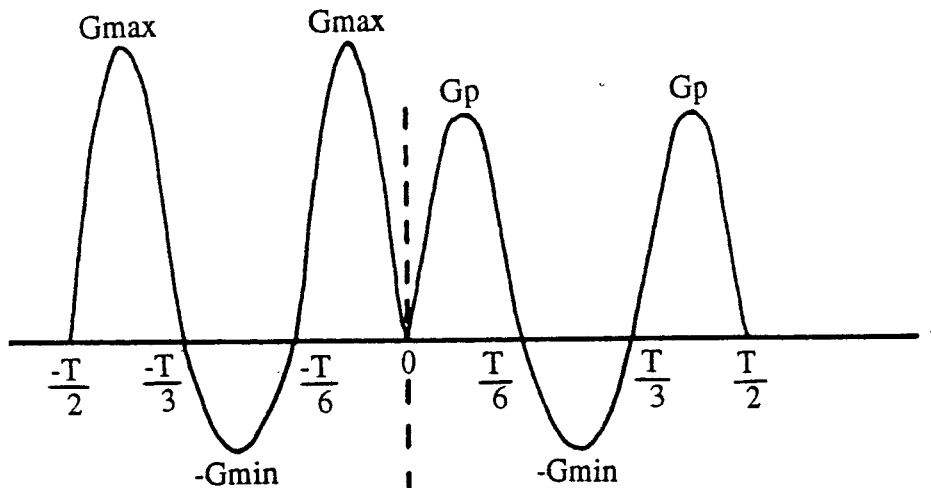


En reprenant le calcul effectué dans le cas du multiplicateur de fréquence, on trouve pour $t_0 = \frac{TOL}{2}$, $G_1 = \frac{2 \cdot G_{max}}{\pi}$. Le courant collecté en sortie s'écrit finalement:

$$(6) \quad I_{FI}(t) = \frac{G_{max} \cdot V_{RF}}{\pi} \cdot [\cos(\omega_{OL} - \omega_{RF}) \cdot t]$$

2°) Polarisation intermédiaire:

Prenons pour illustrer cet exemple une schématisation plus simple de l'évolution temporelle de la transconductance, constituée d'arches de sinusoïde de même largeur:



Elle peut être définie par:

$$\begin{aligned} \frac{-T}{2} \leq t \leq \frac{-T}{3} &: -G_{\max} \cdot \sin\left(\frac{6 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \\ \frac{-T}{3} \leq t \leq \frac{-T}{6} &: -G_{\min} \cdot \sin\left(\frac{6 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \\ \frac{-T}{6} \leq t \leq 0 &: -G_{\max} \cdot \sin\left(\frac{6 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \\ 0 \leq t \leq \frac{T}{6} &: G_p \cdot \sin\left(\frac{6 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \\ \frac{T}{6} \leq t \leq \frac{T}{3} &: G_{\min} \cdot \sin\left(\frac{6 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \\ \frac{T}{3} \leq t \leq \frac{T}{2} &: G_p \cdot \sin\left(\frac{6 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \end{aligned}$$

Pour simplifier les calculs, nous supposons également que les alternances positives ont même amplitude, soit $G_p = G_{\max}$. Exceptée l'harmonique d'ordre 3, toutes les composantes g_n ($n=0,1,2,4,\dots$) peuvent alors se mettre sous la forme généralisée suivante:

$$(7) \quad g_n = \frac{6}{(9-n^2) \cdot \pi} \left[G_{\max} + (G_{\max} - G_{\min}) \cdot \left(\cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n}{3}\right) + \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{3}\right) \right) + (-1)^n \cdot G_{\max} \right]$$

La composante fondamentale, g_1 , est nulle. L'harmonique d'ordre 2 vaut:

$$(8) \quad g_2 = \frac{6 \cdot (G_{\max} + G_{\min})}{5 \cdot \pi}$$

Un calcul particulier pour la composante $n=3$ donne:

$$g_3 = \frac{1}{6 \cdot j} \cdot (-2 \cdot G_{\max} + 2 \cdot G_p)$$

Soit, si $G_p = G_{\max}$:

$$(9) \quad g_3 = 0$$

CHAPITRE II:

MODELISATION DE LA COMMANDE DE CHARGE

INTRODUCTION

Le fonctionnement des transistors que nous sommes amené à étudier est d'une telle complexité qu'il est nécessaire de développer des modèles physiques de simulation permettant de décrire et de prévoir, le plus fidèlement possible, le comportement du composant. Ces programmes doivent être, dans la mesure du possible, conviviaux, simples d'utilisation, peu onéreux contrairement au coût qu'aurait nécessité la réalisation technologique des épitaxies, et doivent demander des temps de calcul raisonnables. Un autre avantage de la modélisation est qu'elle est très souvent utile à la mise en évidence et à la bonne compréhension des phénomènes physiques qui régissent le comportement de tels composants. C'est pourquoi nous avons décidé de reprendre un modèle de simulation statique de contrôle de charge, initialement mis au point au laboratoire par M. Cappy et Alamkan [1-2], et que nous avons modifié et adapté aux structures multipuits à plan de dopage. Par souci de nous rapprocher au mieux des conditions dans lesquelles sont exploités les mélangeurs et les multiplicateurs de fréquence, il nous a paru intéressant de développer également un programme de simulation prévoyant le comportement du transistor en régime dynamique petit signal et grand signal.

II-1: OUTILS INFORMATIQUE: ADAPTATION D'UN PROGRAMME DE COMMANDE DE CHARGE AU CAS DES STRUCTURES MULTIPUITS

II-1-1: Description du modèle statique

1°) Présentation des équations:

Ce modèle tient compte de la quantification des niveaux d'énergie liée à la présence de puits de potentiel. Il repose essentiellement sur la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger (2-1) et de Poisson (2-2) suivant l'axe (Oz) perpendiculaire au plan de la grille.

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2} \cdot \frac{d}{dz} \cdot \left(\frac{1}{m^*(z)} \cdot \frac{d}{dz} \right) + V(z) \right] \cdot \Psi_i(z) = E_i \cdot \Psi_i(z) \quad (2-1)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon(z) \cdot \frac{dV(z)}{dz} \right) + q \cdot (Nd^+(z) - n(z)) = 0 \quad (2-2)$$

où:

- E_i = énergie du bas de la sous - bande $n^\circ i$

- $\Psi_i(z)$ = fonction d'onde normalisée d'indice i
- $V(z)$ = potentiel de la bande de conduction
- $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg = masse de l'électron libre
- $m_r^*(z)$ = masse effective de l'électron dans le matériau, rapportée à la masse de l'électron libre
- $m^*(z) = m_r^*(z) m_0$ = masse effective des électrons dans le matériau
- $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, avec la constante de Planck: $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s
- $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m = permittivité du vide
- $\epsilon_r(z)$ = permittivité relative du matériau
- $\epsilon(z) = \epsilon_r(z) \cdot \epsilon_0$ = permittivité du matériau
- $Nd^+(z)$ = densité d'atomes donneurs ionisés
- $n(z)$ = densité d'électrons libres sur l'ensemble des sous-bandes

avec

$$Nd^+(z) = \frac{Nd(z)}{1 + 2 \cdot e^{\left(\frac{E_f - E_c(z) + E_d}{k \cdot T}\right)}} \quad (2-3)$$

dans laquelle:

- E_f représente le niveau de Fermi
- E_d correspond à la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction [$E_c(z) = q \cdot V(z)$] et le niveau d'énergie des atomes donneurs
- T représente la température du matériau ($^{\circ}$ K)
- $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$ J/ $^{\circ}$ K = constante de Boltzmann

et avec

$$n(z) = \sum_{\text{sous-bande } i} n_i(z) = \sum_{\text{sous-bande } i} N_i \cdot |\Psi_i(z)|^2 \quad (2-4)$$

N_i correspond ici à la densité totale d'électrons que peut contenir chaque sous-bande i, et elle est donnée par:

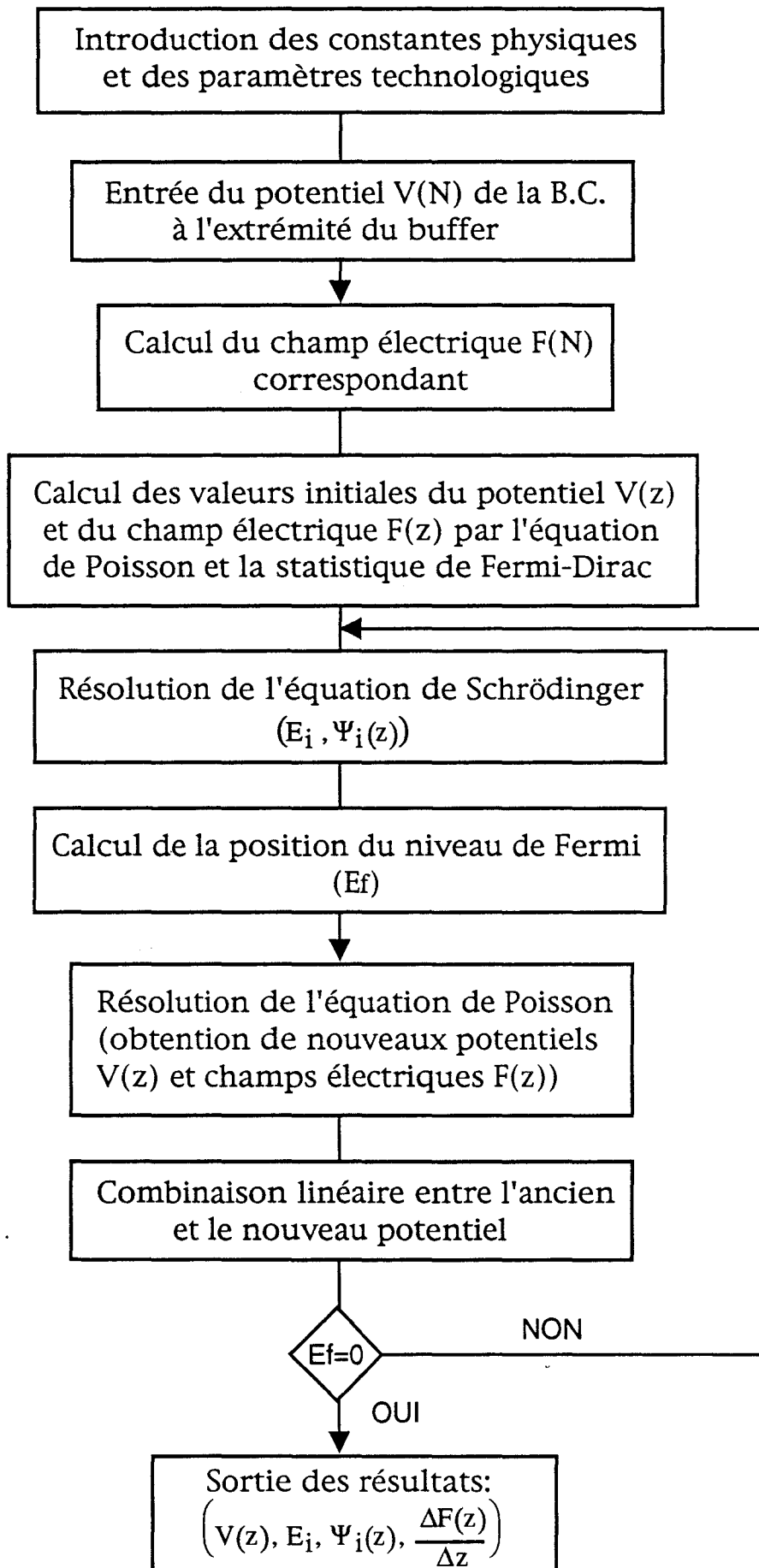


Figure 1: Organigramme de la procédure de résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson, pour un point de calcul statique.

$$N_i = \frac{m^* \cdot k \cdot T}{\pi \cdot \hbar^2} \cdot \ln \left(1 + e^{\left(\frac{E_f - E_i}{k \cdot T} \right)} \right) \quad (2-5)$$

2°) Fonctionnement de l'organigramme:

L'organigramme général de la procédure numérique de résolution, représenté sur la figure 1, s'articule comme suit:

- La valeur du champ électrique $F(N)$, à l'extrémité de la couche tampon, est calculée à partir d'une valeur initiale $V(N)$ du potentiel de la bande de conduction à cette extrémité. L'équation de Poisson, exprimée dans la statistique de Fermi-Dirac, est ensuite résolue par la méthode de Runge-Kutta. Un premier profil de champ électrique et de potentiel sont ainsi établis sur toute l'épaisseur de la structure.
- La résolution de l'équation de Schrödinger est effectuée en tenant compte de ce premier profil de bande de conduction. Elle consiste à résoudre par la méthode des différences centrées une matrice tridiagonale et donne ainsi les valeurs des niveaux d'énergie E_i des différentes sous-bandes, et également les fonctions d'onde $\Psi_i(z)$ correspondantes.
- Une nouvelle résolution de l'équation de Poisson, en prenant en compte cette fois la quantification introduite auparavant, conduit à la détermination de nouveaux profils de potentiel $V(z)$ et de champ électrique $F(z)$.
- Tant que la valeur du niveau de Fermi E_f est différente de zéro, une nouvelle itération est effectuée en utilisant comme nouveau potentiel une combinaison linéaire des deux précédents résultats.

II-1-2: Paramètres physiques introduits

Il est nécessaire d'introduire dans le programme de simulation les paramètres physiques de la structure que l'on souhaite simuler. Outre l'épaisseur et le dopage volumique de chaque couche, il faut également y inclure certaines données qui dépendent de la nature même des

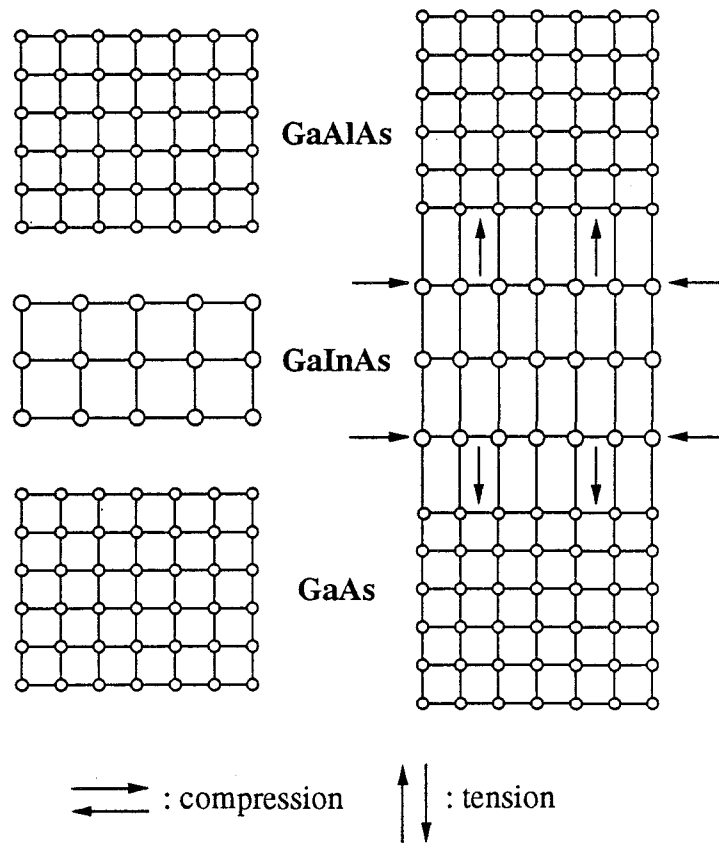


Figure 2: Contraintes de la couche de GaInAs (d'après [4]).

matériaux utilisés lors de la croissance. Ce sont essentiellement les discontinuités ΔE_c de la bande de conduction au niveau des hétérojonctions, la valeur de la masse effective des électrons libres dans le semi-conducteur et la valeur de la permittivité relative de ce dernier. Ces différents paramètres dépendent à la fois de la composition de l'alliage et de la nature du système utilisé.

1°) Système AlGaAs/GaAs:

Ces données sont définies par les relations suivantes:

$$\Delta E_{c \text{ AlGaAs/GaAs}} = 0,67 \cdot x_{\text{Al}} + 0,27 \cdot x_{\text{Al}}^2 \text{ eV} \quad (2-6)$$

$$m_{\Gamma_r \text{ Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}^* = 0,063 + 0,087 \cdot x_{\text{Al}} \quad (2-7)$$

$$\epsilon_r = 12,9 - 2,9 \cdot x_{\text{Al}} \quad (2-8)$$

2°) Système AlGaAs/GaInAs/GaAs:

La croissance d'une couche de GaInAs sur un substrat de GaAs est assez délicate à réaliser technologiquement puisque l'alliage GaInAs possède une maille atomique plus grande que celle du GaAs [3]. Au voisinage de l'interface, le matériau constituant la couche de plus grande épaisseur impose sa maille à l'autre. Ceci entraîne, dans le matériau de faible épaisseur, l'existence d'une contrainte biaxiale dans le plan de la croissance (figure 2). L'épaisseur de GaInAs est généralement choisie de l'ordre de 120 Å, c'est-à-dire suffisamment fine pour permettre sa déformation, de façon à réaliser toutes les liaisons atomiques [4].

Dans le cas des matériaux pseudomorphiques, les discontinuités de bande de conduction ont été établies par plusieurs auteurs [5-6-7-8]. Elles sont données par:

$$\Delta E_{c \text{ Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As/Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}} = 0,7 \cdot \left[\Delta E_g^1 - 2 \cdot a \cdot \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \cdot e_r + b \cdot \left(\frac{C_{11} + 2 \cdot C_{12}}{C_{11}} \right) \cdot e_r \right] + 0,65 \cdot \Delta E_g \text{ eV} \quad (2-9)$$

avec ΔE_g^1 , la différence de gap entre GaAs et GaInAs relaxé:

$$\Delta E_g^1 = 1,548 \cdot x_{\text{in}} - 0,478 \cdot x_{\text{in}}^2 \text{ eV} \quad (2-10)$$

ΔE_g , la différence de gap entre AlGaAs et GaAs:

$$\Delta E_g = 1,087 \cdot y_{\text{Al}} + 0,438 \cdot y_{\text{Al}}^2 \text{ eV} \quad (2-11)$$

a et b, les potentiels de déformation:

$$a = -8,4 + 2,4 \cdot x_{\text{in}} \text{ eV} \quad (2-12)$$

$$b = -1,7 - 0,1 \cdot x_{\text{in}} \text{ eV} \quad (2-13)$$

e_r , le coefficient de déformation relative du paramètre de maille:

$$e_r = \frac{-0,405 \cdot x_{in}}{5,6533 + 0,405 \cdot x_{in}} \quad (2-14)$$

C_{11} et C_{12} , les coefficients d'élasticité:

$$C_{11} = 11,88 - 3,55 \cdot x_{in} \quad 10^{10} \text{ Pa} \quad (2-15)$$

$$C_{12} = 5,37 - 0,84 \cdot x_{in} \quad 10^{10} \text{ Pa} \quad (2-16)$$

Les valeurs de la masse effective et de la permittivité relatives sont données par les relations suivantes:

$$m_{\Gamma_r \text{GaInAs}}^* = m_{r_{0\Gamma}}^* \cdot \frac{Eg_{\Gamma}^1 + 2 \cdot a \cdot \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \cdot e_r}{Eg_{\Gamma}^1} \quad (2-17)$$

$$\epsilon_r = (12,9 + 1,85 \cdot x_{in}) \cdot e^{(-17,3 \cdot 10^{-12} \cdot P)} \quad (2-18)$$

$$\text{avec } Eg_{\Gamma}^1 = 1,508 - \Delta Eg^1 = 1,508 - 1,548 \cdot x_{in} + 0,478 \cdot x_{in}^2 \quad \text{eV} \quad (2-19)$$

$$m_{r_{0\Gamma}}^* = 0,063 - 0,041 \cdot x_{in} \quad (2-20)$$

$$P = \frac{-2}{3} \cdot \left[C_{11} + C_{12} - 2 \cdot \frac{C_{12}^2}{C_{11}} \right] \cdot e_r \quad \text{Pa} \quad (2-21)$$

Dans les deux cas de système, le piégeage des électrons libres dans chaque couche d'AlGaAs est pris en compte en considérant une valeur moyenne E_d de l'énergie d'activation du niveau donneur. Cette valeur dépend entre autre de la composition x_{Al} de l'alliage, et a été établie par Schubert et Ploog [9]. Elle tient compte à la fois d'un niveau superficiel proche de la bande Γ et d'un niveau beaucoup plus profond associé à la bande X ou L. Nous reviendrons plus en détail, dans le chapitre III, sur l'influence que peut avoir ce paramètre dans la simulation de la commande de charge.

II-1-3: Hypothèses et limites du programme de simulation

Un certain nombre d'hypothèses ont été faites dans ce modèle:

- Nous nous sommes placé dans l'approximation de la masse effective. Les électrons libres subissent le potentiel périodique associé aux ions du cristal. On peut s'en affranchir en considérant que l'électron de masse m_0 dans le potentiel cristallin se comporte comme un électron de masse effective m_e^* se déplaçant dans un réseau périodique supposé vide d'ions.
- On utilise également l'approximation unipolaire de manière à considérer les électrons libres comme porteurs majoritaires.
- Des problèmes d'encombrement en mémoire nous ont contraints à limiter l'épaisseur totale de chaque structure simulée à 1500 Å. De ce fait, dans la plupart des cas, le substrat de GaAs n'a pas été traité lors de la simulation. Pour cela, nous avons supposé que les quantités de charge y circulant librement étaient extrêmement faibles.
- L'épaisseur totale de la structure sous la grille a été découpée en tranches élémentaires de largeur constante $dx=2$ Å (approximativement de l'ordre de la monocouche atomique). Chacune de ces tranches représente un point d'itération.
- La hauteur de barrière V_b à l'interface métal/semi-conducteur qui constitue le contact Schottky de grille a été prise égale à +0,8 V.
- Le dopage des couches non intentionnellement dopées (N.I.D.) a été choisi nul de façon à simplifier le calcul des densités N_d^+ d'atomes donneurs ionisés, et à faciliter ainsi le processus de résolution numérique.
- Le niveau de Fermi, E_f , a été choisi comme référence des énergies et demeure constant dans l'ensemble de la structure.
- L'expérience a montré que l'effet de la quantification des puits de potentiel était correctement traduit par la prise en compte de 6 sous-bandes d'énergie. L'essentiel de la répartition électronique s'effectue en majorité sur les 3 niveaux de plus basse énergie.
- Pour amorcer le processus de résolution auto-cohérente, on se place en un endroit où la structure est supposée ne pas subir l'influence de la

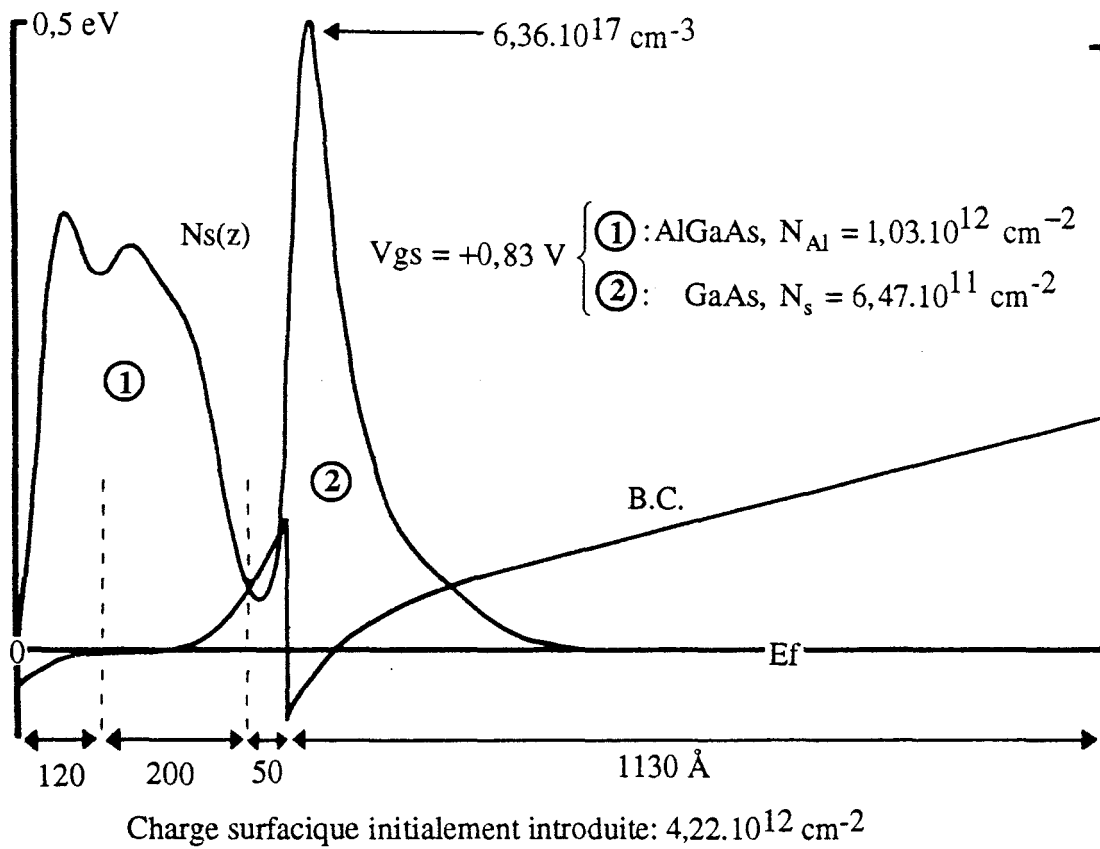


Figure 3: Evolution de la bande de conduction et de la densité totale de porteurs dans une structure uniformément dopée et polarisée au-delà du cas limite de validation du modèle ($V_{gs}=+0,83 \text{ V}$).

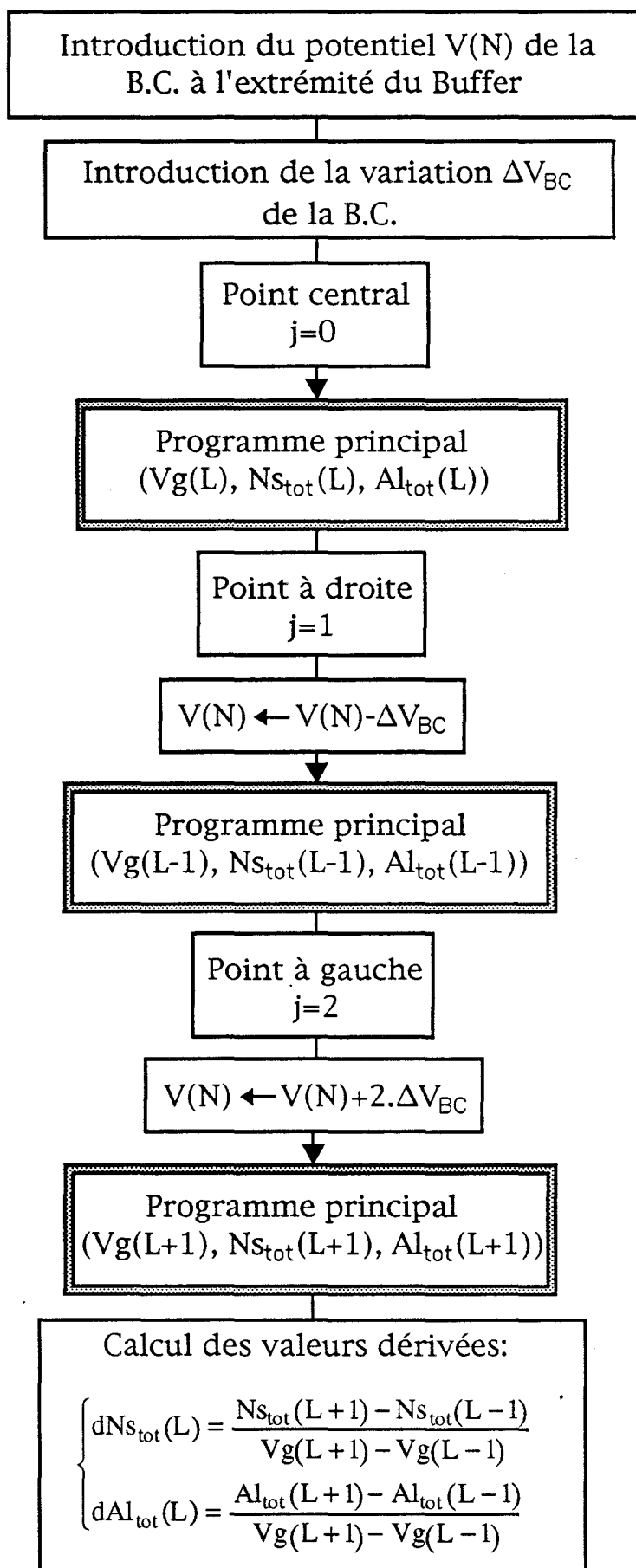
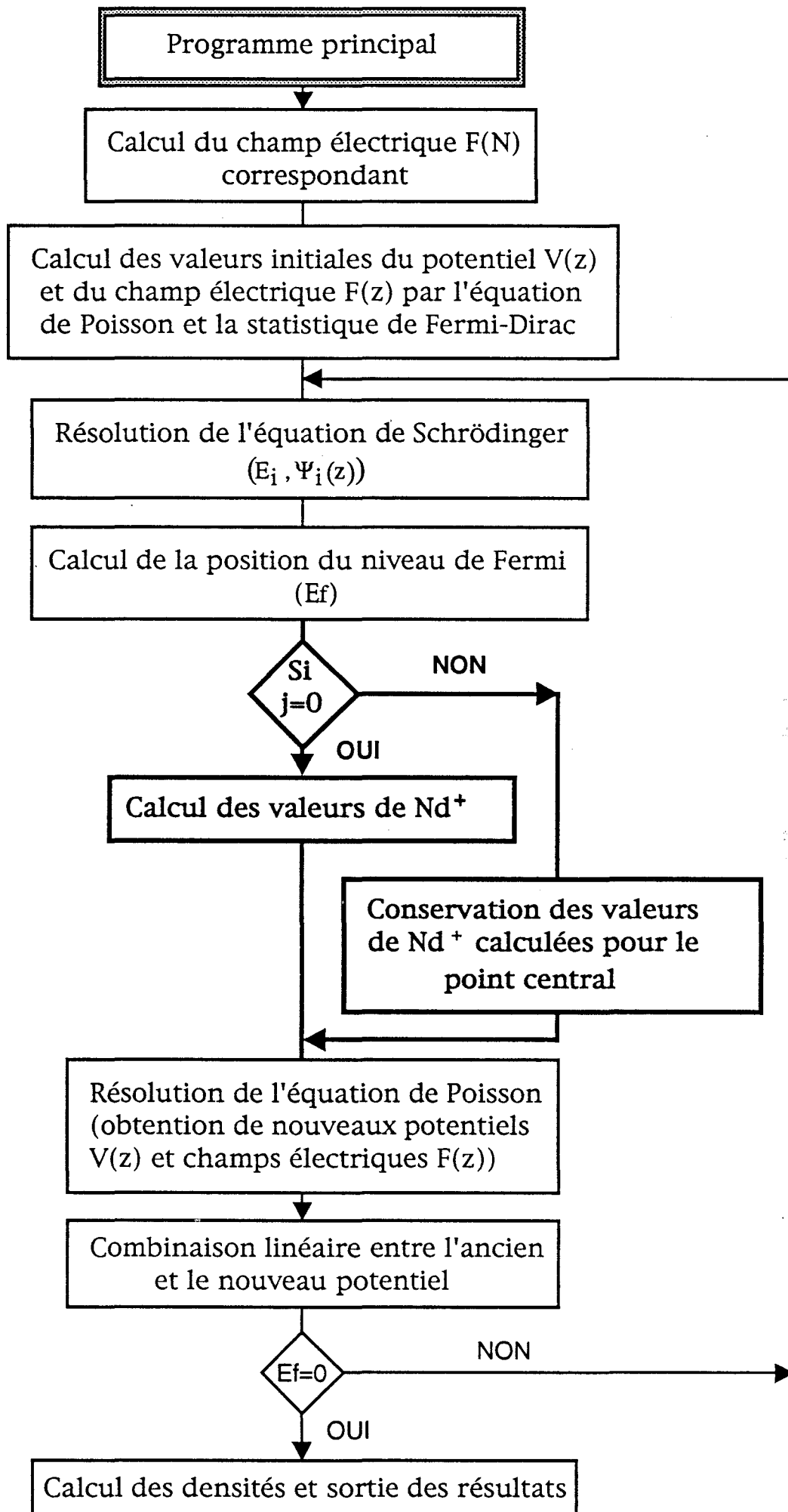


Figure 4: Organigramme de la procédure de résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson pour un point de calcul en régime petit signal.



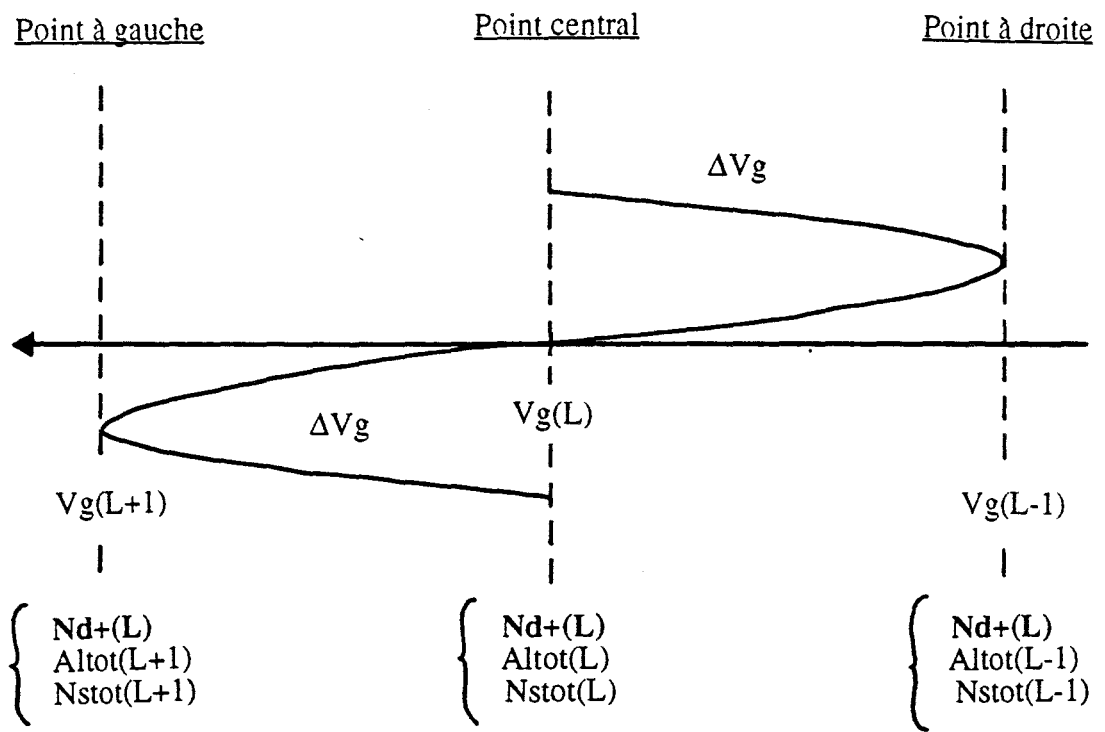


figure 5: Schématisation simplifiée du processus de calcul d'un point d'indice L en régime dynamique petit signal.

grille et très peu celle des différentes charges introduites, et où la variation du champ électrique serait très faible.

- Dans la mesure du possible, nous avons limité nos simulations à des valeurs de tension V_{gs} inférieures à une valeur critique qui dépend de la structure étudiée et qui est généralement de l'ordre de +0,5 V. Cette limite correspond à la tension pour laquelle l'extrémité de la bande de conduction côté grille passe en dessous du bord supérieur de l'hétérojonction. En effet, pour des valeurs supérieures à cette tension critique, la bande de conduction s'incurve à proximité de la grille et descend en dessous du niveau de Fermi qui reste constant dans notre modèle de simulation (figure 3). Il en résulte des concentrations de porteurs importantes se manifestant sur cette figure par un pic non négligeable de la courbe $N_s(z)$ localisé dans la couche d'AlGaAs.

II-1-4: Description du modèle petit signal

Ce modèle est basé sur le même principe que celui évoqué précédemment et son organigramme de fonctionnement général est représenté en figure 4. Il repose sur l'hypothèse suivante:

- La période d'excitation hyperfréquence est toujours beaucoup plus faible que les temps de capture et d'émission sur le niveau donneur E_d . On admet ainsi que le nombre de porteurs piégés reste constant lors de l'excitation.

Comme le montre l'organigramme et la figure 5, une première résolution auto-cohérente des équations de Poisson et de Schrödinger est effectuée. A l'issue de celle-ci, sont disponibles pour chaque tension V_{gs} donnée la valeur de la concentration d'atomes donneurs ionisés, $N_d^+(L)$, et les valeurs de la densité surfacique totale de porteurs libres dans le matériau d'AlGaAs, $Al_{tot}(L)$, et dans le canal conducteur, $N_{s_{tot}}(L)$. Une première décrémentation de la tension V_{gs} est réalisée et les équations sont à nouveau résolues en imposant cette fois à N_d^+ de conserver la valeur calculée au point central L . De nouvelles densités $Al_{tot}(L-1)$ et $N_{s_{tot}}(L-1)$ sont déduites. La tension V_{gs} subit ensuite une incrémentation et les calculs s'effectuent à nouveau avec cette même valeur de N_d^+ . Les dérivées $dN_{s_{tot}}(L)$ et $dAl_{tot}(L)$ sont finalement déduites par simple variation des quantités obtenues aux points $(L-1)$ et $(L+1)$. Ce dernier point $(L+1)$ devient à son tour point central et le processus de calcul recommence.

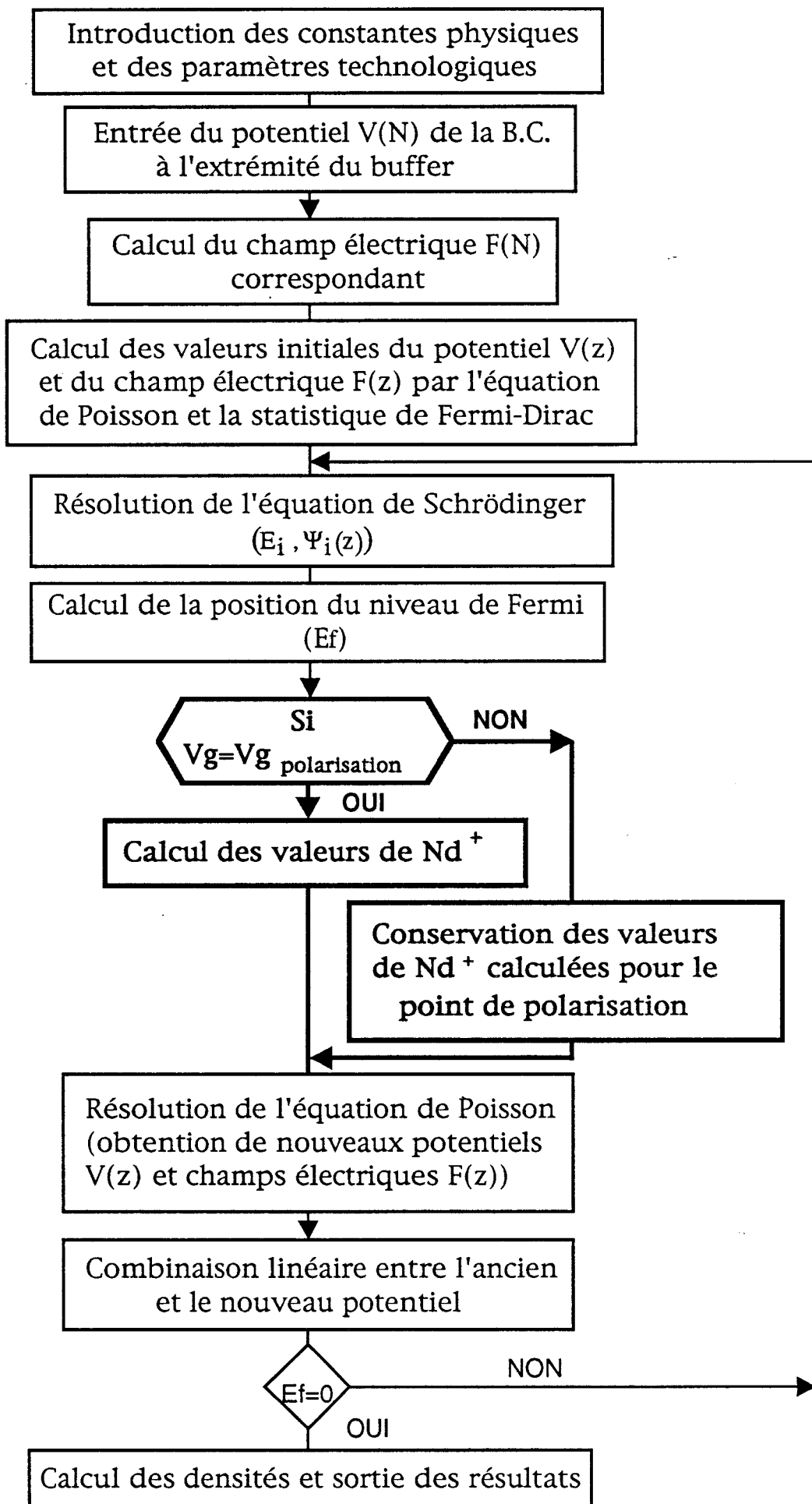


Figure 6: Organigramme de la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson pour un point de calcul en régime grand signal.

Notons que l'incrément sur la tension, ΔV_g , est choisi de l'ordre de 50 mV de sorte que la variation autour du point de polarisation V_{gs} reste dans le domaine du comportement dynamique petit signal.

II-1-5: Description du modèle grand signal

Son organigramme est représenté en figure 6. La première étape consiste à choisir une tension de polarisation statique $V_{g_{pol}}$ à partir de laquelle nous voulons travailler. La valeur de N_d^+ correspondant à $V_{g_{pol}}$ est ensuite mémorisée une fois pour toute, c'est-à-dire qu'elle reste constante lors du balayage de la tension V_{gs} quelque soit la valeur instantanée de celle-ci.

En ce qui concerne la pratique, le processus utilisé dans cette simulation grand signal est comparable à ce qui se passe lors d'un relevé en impulsions du réseau de caractéristiques $I_d(V_{gs}, V_{ds})$ d'un transistor.

II-1-6: Les grandeurs extraites

A l'issue de ces simulations, les grandeurs physiques auxquelles nous nous sommes principalement intéressés sont les densités surfaciques de porteurs libres dans les différentes couches de la structure étudiée. C'est à partir de ces valeurs que nous déduirons des profils de courbes approximant ceux de la transconductance, $G_m(V_{gs}, V_{ds}=0)$, et de la capacité, $C_g(V_{gs}, V_{ds}=0)$.

1°) Extraction des densités surfaciques d'électrons libres

Leur calcul peut s'effectuer de deux façons différentes:

a) Directement à partir des fonctions d'onde:

Cette méthode est valable aussi bien dans les puits de potentiel que dans les couches d'AlGaAs dopées ou non, car, rappelons-le, la résolution de l'équation de Schrödinger est effectuée sur toute l'épaisseur de la structure. Nous pouvons par conséquent écrire:

$$N_{S_{couche}} = \sum_{z \text{ de la couche}} \frac{k.T.m^*}{\pi.\hbar^2} \left(\sum_{\text{sous-bande } i} \ln \left[1 + e^{\left(\frac{E_f - E_i}{k.T} \right)} \right] \cdot |\Psi_i(z)|^2 \right) \cdot \Delta z \quad (2-22)$$

Statique	Quasi-statique (B.F.)	Petit signal (hyper)	Grand signal (hyper)
V_{gpol}	V_{gpol} $\Delta Vg < 50 \text{ mV}$	V_{gpol} $\Delta Vg < 50 \text{ mV}$	V_{gpol} $Vg \text{ instantané}$
$Ns(V_{gpol})$	$\Delta Ns(V_{gpol})$	$\check{\Delta} Ns(V_{gpol})$	$Ns \text{ instantané}(V_{ginst})$
$N_{Al}(V_{gpol})$	$\Delta N_{Al}(V_{gpol})$	$\check{\Delta} N_{Al}(V_{gpol})$	$N_{Al} \text{ instantané}(V_{ginst})$
$Nd^+(V_{gpol})$	$\Delta Nd^+(V_{gpol})$		
$Id(V_{gpol})$	$Gm(V_{gpol})$	$\check{G}m(V_{gpol})$	$Id_{\text{instantané}}(V_{ginst})$
	$Cg(V_{gpol})$	$\check{C}g(V_{gpol})$	$Qg_{\text{instantané}}(V_{ginst})$

Figure 7: Tableau récapitulatif des différentes grandeurs extraites dans les régimes statique et hyperfréquences.

b) A partir du profil du champ électrique:

Il faut pour cela revenir à l'équation de Poisson que l'on met sous la forme:

$$\frac{\Delta E}{\Delta z} = \frac{q}{\epsilon} \cdot \sum_{\substack{z \text{ de la} \\ \text{couche}}} (Nd^+(z) - n(z))$$

Soit, en posant

$$Nd^+ = \sum_{\substack{z \text{ de la} \\ \text{couche}}} Nd^+(z) \cdot \Delta z \quad \text{et} \quad Ns = \sum_{\substack{z \text{ de la} \\ \text{couche}}} n(z) \cdot \Delta z$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Ns_{\text{couche}} = Nd^+ - \frac{\epsilon}{q} \cdot \Delta E, \quad \text{pour les couches dopées} \quad (2-23) \\ Ns_{\text{couche}} = -\frac{\epsilon}{q} \cdot \Delta E, \quad \text{pour les couches non dopées} \quad (2-24) \end{array} \right.$$

avec ΔE , la variation du champ électrique prise aux bords de chaque couche considérée.

Il s'est avéré que ces deux méthodes donnent des résultats identiques pour des valeurs de densité importantes. Nous avons observé cependant quelques divergences lorsque celles-ci atteignent l'ordre de 10^8 cm^{-2} . La méthode par sommation des fonctions d'onde est alors plus précise. On peut noter que cette légère divergence n'altère pas la nature des résultats puisque l'on peut considérer, dans ce cas là, que la couche est entièrement pincée.

2°) Formulation des grandeurs électriques

Ces différentes grandeurs sont résumées dans le tableau de la figure 7.

a) Régime statique

Chaque tension appliquée Vg est une tension de polarisation pour laquelle sont calculées les valeurs de concentration surfacique dans le puits de potentiel, $Ns(Vg_{\text{pol}})$, et dans la couche d'AlGaAs, $N_{Al}(Vg_{\text{pol}})$. La connaissance de ces densités permet de déduire la formulation approchée du courant drain:

$$Id(Vg_{\text{pol}}) = q \cdot Z \cdot [Ns(Vg_{\text{pol}}) \cdot \bar{V}_{\text{puits}} + N_{Al}(Vg_{\text{pol}}) \cdot \bar{V}_{Al}] \quad (2-25)$$

- où:
- \bar{V}_{puits} et \bar{V}_{Al} sont respectivement les vitesses moyennes de déplacement des porteurs libres entre la source et le drain dans le gaz 2D et dans l'AlGaAs.
 - q correspond à la charge de l'électron ($q=1,602 \cdot 10^{-19}$ C).
 - Z représente la largeur de grille du transistor.

b) Régime quasi-statique basse fréquence:

Une variation de la tension de polarisation statique, ΔV_g n'excédant pas 50 mV, induit une variation des densités surfaciques d'électrons libres, $\Delta N_s(V_{g_{\text{pol}}})$ et $\Delta N_{\text{Al}}(V_{g_{\text{pol}}})$, et de la concentration d'atomes donneurs ionisés, $\Delta N_{\text{d}^+}(V_{g_{\text{pol}}})$. Ces quantités donnent accès à des valeurs approximées de transconductance et de capacité de grille.

$$G_m(V_{g_{\text{pol}}}) = \frac{\Delta I_d(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} = q \cdot Z \cdot \left[\frac{\Delta N_s(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} \cdot \bar{V}_{\text{puits}} + \frac{\Delta N_{\text{Al}}(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} \cdot \bar{V}_{\text{Al}} \right] \quad (2-26)$$

$$C_g(V_{g_{\text{pol}}}) = q \cdot Z \cdot L_g \cdot \left[\frac{\Delta N_s(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} + \frac{\Delta N_{\text{Al}}(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} + \frac{\Delta N_{\text{d}^+}(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} \right] \quad (2-27)$$

dans laquelle L_g représente la longueur de grille du composant.

c) Régime petit signal:

Comme précédemment, les variations de concentration sont obtenues après une faible variation de la tension. Cependant, le régime petit signal diffère du cas quasi-statique par le fait que les densités d'atomes ionisés restent constantes lors de chaque variation ΔV_g . Il a été montré qu'à 300° K les temps de capture sur le niveau donneur E_d sont de l'ordre de quelques micro-secondes et que les temps d'émission sont environ de 100 μs [9]. En hyperfréquences, il s'en suit par conséquent l'annulation du terme $\frac{\Delta N_{\text{d}^+}}{\Delta V_g}$ dans la formule (2-27) que l'on écrit:

$$\check{C}_g(V_{g_{\text{pol}}}) = q \cdot Z \cdot L_g \cdot \left[\frac{\Delta \check{N}_s(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} + \frac{\Delta \check{N}_{\text{Al}}(V_{g_{\text{pol}}})}{\Delta V_g} \right] \quad (2-28)$$

d) Régime grand signal:

Les densités d'électrons sont calculées de proche en proche à partir du point de polarisation de manière à obtenir progressivement une large amplitude de la tension

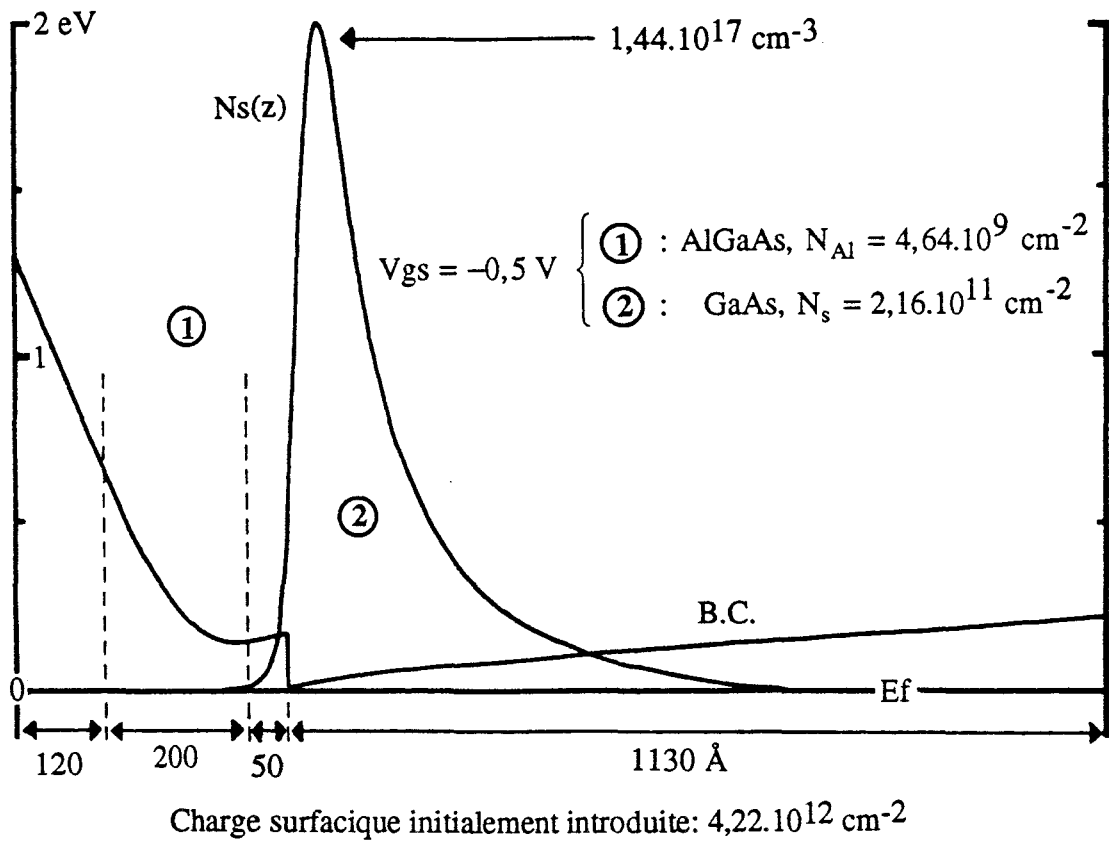


Figure 8-a: Allure de la bande de conduction et répartition de la densité totale de porteurs libres en fonction de la position sous la grille, pour une structure dopée uniformément et polarisée à $V_{gs} = -0,5 \text{ V}$.

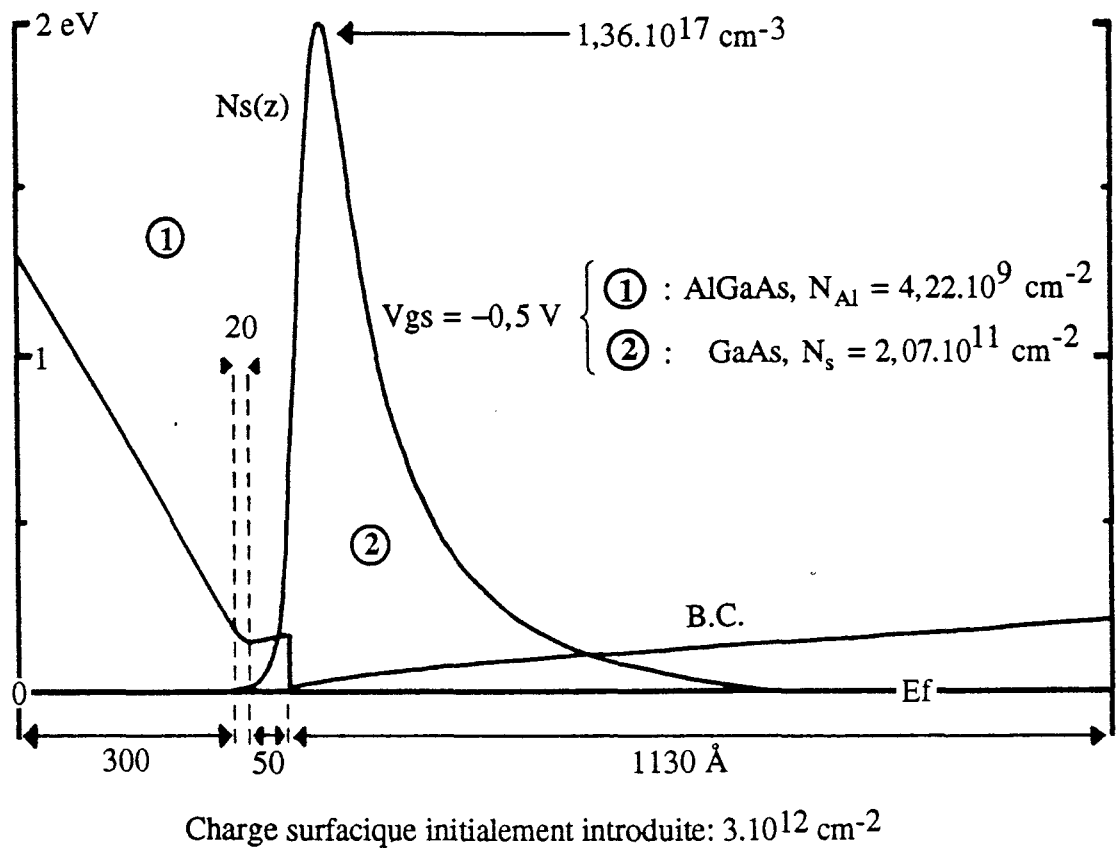
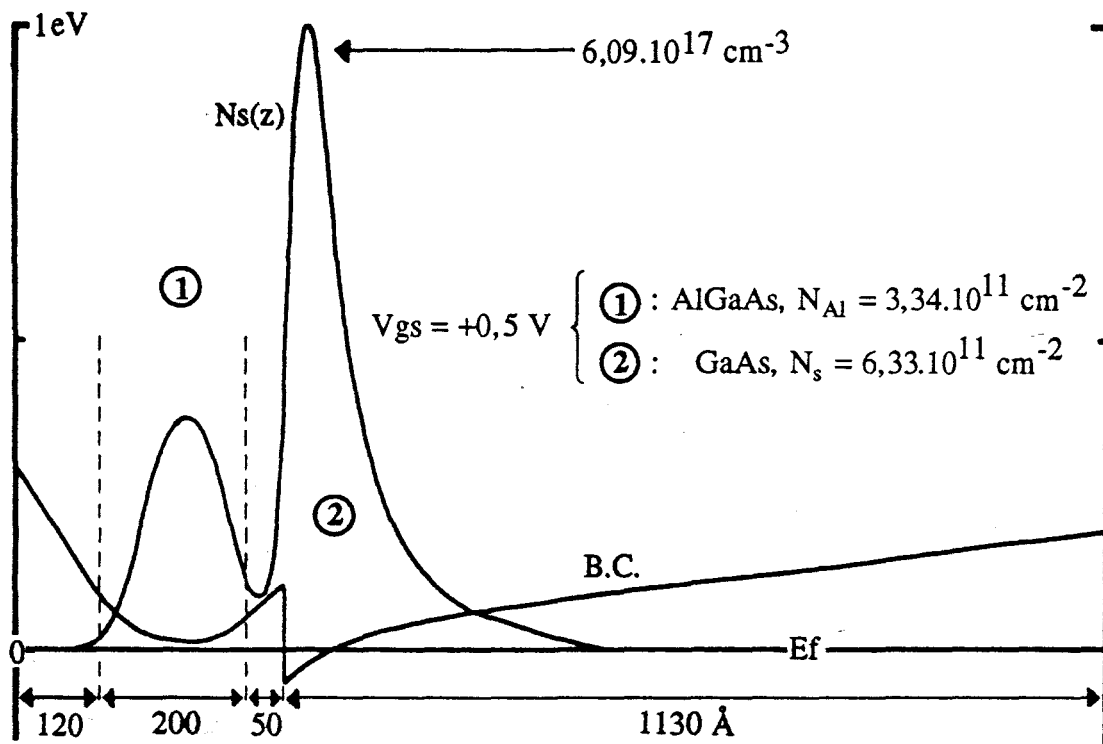
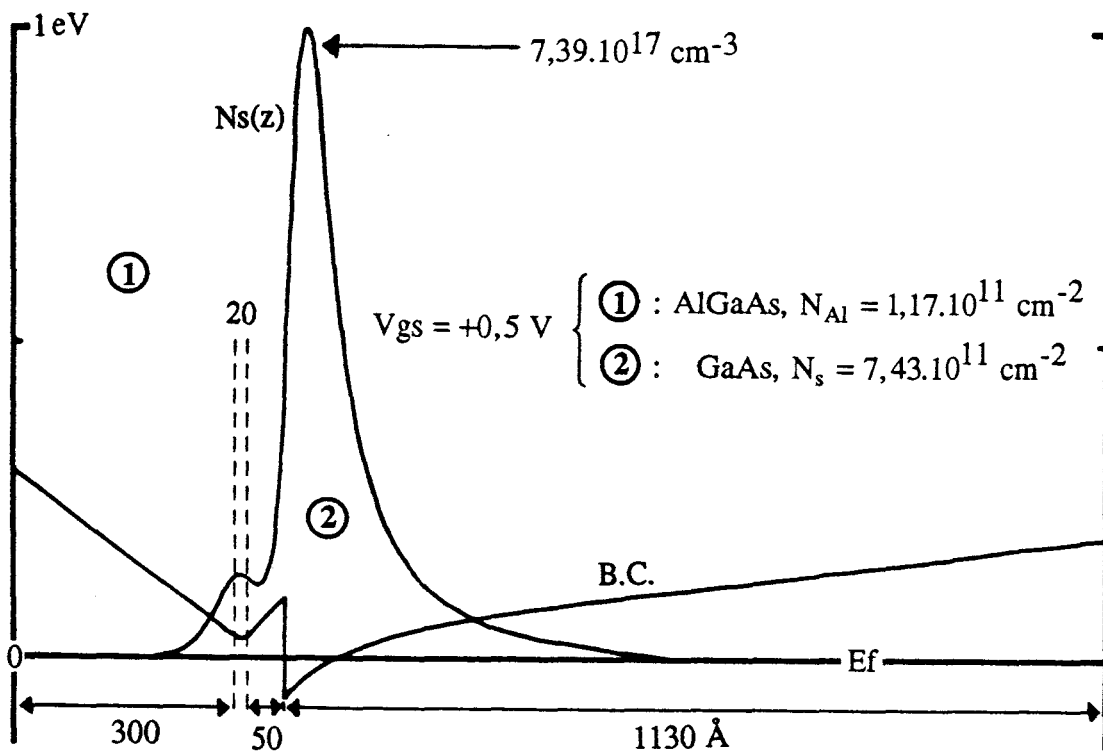


Figure 8-b: Allure de la bande de conduction et répartition de la densité totale de porteurs libres en fonction de la position sous la grille, pour une structure à plan de dopage polarisée à $V_{gs} = -0,5 \text{ V}$.



Charge surfacique initialement introduite: $4,22 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Figure 9-a: Allure de la bande de conduction et répartition de la densité totale de porteurs libres en fonction de la position sous la grille, pour une structure dopée uniformément et polarisée à $V_{gs}=+0,5 \text{ V}$.



Charge surfacique initialement introduite: $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Figure 9-b: Allure de la bande de conduction et répartition de la densité totale de porteurs libres en fonction de la position sous la grille, pour une structure à plan de dopage polarisée à $V_{gs}=+0,5 \text{ V}$.

d'excitation. Pour cette raison, nous pouvons considérer que V_g , N_s et N_{Al} , obtenues dans ces conditions, sont des valeurs instantanées. Les quantités exploitables sont ici le courant drain instantané (2-29) et la charge instantanée sous la grille (2-30).

$$I_{d_{inst.}}(V_{g_{inst.}}) = q \cdot Z \cdot \left[N_{s_{inst.}}(V_{g_{inst.}}) \cdot \bar{V}_{puits} + N_{Al_{inst.}}(V_{g_{inst.}}) \cdot \bar{V}_{Al} \right] \quad (2-29)$$

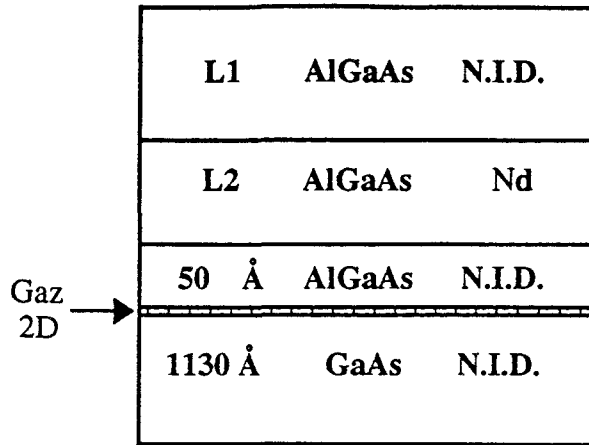
$$Q_{g_{inst.}}(V_{g_{inst.}}) = q \cdot Z \cdot L_g \cdot \left[N_{s_{inst.}}(V_{g_{inst.}}) + N_{Al_{inst.}}(V_{g_{inst.}}) \right] \quad (2-30)$$

II-2: INTERET DE L'UTILISATION DE LA TECHNIQUE DES PLANS DE DOPAGE

En technologie, les plans de dopage sont réalisés par un simple arrêt de croissance. Ils peuvent avoir ainsi une épaisseur d'une à plusieurs monocouches atomiques. L'utilisation du modèle de commande de charge, présenté précédemment, se prête tout particulièrement à la simulation des plans de dopage. En effet, la quantification du plan, due à l'introduction d'une concentration importante de dopant sur une faible épaisseur d'AlGaAs, peut être prise en compte par ce modèle puisque l'équation de Schrödinger est résolue sur l'ensemble des couches, y compris celles dopées. Dans la modélisation, le choix de cette épaisseur doit être judicieux. Elle doit être assez grande de façon à traiter le plan par un nombre de points suffisamment significatif, mais pas trop importante de manière à rester dans les limites du comportement du plan de dopage. Dans nos programmes de simulation, le pas de calcul étant fixé à 2 Å, il nous a paru raisonnable de les modéliser par une fine couche d'AlGaAs de 20 Å fortement dopée.

Nous présentons respectivement sur les figures 8-a et 8-b l'allure de la bande de conduction en fonction de la position sous la grille pour une tension $V_{gs} = -0,5$ V, ainsi que la densité volumique totale de porteurs pour une structure dopée uniformément et une structure à plan de dopage. La même représentation a été faite figures 9-a et 9-b mais cette fois pour une valeur de tension positive, $V_{gs} = +0,5$ V. La quantité de dopant introduite (figure 10) a été choisie de façon à garder pour chaque profil de dopage la même tension de pincement $V_t = -0,75$ V.

Lorsqu'une tension négative est appliquée sur chacun de ces composants (figures 8-a et 8-b), la couche d'AlGaAs est déjà presque déplétée. Pour la structure uniformément dopée, les densités de porteurs libres dans le canal conducteur et dans la couche d'AlGaAs sont sensiblement identiques à celles obtenues avec la structure à plan de dopage:



avec • pour la structure à dopage volumique:

$$L1=120 \text{ \AA}$$

$$L2=200 \text{ \AA}$$

$$Nd=2,11 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$$

• pour la structure à dopage plan:

$$L1=300 \text{ \AA}$$

$$L2=20 \text{ \AA}$$

$$Nd=1,5 \cdot 10^{19} \text{ at/cm}^3$$

Figure 10: Configuration de la structure permettant d'obtenir pour chaque profil de dopage la même tension de pincement ($V_t = -0,75 \text{ V}$).

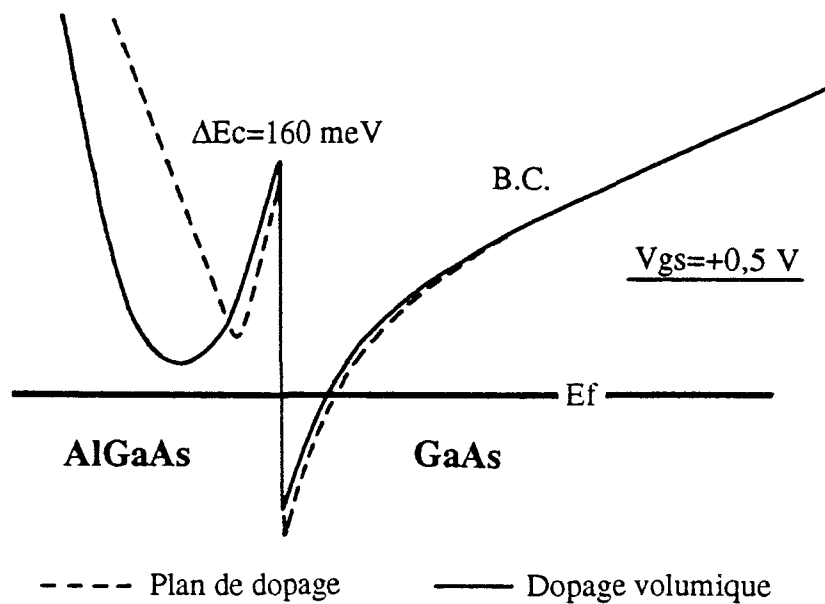


Figure 11: Agrandissement de la partie proche de l'hétérojonction pour les cas de figure 9-a et 9-b.

V_{gs} = -0,5 V	Dopage volumique	Plan de dopage
$N_{Al}(10^9 \text{ cm}^{-2})$	4,64	4,22
$N_s(10^{12} \text{ cm}^{-2})$	0,216	0,207

La principale différence entre ces deux profils de dopage apparaît pour des valeurs de tension positives (figures 9-a et 9-b). Par souci de clarté, nous avons superposé les bandes de conduction obtenues dans chacun des cas et nous avons agrandi en figure 11 la partie proche de l'hétérojonction. La bande de conduction est linéaire dans les zones non dopées et s'incurve dans les parties dopées. Notons que cette courbure est beaucoup plus marquée dans le plan que dans la couche volumique. Ceci s'explique par la forte concentration de charges confinées sur une épaisseur de 20 Å et qui provoque l'apparition d'un puits de potentiel quantifié au sein même du plan. Bien que la discontinuité de bande soit identique dans chaque composant, remarquons également que l'hétérojonction, référencée par rapport au niveau de Fermi, est légèrement plus profonde pour la structure à plan de dopage, et que la pente de la bande de conduction est un peu plus raide du côté du GaAs. Ceci contribue à la fois à améliorer le confinement électronique dans le canal et à réduire le nombre de porteurs libres dans l'AlGaAs. Les valeurs de densité fournies par nos simulations sont reportées dans le tableau ci-dessous et illustrent bien cet effet de confinement.

V_{gs} = +0,5 V	Dopage volumique	Plan de dopage
$N_{Al}(10^{12} \text{ cm}^{-2})$	0,33	0,12
$N_s(10^{12} \text{ cm}^{-2})$	0,63	0,74

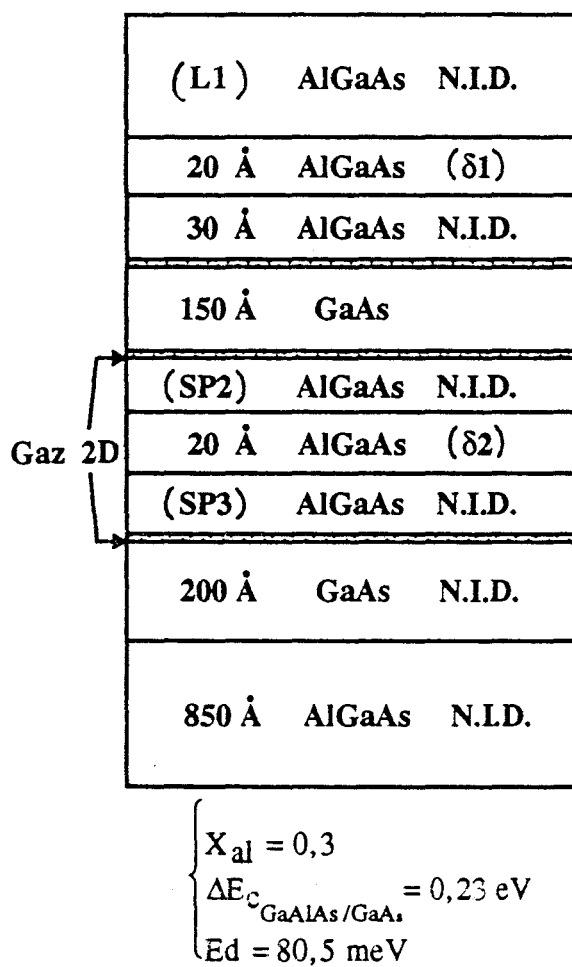
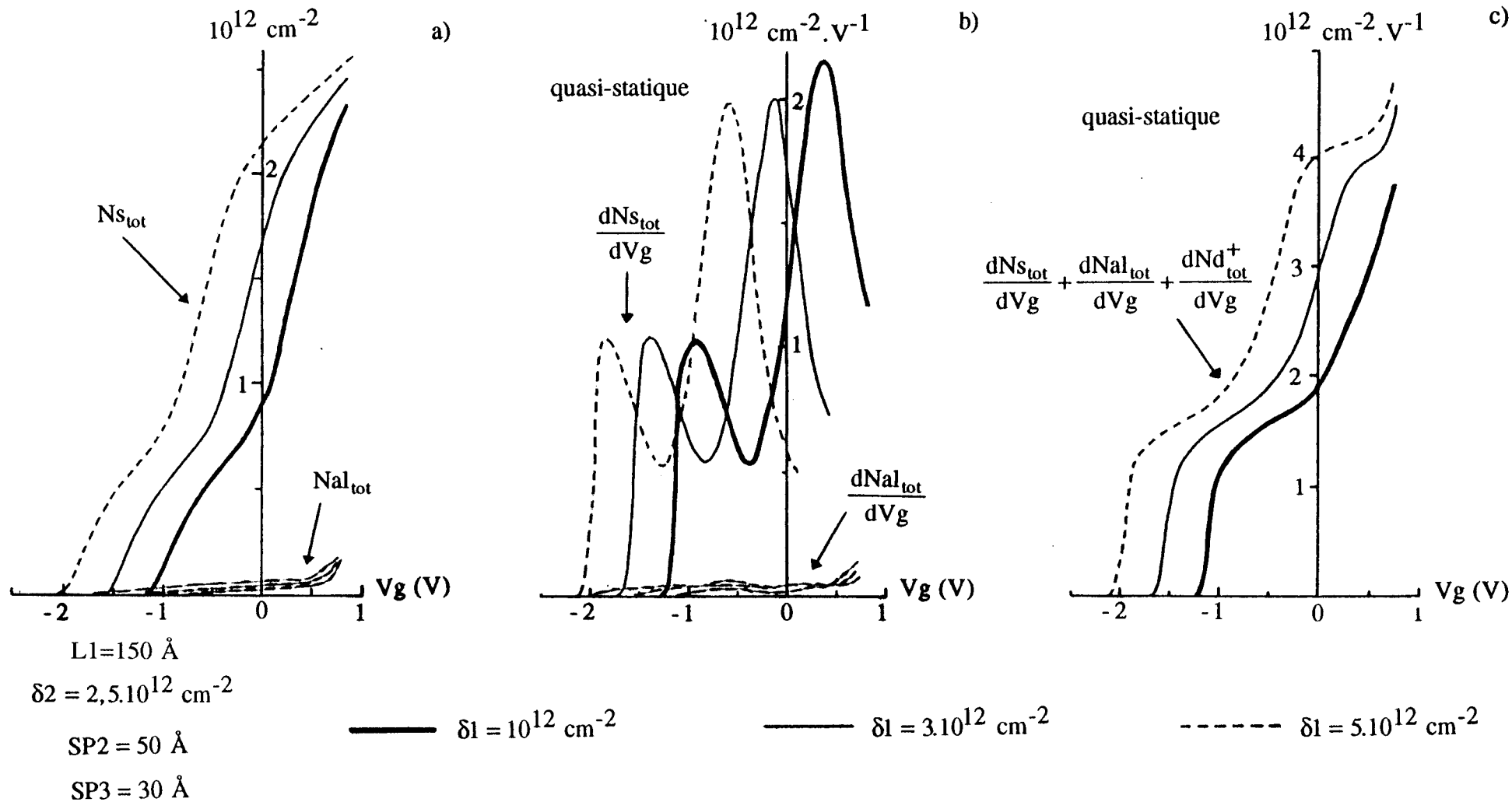


Figure 12: Structure de l'épitaxie choisie pour mettre en évidence l'influence de $\delta 1$, $\delta 2$, SP2, SP3 et L1 sur la non linéarité de G_m^* et de C_g^* .



a) Répartition des densités surfaciques totales de gaz électroniques, $N_{s_{\text{tot}}}$, et de porteurs dans les couches d'AlGaAs, $N_{al_{\text{tot}}}$.

b) Dérivées quasi-statiques de $N_{s_{\text{tot}}}$ et de $N_{al_{\text{tot}}}$ par rapport à la tension de commande V_g .

c) Somme des dérivées quasi-statiques.

Figure 13: Influence de la charge surfacique δ_1 introduite dans le plan de dopage supérieur.

L'augmentation des concentrations surfaciques de porteurs confinés dans le canal, pour une même valeur de tension de pincement, se traduit par de plus grandes valeurs de transconductance. Notons que dans le cas où l'on choisi d'avoir la même charge surfacique plutôt que la même tension de pincement, l'utilisation d'un plan de dopage réduit la distance entre la grille et l'interface. On obtient ainsi une tension de pincement plus faible et un meilleur contrôle du gaz 2D, ce qui contribue également à augmenter un peu la transconductance du composant à plan de dopage.

Ajoutons enfin qu'en raison de sa couche supérieure d'AlGaAs non dopée, le δ -TEGFET peut présenter une tension de claquage du contact Schottky légèrement plus élevée que celle obtenue avec le TEGFET conventionnel [10].

II-3: ETUDES PRELIMINAIRES DE STRUCTURES MULTIPUITS: SENSIBILITE DES PRINCIPAUX PARAMETRES SUR LA NON LINEARITE DE G_m ET DE C_g

II-3-1: Influence de la charge du plan de dopage δ_1

Nous avons choisi de considérer le cas d'une structure à 3 hétérojonctions actives, illustrée sur la [figure 12](#). Ces trois hétérojonctions sont alimentées par les deux plans de dopage δ_1 et δ_2 . Le plan δ_2 est encadré par deux espaceurs SP2 et SP3 constitués chacun par une couche d'AlGaAs non intentionnellement dopée. Le plan supérieur δ_1 est surmonté d'une couche superficielle d'AlGaAs NID d'épaisseur L_1 . Dans ce qui suit, nous étudions successivement la sensibilité de la commande de la structure à ces différents paramètres. Il est à noter que cette première approche est effectuée entièrement dans le régime quasi-statique. Les résultats obtenus après variation de la charge surfacique δ_1 sont superposés en [figure 13](#). On peut observer:

- [figure 13-a](#): la densité surfacique totale de gaz électronique, $N_{s_{tot}}$, résultant de la sommation des gaz confinés dans les deux puits de GaAs, et la densité totale de porteurs provenant de la sommation des électrons libres localisés dans les couches d'AlGaAs, $N_{Al_{tot}}$.
- [figure 13-b](#): les dérivées quasi-statiques de $N_{s_{tot}}$ et $N_{Al_{tot}}$ par rapport à la tension de commande V_g .
- [figure 13-c](#): la sommation des dérivées quasi-statiques de $N_{s_{tot}}$, $N_{Al_{tot}}$ et de $N_d^+_{tot}$.

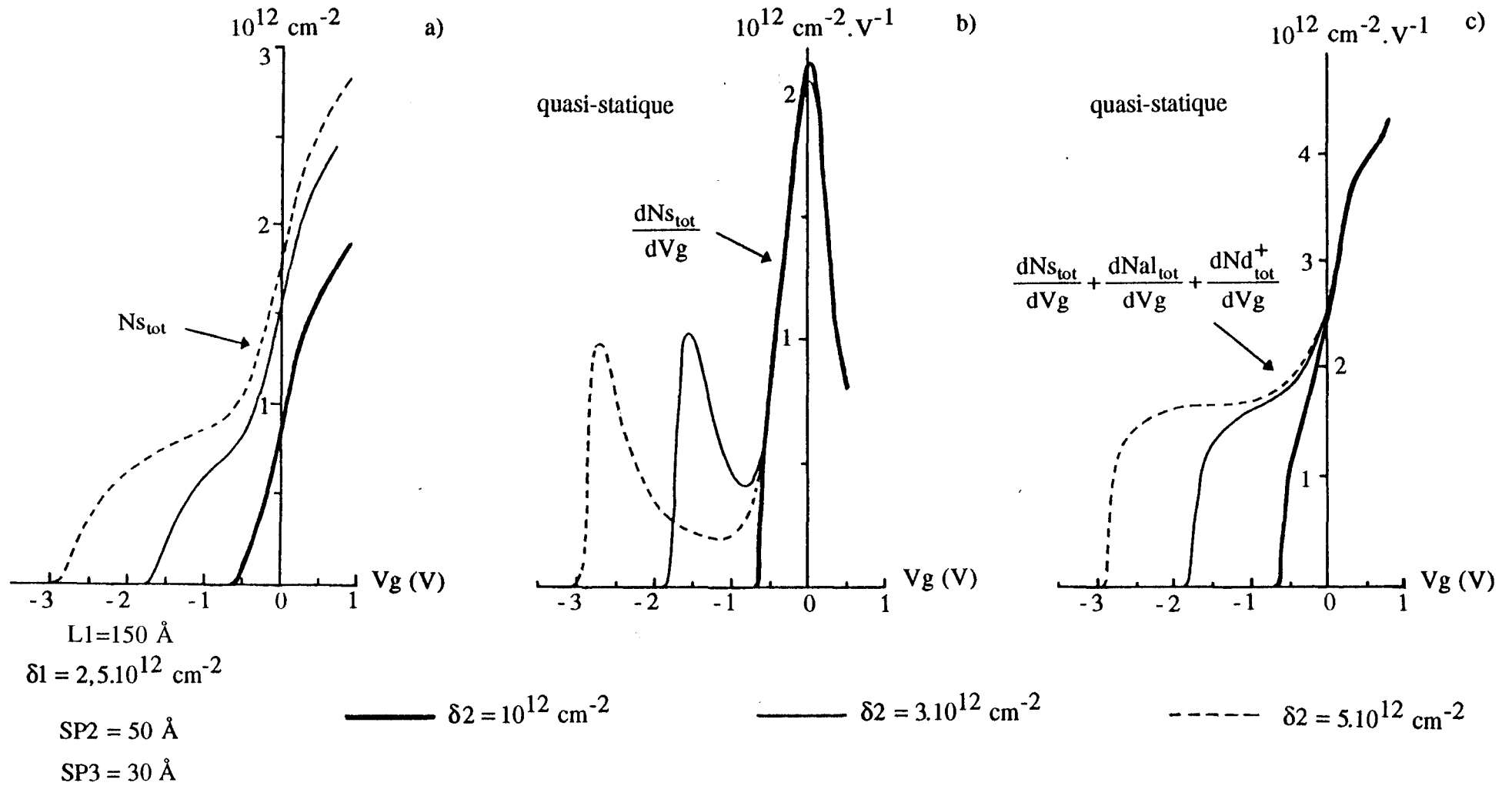


Figure 14: Influence de la charge surfacique δ_2 introduite dans le plan de dopage inférieure.

Notons tout d'abord la faible concentration d'électrons circulant dans les couches d'AlGaAs. La majorité des porteurs se trouve confinée dans l'ensemble des puits quantiques (figure 13-a). De ce fait, puisque généralement la vitesse moyenne électronique dans le matériau AlGaAs est bien plus faible que dans le GaAs ($\bar{v}_{\text{AlGaAs}} = \frac{1}{3}$ à $\frac{1}{4} \cdot \bar{v}_{\text{GaAs}}$), le profil de $\frac{dN_{s_{\text{tot}}}}{dV_g}$ peut être assimilé en première approximation à l'allure de la transconductance G_m que nous appellerons par la suite G_m^* . De même, à un coefficient multiplicatif près, $\frac{d}{dV_g}(N_{s_{\text{tot}}} + N_{\text{Al}_{\text{tot}}} + N_{\text{d}^+_{\text{tot}}})$ représente l'évolution de la capacité de grille quasi-statique que nous noterons C_g^* . Dorénavant, dans la mesure où les valeurs de $N_{\text{Al}_{\text{tot}}}$ et de sa dérivée seront aussi négligeables que dans le cas présent, elles ne seront plus reportées sur les graphiques.

L'augmentation de la charge dans le plan de dopage supérieur n'a aucune influence sur la non linéarité de G_m^* (figure 13-b). Elle provoque seulement dans les trois cas de figure la translation du motif principal vers les tensions de grille négatives. Une différence notable est cependant observée en ce qui concerne C_g^* lorsqu'on atteint la polarisation directe (figure 13-c): les profils présentent alors des aspects distincts liés aux différences de variation de la charge des donneurs ionisés. En conclusion, nous voyons que le paramètre $\delta 1$ permet essentiellement de jouer sur la valeur de tension de pincement du composant.

II-3-2: Influence de la charge du plan de dopage $\delta 2$

Ce cas est intéressant puisqu'il permet de sculpter la transconductance (figure 14-b). Pour une certaine valeur de $\delta 2$ comprise entre 1 et $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, une vallée accompagnée d'un second pic de transconductance apparaît. La profondeur de cette vallée dépend notamment de la quantité de charges introduite dans le plan de dopage inférieur. Par ailleurs, celle-ci ne modifie pas l'amplitude des deux pics. Notons enfin que la capacité C_g^* présente une non linéarité plus forte pour les valeurs importantes de $\delta 2$ (figure 14-c).

II-3-3: Influence de SP2

Plus l'épaisseur SP2 est grande, plus les deux puits de potentiel sont découplés (figure 12). Le plan de dopage inférieur est également plus éloigné du premier canal. Ces deux effets accentuent la non linéarité de la commande de charge $N_{s_{\text{tot}}}(V_g)$ (figure 15-a). Ce même phénomène se retrouve sur les allures correspondantes de G_m^* (figure 15-b) et de C_g^* (figure 15-c). On peut observer sur l'évolution de $G_m^*(V_g)$ que la vallée de transconductance et le second pic descendent à mesure que SP2 augmente. Cependant, la dénivellation entre ce pic et

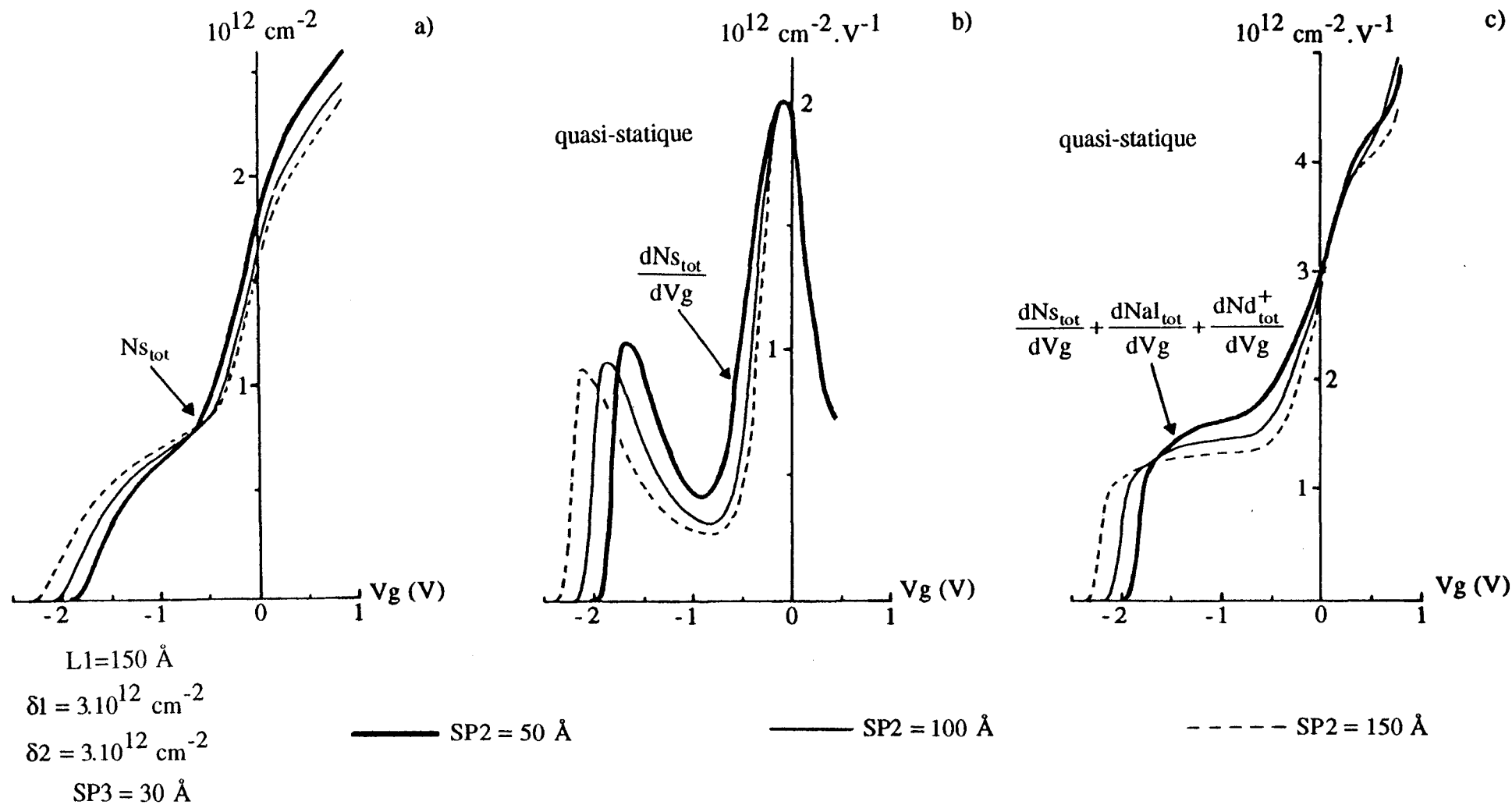


Figure 15: Influence de l'épaisseur du "spacer" central SP2 (découplage des 2 puits et éloignement du plan de dopage inférieur).

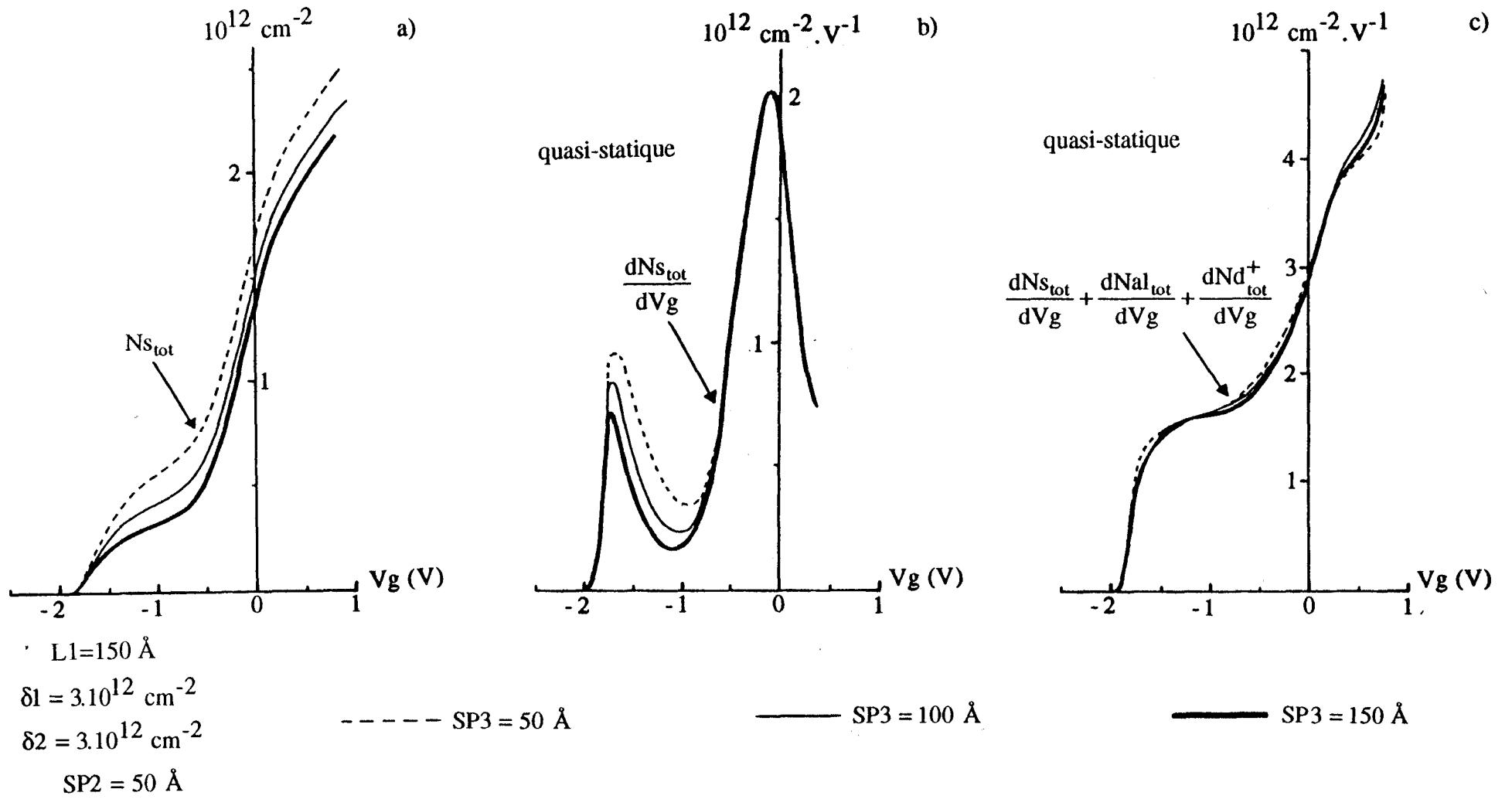


Figure 16: Influence de l'épaisseur du "spacer" le plus profond SP3 (simple découplage des 2 puits).

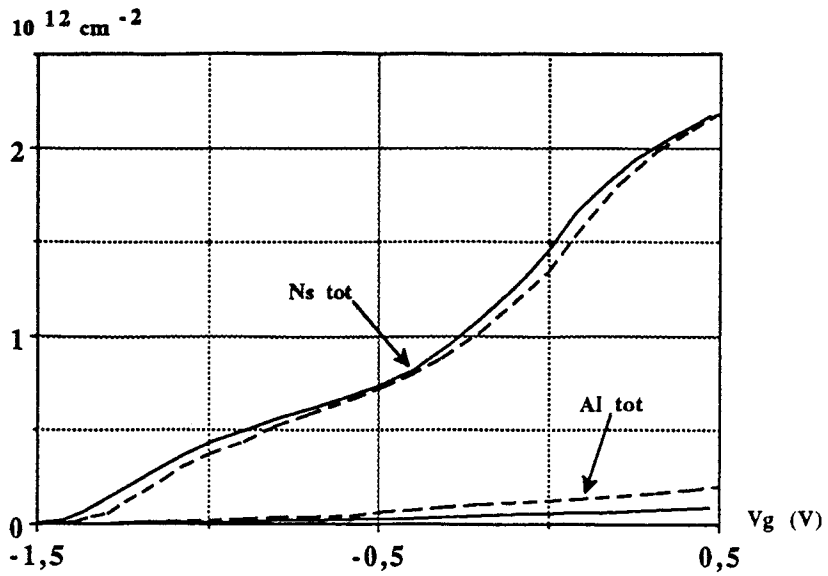


Figure 17-a: Influence du pourcentage d'aluminium, x_{Al} , sur le contrôle de charge $N_s(V_g)$ d'une structure multipuits AlGaAs/GaAs.

$$\begin{array}{l}
 \text{---} : \begin{cases} x_{Al} = 0,22 \\ \Delta E_{c_{AlGaAs/GaAs}} = 160 \text{ meV} \\ E_d = 6,25 \text{ meV} \end{cases}
 \end{array}
 \qquad
 \begin{array}{l}
 \text{---} : \begin{cases} x_{Al} = 0,3 \\ \Delta E_{c_{AlGaAs/GaAs}} = 230 \text{ meV} \\ E_d = 80,5 \text{ meV} \end{cases}
 \end{array}$$

$$SP2 = 50 \text{ \AA}, SP3 = 30 \text{ \AA}, \delta_1 = \delta_2 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

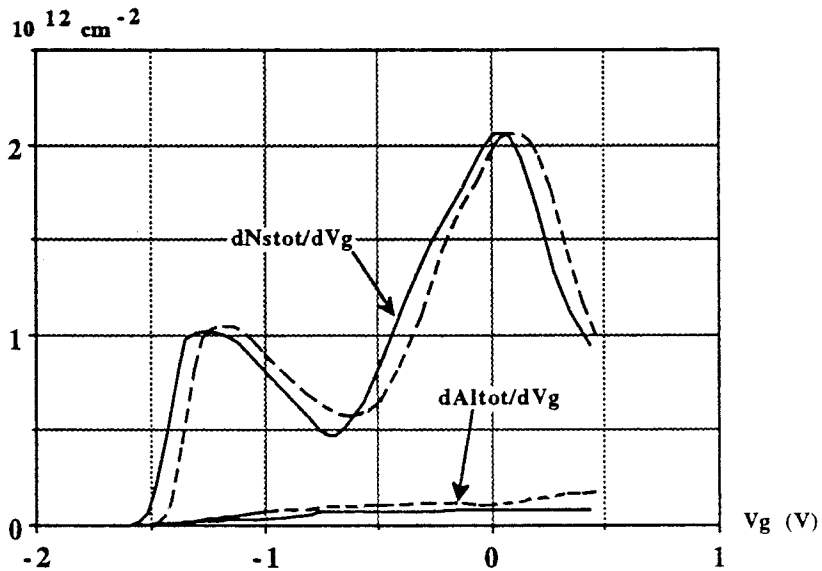


Figure 17-b: Influence de x_{Al} sur la non linéarité du profil de $G_m^*(V_g)$.

le bas de la vallée demeure sensiblement constante. On remarque également que cette descente commence à se stabiliser pour des épaisseurs atteignant 100 Å.

II-3-4: Influence de SP3

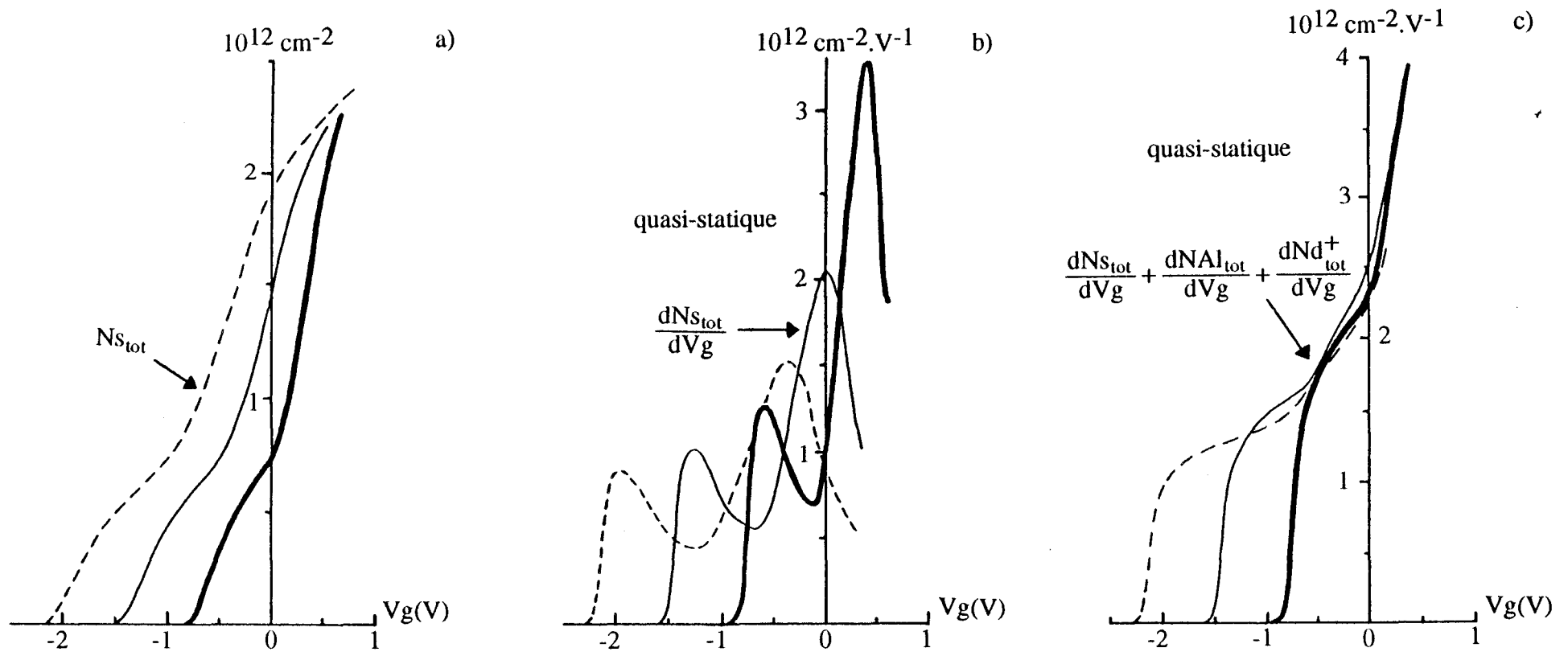
Un simple découplage des deux puits quantiques provoque l'éloignement de la 3^{ème} hétérojonction (figure 12). Les quantités de charges confinées dans ce canal sont, par conséquent, nettement plus faibles. En outre, la tension de pincement de la structure reste identique quel que soit l'épaisseur SP3 introduite (figure 16-a) car les couches les plus profondes sont non intentionnellement dopées. Bien que la non linéarité du contrôle de charge global de la structure s'accroisse lorsqu'on augmente SP3, la vallée de transconductance et le 2^{ème} pic s'amenuisent (figure 16-b). Ils tendraient même à disparaître complètement si on augmentait davantage cette épaisseur et linéariseraient finalement le profil de G_m^* , ce qui n'est pas le but recherché dans cette étude.

Remarque: Dans les deux cas précédents, nous avons délibérément augmenté de façon importante les épaisseurs des espaceurs SP2 et SP3. Ceci a eu pour objet de bien mettre en évidence le rôle que peuvent jouer ces deux paramètres sur la non linéarité présentée par les profils $G_m^*(V_g)$ et $C_g^*(V_g)$. Dans la suite du mémoire, nous nous limiterons cependant à l'utilisation d'épaisseurs de l'ordre de 30 ou 50 Å de manière à conserver une commande efficace de la troisième hétérojonction.

II-3-5: Influence du pourcentage x_{Al} d'aluminium

Nous avons repris la structure AlGaAs/GaAs de la figure 12 en fixant SP2 à 50 Å et SP3 à 30 Å. La même charge $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ a été introduite dans chaque plan de dopage. Seule la composition x_{Al} de l'alliage a été modifiée. Nous avons reporté figure 17-a et b les contrôles de charge obtenus ainsi que leurs dérivées dans les cas où $x_{Al}=0,22$ et $x_{Al}=0,3$.

L'utilisation d'un alliage AlGaAs moins riche en aluminium a deux principaux effets. Tout d'abord, la valeur d'énergie du niveau donneur, référencée par rapport au bas de la bande de conduction, diminue considérablement ($E_{d22} = 6,25 \text{ meV}$ contre $E_{d30} = 80,5 \text{ meV}$). Ceci entraîne un piégeage moins important des électrons qui peuvent participer à la conduction. A faible x_{Al} , la discontinuité de la bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux s'affaiblit également ($\Delta E_{c22} = 160 \text{ meV}$ contre $\Delta E_{c30} = 230 \text{ meV}$). Les électrons libres étant moins confinés dans les puits de potentiel, la densité dans l'ensemble des canaux est plus faible et



$$\delta_1 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

$$\delta_2 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

$$SP_2 = 50 \text{ \AA}$$

$$SP_3 = 30 \text{ \AA}$$

— $L_1 = 50 \text{ \AA}$

— $L_1 = 150 \text{ \AA}$

- - - $L_1 = 250 \text{ \AA}$

figure 18: Influence de l'épaisseur superficielle d'AlGaAs, L_1 .

le pincement intervient à une tension V_g légèrement inférieure. C'est ce que l'on peut observer sur la [figure 17-a](#) avec une différence perceptible aux tensions $-0,5$ V et $+0,5$ V.

Les variations de charge correspondantes portées sur la [figure 17-b](#) indiquent une légère accentuation de la non linéarité pour d'importantes concentrations d'aluminium. En conclusion, il semblerait que, dans la gamme $[0,22;0,3]$, le pourcentage x_{Al} ne semble jouer qu'un rôle relativement minime.

II-3-6: Influence de l'épaisseur superficielle d'AlGaAs, L_1

Nous avons fixé pour cela SP2 et SP3 respectivement à 50 et 30 Å. La charge introduite dans les plans est toujours égale à $2,5 \cdot 10^{12}$ cm⁻². On remarque que plus l'épaisseur L_1 de la couche d'AlGaAs sous la grille est faible, plus la tension de pincement de chaque canal conducteur diminue. Pour une même charge de dopant, on constate que la valeur maximale atteinte par la densité N_s est peu dépendante de L_1 . Il en ressort que la diminution de L_1 améliore le contrôle de charge dans chaque puits quantique ([figure 18-a](#)). Cela se traduit en terme de variation par une amplitude plus importante des 2 pics de G_m^* ([figure 18-b](#)). L'élévation du premier pic est néanmoins beaucoup plus marquée que celle du deuxième pic. De plus, l'écart $|V_{p_{Ns1}} - V_{p_{Ns2}}|$ entre le pincement des 2 canaux se réduit légèrement et provoque ainsi la remontée de la vallée de G_m^* . La dénivellation entre le bas de cette vallée et le maximum du second pic augmente légèrement. Malgré les avantages potentiels qui semblent liés à une faible valeur de L_1 , il est cependant préférable de travailler avec une épaisseur minimale d'AlGaAs de 150 Å de sorte à obtenir une bonne tension de claquage du composant. Remarquons enfin que plus l'épaisseur superficielle d'AlGaAs est importante, plus la non linéarité du profil de C_g^* s'accroît ([figure 18-c](#)).

L'étude que nous venons de réaliser est importante pour la suite de ce mémoire. En effet, il se peut que pour certains composants réalisés, la tension de pincement mesurée ne corresponde pas tout à fait à celle indiquée par nos simulations. Ce désaccord peut avoir deux origines:

- la valeur V_b de la barrière de potentiel du contact Schottky de grille est constante et fixée dans nos simulations à $+0,8$ V, alors que, dans la réalité, cette valeur peut fluctuer d'une série de composants à une autre.
- la couche de GaAs dopée que l'on dépose en surface pour améliorer les résistances d'accès est attaquée par une solution chimique ou par un plasma sélectif, de manière à pouvoir déposer le contact métallique de

grille. Dans le cas de l'attaque chimique, pour être sûr que la couche superficielle de GaAs a bien disparue, on est souvent amené à attaquer légèrement la couche d'AlGaAs NID se trouvant juste en-dessous. La connaissance de l'épaisseur restant intacte demeure peu précise et cela peut constituer une source d'erreur lors de la comparaison entre la tension de pincement mesurée et celle prévue par la simulation. L'épaisseur effective de la couche d'AlGaAs sous la grille peut alors être calculée simplement à partir de la tension de pincement mesurée et de la carte de champ électrique du composant lorsqu'il est pincé. Dans le cas de l'attaque plasma, celle-ci s'arrête à l'interface GaAs n^{++} /AlGaAs NID, ce qui permet une bonne maîtrise de la tension de pincement du composant. Notons que ces deux techniques ont été utilisées lors de la réalisation de nos transistors [11].

CONCLUSION

Le modèle de contrôle de charge que nous venons d'étudier nous permet, dès à présent, de prévoir les comportements statique, quasi-statique et dynamique petit-et-grand signal de toute structure multipuits à plan de dopage, aussi bien dans le système AlGaAs/GaAs que dans le système AlGaAs/InGaAs.

Une étude préliminaire a été faite avec ce modèle sur une structure à 3 hétérojonctions alimentées par 2 plans de dopage. Un élément essentiel ressort de cette étude: la charge $\delta 2$ introduite dans le plan le plus profond semble être le paramètre le plus influent sur la non linéarité présentée par le composant. Cet élément sera étudié plus en détail par la suite.

Cette première approche a été basée exclusivement sur les fonctionnements statique et quasi-statique. Comme il apparaîtra dans le chapitre suivant, des divergences importantes sont apparues entre le comportement dynamique prévu par la simulation et le comportement du composant mesuré aux hyperfréquences. Ceci fera l'objet d'une étude particulière dans le chapitre III.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] "Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ: structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel."
A. Cappy.
Thèse d'état - Lille, décembre 1986.
- [2] "Etude théorique des couches actives AlGaAs/InGaAs/GaAs à l'aide d'un modèle de résolution autocohérente des équations de Schrödinger et de Poisson."
J. Alamkan.
Thèse de 3^o cycle, Lille, février 1993.
- [3] "Croissance par épitaxie par jets moléculaires de structures contraintes GaInAs sur substrat GaAs; réalisation et caractérisation de HEMT's pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs/GaAs."
Y. Cordier.
Thèse de 3^o cycle, Lille, février 1992.
- [4] "Transistors et circuits hyperfréquences de puissance: état de l'art et perspectives."
Pons - Brière.
- [5] "Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries."
S. Adachi.
J. Appl. Phys. 53 (12), December 1982.
- [6] "Optical investigation of a new type of valence-band configuration in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs strained superlattices."
J.-Y. Marzin, M. N. Charasse, B. Sermage.
Phys. Rev. B, Vol. 31, n^o 12, June 1985.
- [7] "Effect of mismatch strain on bandgap in III-V semiconductors."
C. P. Kuo, S. K. Vong, R. M. Cohen, G. B. Stringfellow.
J. Appl. Phys. 57 (12), June 1985.
- [8] "Modelling of pseudomorphic AlGaAs/GaInAs/GaAs layers using selfconsistent approach."
J. Alamkan, H. Happy, Y. Cordier, A. Cappy.
European Transactions on Telecommunications and Related Technologies
Vol. I, n^o 4, July - August 1990.

- [9] "Shallow and deep donors in direct-gap n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Si grown by molecular-beam epitaxy."
E. F. Schubert, K. Ploog.
Phys. Rev. B, Vol. 30, n° 12, December 1984.
- [10] "Investigation of influence of DX centers on HEMT operation at room temperature."
P. Godts, E. Constant, J. Zimmermann, D. Depreeuw.
Electronics Letters, Vol. 24, n° 15, July 1988.
- [11] "Etude de procédés de gravure de l'emplacement de la grille pour des transistors à effet de champ hyperfréquences de puissance."
Y. Borgeaud.
DEA, Lille, septembre 1992.

CHAPITRE III:

**ANALYSE THEORIQUE ET
EXPERIMENTALE DE STRUCTURES
NON LINEAIRES**

INTRODUCTION

Au cours de toute l'étude réalisée sur les structures multipuits, nous avons essayé de prévoir et de comprendre le comportement réel des transistors en utilisant alternativement les approches théorique et expérimentale. C'est cette démarche que nous présentons dans ce 3^{ème} chapitre. Une douzaine d'épitaxies et plus de vingt-cinq séries de transistors ont été réalisées. Elles sont répertoriées en annexe, pages 78 et 79. Il nous a fallu opérer un choix parmi celles-ci et parmi les nombreuses simulations que nous avons effectuées. Notre présentation a été décomposée en trois grandes classes de composants:

- les structures AlGaAs/GaAs faiblement ou moyennement dopées
- les structures AlGaAs/GaAs fortement dopées
- les structures particulières

Précisons que l'analyse présentée ici est essentiellement qualitative. Il n'a pas été dans nos intentions de vouloir quantifier absolument les phénomènes observés, mais plutôt de les comprendre et d'en dégager certaines tendances.

III-1: STRUCTURES AlGaAs/GaAs FAIBLEMENT OU MOYENNEMENT DOPEES

III-1-1: Présentation technologique

1°) Méthode de croissance utilisée:

Les composants ont été réalisés au laboratoire par la technique d'Épitaxie par Jets Moléculaires (E.J.M., ou M.B.E. en anglais), dans un bâti RIBER 2300 sous ultra-vide ($P < 10^{-10}$ Torr), sur un substrat de diamètre 2 pouces, soit 5,08 cm. Elle consiste à envoyer, selon le cas, un ou plusieurs flux atomiques d'éléments évaporés à la surface d'un substrat de GaAs chauffé. La méthode dite "des trois températures": ($T_{\text{élément V (As)}} < T_{\text{substrat}} < T_{\text{élément III à déposer}}$) doit être utilisée pour obtenir une bonne croissance des matériaux. L'arsenic étant très volatile, on travaille toujours avec un excès d'élément As de manière à éviter ses déperditions et à maintenir dans la chambre de croissance une pression résiduelle suffisante. De plus, la température du substrat doit être suffisamment importante pour vaporiser l'arsenic qui se condenserait à sa surface. Elle doit être néanmoins plus faible que la température de l'élément III à déposer de façon à assurer une bonne condensation de ce matériau sur le substrat. La vitesse de

STRUCTURES AlGaAs/GaAs FAIBLEMENT OU MOYENNEMENT DOPEES

	150 Å	GaAs	3.10^{18} at/cm ³	
	200 Å	AlGaAs	30%	NID
Si		$\delta 1 = 2.5.10^{12}$ cm ⁻²		
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	150 Å	GaAs		NID
	50 Å	AlGaAs	30%	NID
Si		$\delta 2 = 0.8.10^{12}$ cm ⁻²		
	500 Å	AlGaAs	30%	NID
	1000 Å	GaAs/AlGaAs	30%	NID
	5800 Å	GaAs	Tampon	NID

Super-réseau

Figure 1-a: Epitaxie du transistor 390 T
(Wg=100 µm, Lg=1 µm).

	800 Å	GaAs	3.10^{18} at/cm ³	
	200 Å	AlGaAs	30%	NID
Si		$\delta 1 = 2.5.10^{12}$ cm ⁻²		
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	150 Å	GaAs		NID
	50 Å	AlGaAs	30%	NID
Si		$\delta 2 = 1.5.10^{12}$ cm ⁻²		
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	200 Å	GaAs		NID
	1500 Å	AlGaAs/GaAs	30%	NID
	5800 Å	GaAs	Tampon	NID

Super-réseau

Figure 2-a: Epitaxie du transistor 389 T
(Wg=100 µm, Lg=0,35 µm).

	700 Å	GaAs	2.10^{18} at/cm ³	
	300 Å	AlGaAs	30%	NID
Si		$\delta 1 = 2.5.10^{12}$ cm ⁻²		
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	150 Å	GaAs		NID
	50 Å	AlGaAs	30%	NID
Si		$\delta 2 = 3.10^{12}$ cm ⁻²		
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	200 Å	GaAs		NID
	1500 Å	AlGaAs	30%	NID
	5800 Å	GaAs	Tampon	NID

Tampon

Figure 3-a: Epitaxie du transistor 426 T-1
(Wg=150 µm, Lg=0,4 µm).

	150 Å	AlGaAs	30%	NID
δ1	20 Å	AlGaAs	30%	$1.25.10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	150 Å	GaAs		NID
	50 Å	AlGaAs	30%	NID
δ2	20 Å	AlGaAs	30%	4.10^{18} at/cm ³
	1080 Å	AlGaAs	30%	Tampon NID

($x_{Al}=0,3$ $\Delta E_c=0,23$ eV $E_d=80,5$ meV)

Figure 1-b: Structure simulée du 390 T.

	150 Å	AlGaAs	30%	NID
δ1	20 Å	AlGaAs	30%	$1.25.10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	150 Å	GaAs		NID
	50 Å	AlGaAs	30%	NID
δ2	20 Å	AlGaAs	30%	$7,5.10^{18}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	200 Å	GaAs		NID
	850 Å	AlGaAs	30%	Tampon NID

($x_{Al}=0,3$ $\Delta E_c=0,23$ eV $E_d=80,5$ meV)

Figure 2-b: Structure simulée du 389 T.

	150 Å	AlGaAs	30%	NID
δ1	20 Å	AlGaAs	30%	$1.25.10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	150 Å	GaAs		NID
	50 Å	AlGaAs	30%	NID
δ2	20 Å	AlGaAs	30%	$1,5.10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	200 Å	GaAs		NID
	850 Å	AlGaAs	30%	Tampon NID

($x_{Al}=0,3$ $\Delta E_c=0,23$ eV $E_d=80,5$ meV)

Figure 3-b: Structure simulée du 426 T-1.

croissance de la couche est contrôlée par la température T_{III} . Cette technique d'Épitaxie par Jet Moléculaire présente plusieurs avantages:

- Elle offre la possibilité de déposer sur de grandes surfaces des couches de grande pureté et de très bonne uniformité.
- Le contrôle du dopage incorporé et de l'épaisseur est précis (un dépôt de quelques monocouches atomiques peut même être effectué).
- Elle permet de réaliser des profils de dopage très variés (volumique, pulsé, planaire).
- Le contrôle de la qualité des interfaces peut être effectué pendant la croissance par une analyse statique basée sur la diffraction d'électrons à haute énergie en réflexion (R.H.E.E.D.). Celle-ci consiste à envoyer en incidence rasante un faisceau d'électrons à haute énergie sur la surface de croissance. L'observation des taches de diffraction sur un écran informe de la qualité de cette surface.
- Une analyse dynamique du Rheed permet de contrôler une à une la croissance des couches. Elle repose sur l'évolution au cours du temps de l'intensité de la tache spéculaire de diffraction. La vitesse de croissance peut être déterminée par la mesure de la période d'oscillation.

La technique d'Épitaxie par Jet Moléculaire présente néanmoins l'inconvénient majeur d'être un procédé très coûteux.

2°) Description des épitaxies:

Les premières réalisations technologiques ont été effectuées avec des dopages n'excédant pas $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Parmi celles-ci, nous avons retenu trois épitaxies qui nous ont semblé les plus significatives. Elles sont représentées sur les figures 1, 2 et 3. La première d'entre elles ne comporte qu'un seul puits GaAs et nous a servi de référence.

a) Composant 390 T:

Le composant 390 T, illustré en figure 1-a, possède une couche tampon de GaAs d'épaisseur 5800 Å. Celle-ci est non intentionnellement dopée (N.I.D.) et peut être considérée comme non conductrice puisque son taux d'impureté est de l'ordre de 10^{15} at/cm^3 .

Une succession de couches GaAs et $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, ayant chacune une dizaine d'angströms, sont ensuite alternées sur une épaisseur totale de 1000 Å. Le tout constitue ce que l'on appelle un "super-réseau". Sa bande de conduction est formée d'une succession de discontinuités de même valeur au voisinage desquelles viennent se confiner les électrons qui ne participeraient pas à la conduction dans les canaux. L'utilisation d'une telle structure empêche les phénomènes d'injection de porteurs dans le substrat et améliore le pincement du composant.

Vient ensuite une couche tampon d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ N.I.D. de 500 Å dont le rôle est de séparer suffisamment le plan de dopage $\delta 2$ de la couche tampon de GaAs. Ce plan est réalisé en stoppant le flux des éléments III, c'est-à-dire de l'aluminium et du gallium. L'envoi de silicium vaporisé sur la surface de croissance va provoquer, lors de la condensation, la substitution des atomes Si aux atomes Ga. Chaque élément IV de silicium placé en site gallium est alors susceptible de libérer un électron pouvant participer à la conduction. La quantité de dopant introduite dans le plan $\delta 2$ ($0,8 \cdot 10^{12}$ at/cm²) est fonction du flux de silicium envoyé et du temps d'exposition de la couche à ce flux. Le flux peut être ajusté soit en faisant varier la température de la cellule, soit en utilisant plusieurs cellules de silicium. C'est généralement cette 3^{ème} solution qui est préférée puisqu'elle est très simple à mettre en œuvre.

Une couche d'AlGaAs de 50 Å est à nouveau déposée après fermeture de la cellule de silicium et ouverture des cellules d'aluminium et de gallium. L'épaisseur de la couche doit être suffisante pour limiter la remontée (ou ségrégation) des atomes Si. Elle limite également les interactions entre les impuretés ionisées et les électrons circulant librement dans le canal de GaAs N.I.D. de 150 Å. Ceci a pour effet d'accroître la valeur de la mobilité des porteurs. L'épaisseur de cet espaceur doit cependant être raisonnable de façon à ne pas trop affaiblir la densité surfacique d'électrons, N_s , dans le canal. Le pourcentage d'aluminium, x_{Al} , a été choisi égal à 30% afin d'obtenir une importante discontinuité de bande de conduction à l'interface $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ et d'augmenter ainsi le nombre de porteurs venant s'y confiner.

Le puits quantique se trouve en dessous d'un second espaceur d'AlGaAs N.I.D. de 30 Å. La croissance est à nouveau arrêtée pour réaliser le plan de dopage supérieur, $\delta 1$, de $2,5 \cdot 10^{12}$ at/cm². Une nouvelle épitaxie d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ N.I.D. est ensuite réalisée sur une épaisseur de 200 Å. Cette couche, sur laquelle va être déposée la grille du transistor, est indispensable. En effet, trop rapprocher la grille du plan supérieur $\delta 1$ risquerait de favoriser l'effet tunnel.

Pour finir, l'ensemble de ces différentes couches est surmonté d'une couche superficielle de GaAs de 150 Å, dopée en volume à $3 \cdot 10^{18}$ at/cm³. Elle est destinée à diminuer la valeur des résistances de source et de drain.

Les composants sont réalisés sur un quartier de substrat GaAs dont la surface peut contenir environ 500 composants. La réalisation finale des transistors s'effectue en quatre étapes principales:

- la gravure des MESA qui isolent électriquement chaque composant de ses voisins.
- le dépôt des contacts ohmiques de source et de drain: on évapore successivement du nickel (20 Å), de l'or-germanium (1500 Å, de composition eutectique) qui va pénétrer le semi-conducteur lors du recuit, puis à nouveau du nickel (500 Å) qui favorise l'accrochage de ces couches et évite la formation de gouttes d'AuGe en surface.
- le creusement de la grille par attaque chimique dans le cas du 390 T. Elle fait disparaître localement la couche superficielle de GaAs surdopée.
- le dépôt de la grille métallique sur la couche d'AlGaAs N.I.D.: il est composé de titane (400 Å), de platine (250 Å) et d'or (3000 Å). Le platine empêche la diffusion de l'or dans le semi-conducteur pendant le recuit.

Notons que les transistors peuvent être passivés, c'est-à-dire qu'une couche protectrice de silice (SiO_2) ou de nitrure (Si_3N_4) peut être déposée en surface, avant la métallisation des contacts ohmiques, afin d'éviter la dégradation des composants par d'éventuels agents externes.

Nous pouvons observer sur la figure 1-b que la structure correspondante que nous avons simulée ne comporte pas en surface de couche de GaAs surdopée. Pour le contrôle de charge, il n'est pas nécessaire d'en tenir compte puisque la grille repose directement sur de l'AlGaAs non dopé. De même, nous nous sommes contentés d'introduire une simple couche tampon d'AlGaAs N.I.D. de 1080 Å car, comme nous l'avons vu dans le chapitre I, dans la majorité des simulations effectuées jusqu'à présent, les densités de porteurs y sont relativement faibles. La non prise en compte du super-réseau AlGaAs/GaAs et du substrat de GaAs dans notre modèle ne modifie en rien la commande de charge de la structure simulée. De plus, cette simplification présente l'avantage de faciliter le processus de résolution numérique.

b) Composant 389 T:

Il faut noter sur la figure 2-a quelques différences avec le composant précédent. Le plan de dopage supérieur contient la même charge surfacique, $\delta_1 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$. Seule la densité du plan inférieur a pratiquement été doublée: $\delta_2 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$. De plus, nous avons introduit une 2^{ème} couche de GaAs N.I.D. intercallée entre un super-réseau AlGaAs/GaAs de 1500 Å et un espaceur d'AlGaAs de 30 Å. Le transistor possède ainsi deux puits quantiques alimentés par les plans δ_1 et δ_2 . Ajoutons que le creusement de la grille a également été réalisé par attaque chimique.

Nous avons représenté sur la figure 2-b la structure paramétrée qui nous a servi à prévoir le comportement de ce transistor. Outre les remarques déjà faites à propos de la simulation, remarquons que le super-réseau AlGaAs/GaAs a été remplacé par une couche tampon d'AlGaAs de 850 Å. Pour un pourcentage d'aluminium de 30%, la discontinuité de la bande de conduction aux interfaces AlGaAs/GaAs a pour valeur 230 meV. L'énergie apparente d'activation du niveau donneur, E_d , a été choisie égale à 80,5 meV.

c) Composant 426 T-1:

Sa structure est illustrée en figure 3-a. La couche supérieure d'AlGaAs N.I.D. est plus épaisse que pour le composant 389 T (300 Å au lieu de 200 Å). Le dopage du plan δ_1 est toujours fixé à $2,5 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$. Par contre, celui introduit dans le plan inférieur δ_2 a une nouvelle fois été doublé et contient $3 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$. Enfin, le super-réseau a été remplacé par une simple couche d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ N.I.D. de même épaisseur 1500 Å.

Le creusement de la grille a été effectué en deux étapes. Un creusement assez large a été réalisé par attaque chimique directement entre les contacts de source et de drain. Puis un second creusement beaucoup plus étroit a été effectué toujours par attaque chimique, mais cette fois, en utilisant un masque à petite ouverture qui a servi également lors de la réalisation du dépôt métallique de grille. Cette configuration est appelée couramment "double recess" de grille. Elle peut améliorer sensiblement la tension de claquage du transistor.

A titre indicatif, nous avons reporté sur la figure 3-b la structure correspondante que nous avons choisi de simuler. A un détail près, elle ressemble en tout point à celle présentée précédemment en figure 2-b. Seule la charge contenue dans le plan δ_2 a été doublée.

COMPORTEMENTS STATIQUE ET QUASI-STATIQUE DU TRANSISTOR 390 T:

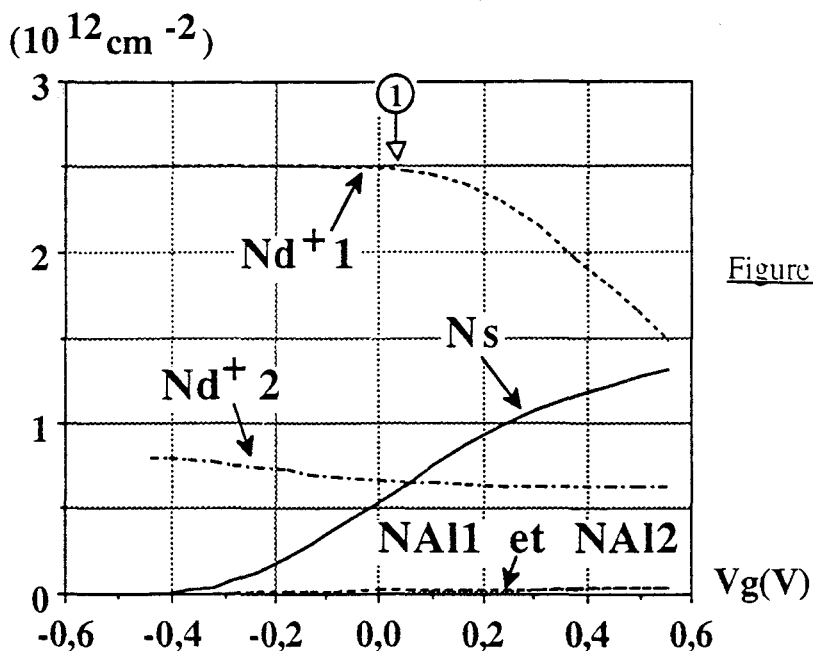


Figure 4: Répartition électronique dans les différentes couches du composant 390 T simulé.

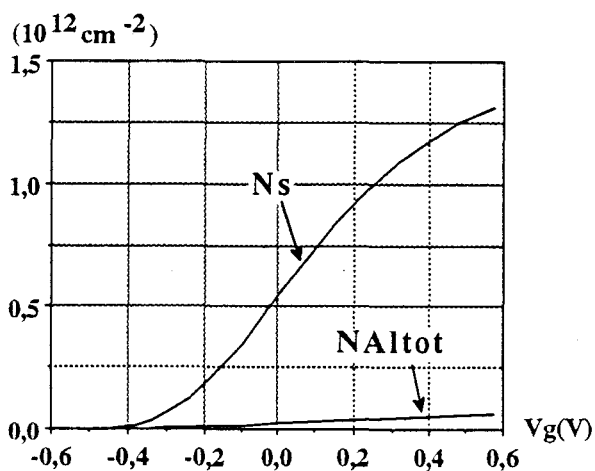


Figure 5-a: Densités d'électrons confinés dans l'unique puits de GaAs et localisés dans l'ensemble des couches d'AlGaAs.

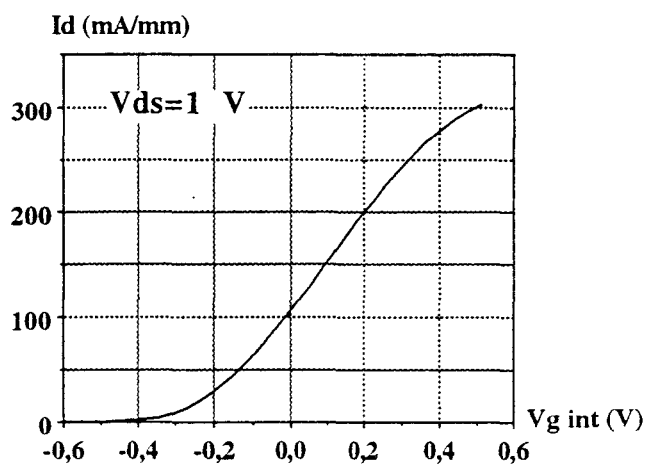


Figure 5-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque.

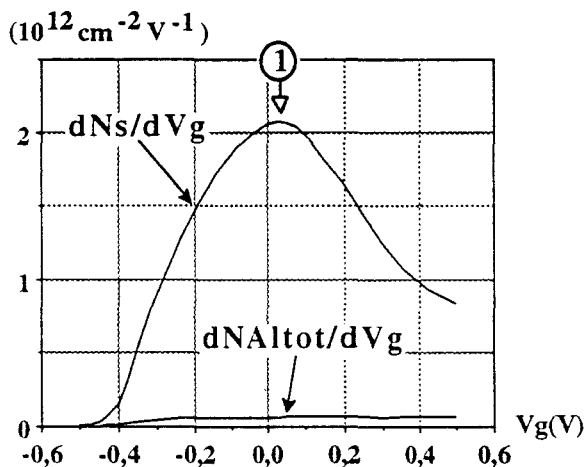


Figure 6-a: Commande de charge du puits quantique et des deux couches d'AlGaAs.

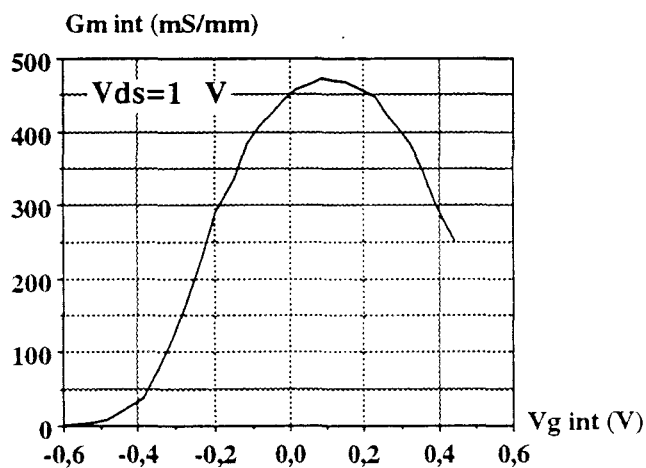


Figure 6-b: Relevé expérimental de la transconductance intrinsèque quasi-statique en fonction de la tension de grille intrinsèque.

3°) Comportements statique et quasi-statique:

Nous avons vu dans le chapitre II, au cours d'une brève étude théorique, que la charge $\delta 2$ contenue dans le plan de dopage le plus profond semble être le paramètre le plus influent sur la non linéarité des caractéristiques du transistor. C'est ce que nous nous proposons de vérifier de façon plus précise dans la confrontation théorie/expérience qui va suivre.

a) Composant 390 T:

Nous avons reporté sur la figure 4, de façon distincte, les différentes densités électroniques obtenues après simulation de la structure représentée en figure 1-b. On peut distinguer:

- N_s , la densité surfacique d'électrons libres dans le puits de GaAs.
- N_{Al1} et N_{Al2} , les concentrations de porteurs localisés respectivement dans l'ensemble des couches supérieures et inférieures d'AlGaAs, dopées ou non.
- N_{d+1} et N_{d+2} , les densités surfaciques d'atomes donneurs ionisés dans les plans de dopage $\delta 1$ et $\delta 2$.

Ce résultat théorique confirme ce qui a déjà été entrevu au chapitre précédent, à savoir que les valeurs de N_{Al1} et N_{Al2} sont très faibles. Les deux plans de dopage alimentent essentiellement l'unique canal de GaAs, ce qui est le but recherché dans ce genre de structure.

Afin de permettre une comparaison aisée avec l'expérimentation, nous avons tracé en figure 5-a la densité N_s d'électrons libres confinés dans le puits de GaAs, ainsi que la concentration totale de porteurs se trouvant dans les couches d'AlGaAs, $N_{Altot} = N_{Al1} + N_{Al2}$. La figure 6-a représente, quant à elle, les dérivées par rapport à la tension de grille intrinsèque V_g des quantités N_s et N_{Altot} . Précisons que la tension de grille intrinsèque est obtenue en retranchant à la tension extrinsèque V_{gs} la chute de tension aux bornes de la résistance de source. Nous avons joint à ces graphes les relevés expérimentaux du courant de drain statique $I_d(V_{g_{intrinsèque}})$ (figure 5-b) et de la transconductance quasi-statique $G_m(V_{g_{intrinsèque}})$ (figure 6-b). Ces deux grandeurs sont ici des valeurs intrinsèques. Elles ont toutes deux été mesurées sur des bancs automatisés, à la tension de polarisation $V_{ds} = 1$ V.

Théoriquement, il serait nécessaire de tenir compte des porteurs dans l'AlGaAs pour calculer I_{ds} et G_m . Comme l'indiquent les formules du chapitre II (2-25) et (2-26), la densité électronique dans l'AlGaAs, qui dans le cas présent est relativement faible, est

COMPORTEMENTS STATIQUE ET QUASI-STATIQUE DU TRANSISTOR 389 T:

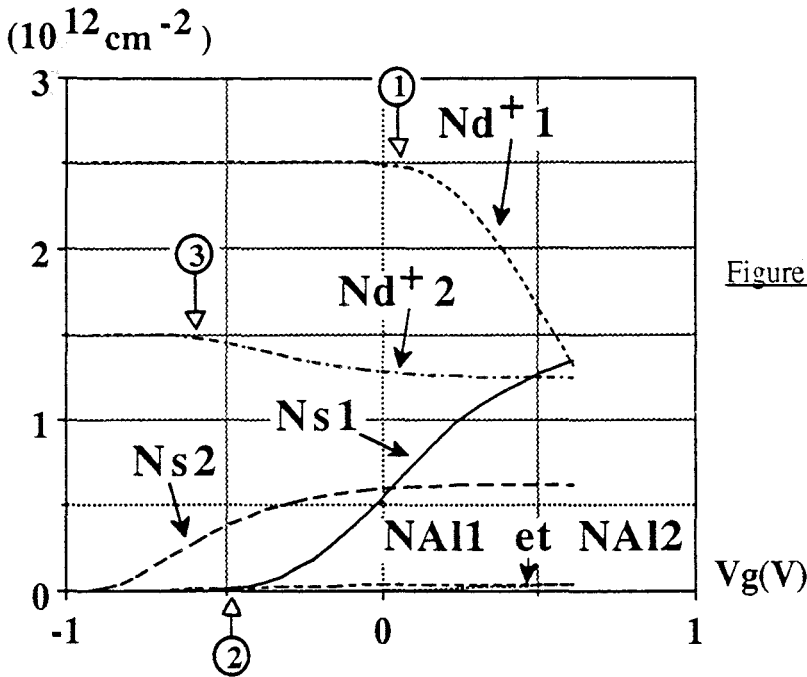


Figure 7: Répartition électronique dans les différentes couches du composant 389 T simulé.

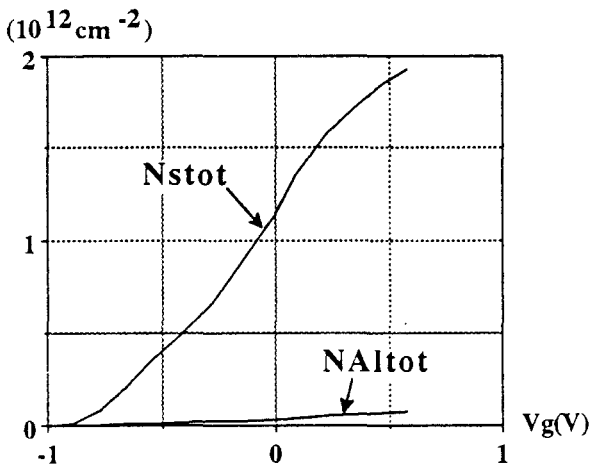


Figure 8-a: Densités d'électrons confinés dans l'ensemble des puits quantiques et localisés dans les couches d'AlGaAs.

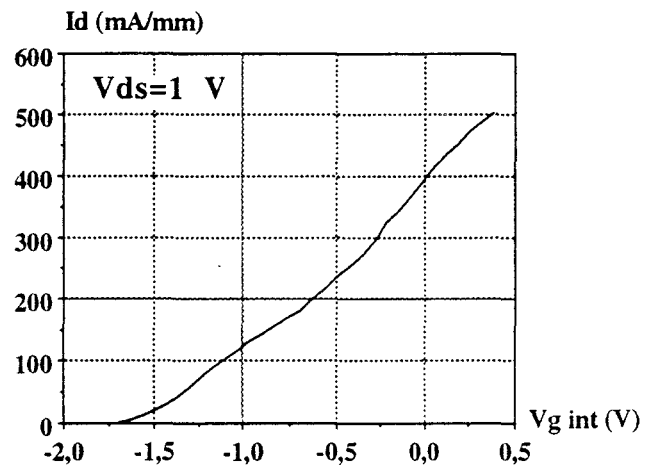


Figure 8-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque.

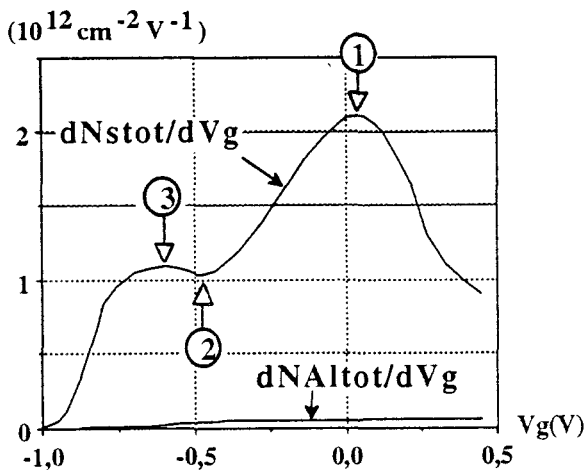


Figure 9-a: Commande de charge des canaux de GaAs et des couches d'AlGaAs.

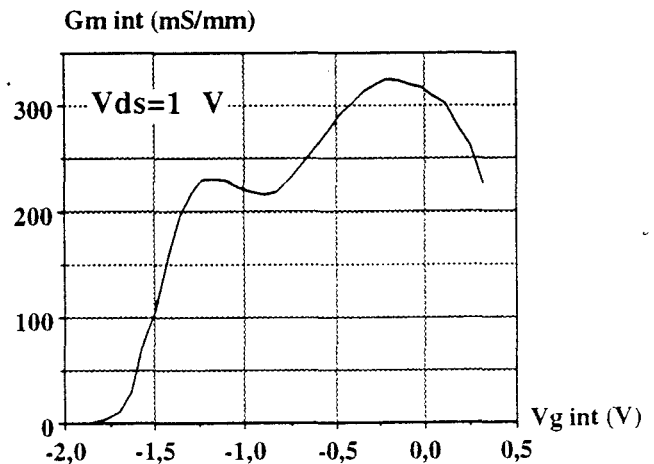


Figure 9-b: Relevé expérimental de la transconductance intrinsèque quasi-statique en fonction de la tension de grille intrinsèque.

pondérée par un facteur de vitesse moyenne \overline{V}_{Al} . En principe, celle-ci est également faible par rapport à la vitesse moyenne des électrons dans le GaAs. Globalement, nous pouvons considérer que la prise en compte des concentrations électroniques dans l'AlGaAs ne modifie pas, de façon significative, les allures de courant et de transconductance que nous pourrions déduire de nos simulations. C'est pourquoi nous allons comparer directement $N_s(V_g)$ à $I_{ds}(V_g)$, et $\frac{dN_s}{dV_g}(V_g)$ à $G_m(V_g)$. Comme dans le chapitre II, nous désignerons la quantité $\frac{dN_s}{dV_g}$ sous le terme G_m^* .

Une première observation des [figure 5-a](#) et [5-b](#) montre que les allures de $N_s(V_g)$ et de $I_{ds}(V_g)$ sont semblables. Un rapide calcul, basé sur la valeur mesurée de la tension de pincement et sur la carte de champ électrique, permet de déterminer approximativement l'épaisseur effective de la couche superficielle d'AlGaAs restant intacte après l'attaque chimique. Cette épaisseur est très voisine de celle introduite dans la simulation puisqu'elle est estimée à 147 Å. Cette concordance se traduit concrètement par des valeurs de tension de pincement très proches, $V_p = -0,4$ V.

Le profil de transconductance de ce transistor monopuits a la forme en "cloche" présentée classiquement par ce type de composant ([figure 6-b](#)). L'approche théorique permet de constater que le maximum de $\frac{dN_s}{dV_g}$, localisé sur le graphe par la flèche numérotée ①, est obtenu pour une valeur de V_g qui correspond à l'ionisation complète du plan de dopage supérieur δ_1 ([figure 6-a](#) et [4](#)). C'est également au voisinage de cette tension que la charge du 2nd plan δ_2 commence à varier de façon significative. Toute la variation de la tension de grille sert en effet à moduler la charge dans le puits, le reste ne variant que très peu.

b) Composant 389 T:

Nous avons adopté la même présentation que précédemment. L'intérêt d'introduire un 2nd puits quantique peut être illustré par cet exemple. Outre les densités déjà précitées, nous avons également porté sur la [figure 7](#) la concentration surfacique N_{s2} confinée dans le canal le plus éloigné de la grille. Pour les composants 390 T et 389 T, le plan de dopage supérieur a la même charge $\delta_1 = 2,5 \cdot 10^{12}$ at/cm². On peut remarquer que les courbes d'ionisation $N_{d+1}(V_g)$ et de la répartition électronique $N_{s1}(V_g)$ sont identiques à celles obtenues dans le cas du monopuits, tout au moins en ce qui concerne la théorie. Ceci se traduit sur le profil de G_m^* par une même allure du pic principal ([figure 9-a](#)): son amplitude maximale est localisée à la même tension $V_g = 0,04$ V et il possède sensiblement la même largeur.

Donc le fait d'avoir doublé δ_2 et d'avoir introduit un second canal de GaAs n'a pratiquement pas de répercussion sur la charge du premier canal, ni sur sa commande. L'effet essentiel est d'alimenter en porteurs le second canal. Une nouvelle conduction s'établit

ainsi. On peut constater d'ailleurs qu'on n'y retrouve pas en totalité la charge correspondant à $\delta 2$, mais seulement la moitié.

La commande de ces deux canaux ne se fait pas simultanément. Cela se manifeste d'une part, par la présence d'une légère inflexion dans l'évolution de la concentration totale de porteurs $N_{s_{tot}}(V_g)$ à la tension $-0,5$ V (figure 8-a), et d'autre part, par l'apparition d'un minimum dans le profil de G_m^* . Le pic de plus faible amplitude est attribué à la conduction qui s'établit dans le puits inférieur. Il est important de faire ici trois remarques fondamentales concernant la non linéarité de cette caractéristique:

- ① l'amplitude maximale du pic principal de G_m^* est atteinte pour une tension qui correspond également à la tension d'ionisation complète du plan de dopage supérieur $\delta 1$.
- ② le minimum de G_m^* est obtenu lorsque le canal supérieur est complètement pincé.
- ③ le second pic de G_m^* atteint son amplitude maximale lorsque le plan de dopage inférieur $\delta 2$ s'ionise complètement.

Les évolutions du courant statique (figure 8-b) et de la transconductance quasi-statique (figure 9-b) sont très ressemblantes à celles prévues par la théorie. Néanmoins, une différence notable apparaît sur la tension de pincement. Il semblerait que la couche superficielle d'AlGaAs n'ait pas du tout été érodée par l'attaque chimique puisque le calcul conduit à une estimation de 300 Å pour l'épaisseur totale restante. Le tableau ci-dessous, comparant la structure 389 T à la structure monopuits 390 T, montre que, dans le cas du multipuits, le pic principal de G_m a son amplitude qui diminue tout en étant décalé vers les tensions négatives.

Composant	Type	Charge (10^{12} at/cm 2) $\delta 1/\delta 2$	Epaisseur (Å) estimée entre la grille et le 1 ^{er} plan, $\delta 1$	Pic principal de G_m		
				$G_{m_{MAX}}$ intr. (mS/mm)	V_g intr. (V)	$G_{m_{MAX}}$ extr. (mS/mm)
389 T	multipuits	2,5/1,5	300	329	-0,21	305
390 T	monopuits	2,5/0,8	147	474	+0,09	365

Ce phénomène a déjà été montré de façon théorique dans le chapitre II, pour des structures multipuits dont on avait fait varier l'épaisseur superficielle L1 d'AlGaAs N.I.D. Cette hypothèse d'une épaisseur superficielle d'AlGaAs plus importante que prévue

COMPORTEMENTS STATIQUE ET QUASI-STATIQUE DU TRANSISTOR 426 T-1:

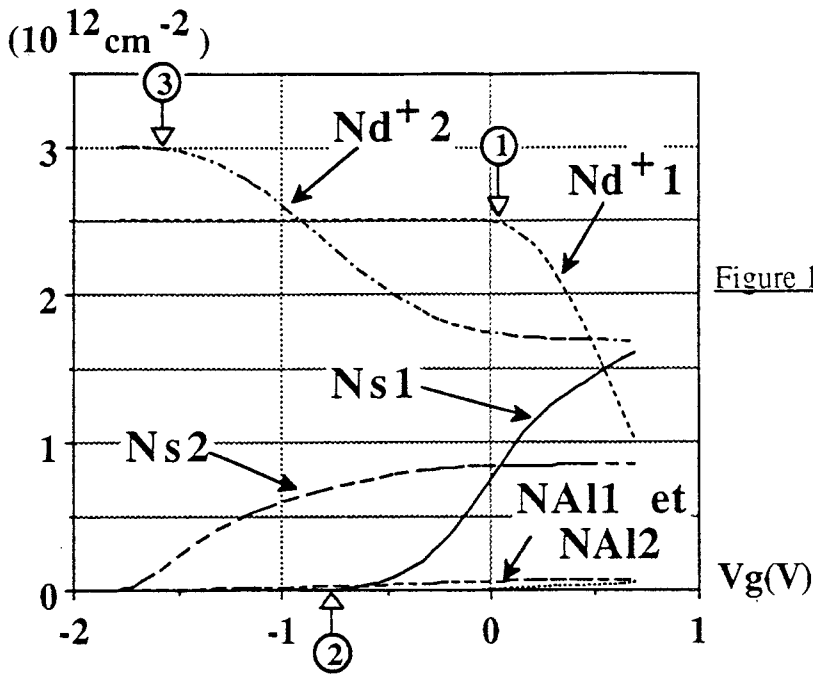


Figure 10: Répartition électronique dans les différentes couches du composant 426 T-1 simulé.

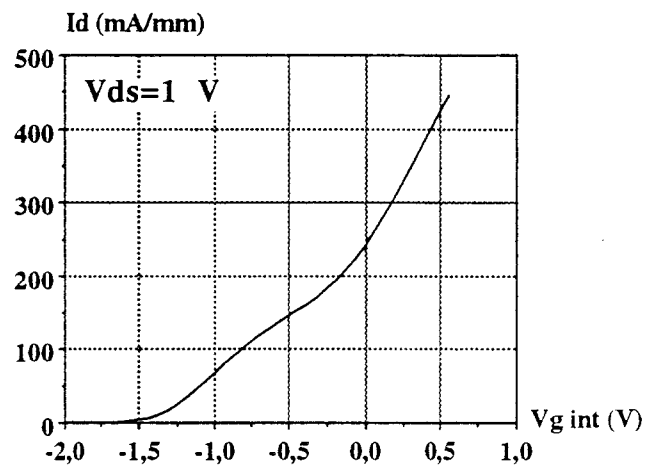
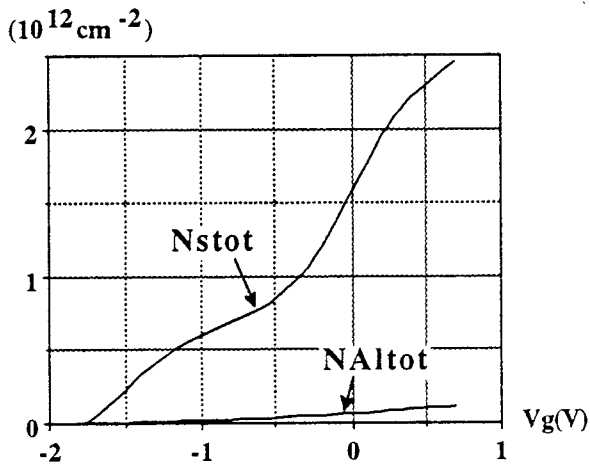


Figure 11-a: Densités de porteurs libres dans l'ensemble des canaux et des couches d'AlGaAs.

Figure 11-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque.

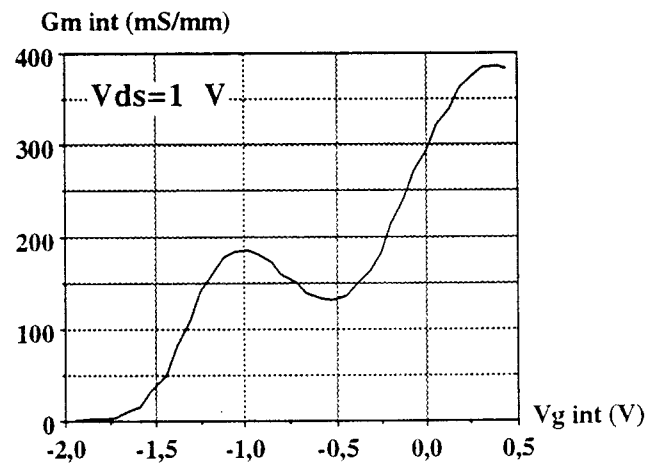
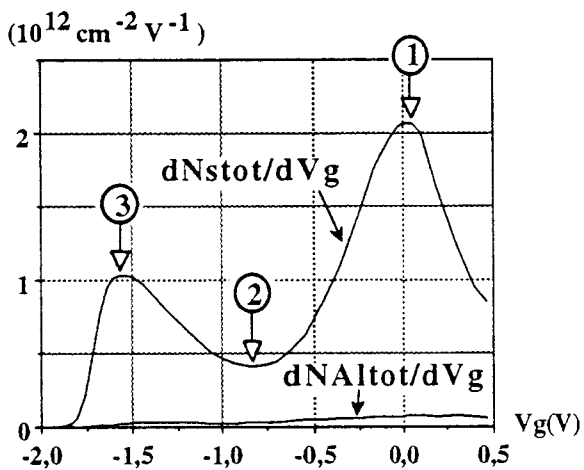


Figure 12-a: Commande de charge des puits de GaAs et des couches d'AlGaAs.

Figure 12-b: Relevé expérimental de la transconductance intrinsèque quasi-statique en fonction de la tension de grille intrinsèque.

n'explique cependant pas tout. On remarque en effet que l'augmentation du courant de 277 à 500 mA/mm, à $V_g=+0,4$ V, entre la structure monopuits et la structure multipuits, est supérieure à l'augmentation théorique de la charge globale ($\delta_1+\delta_2$).

c) Composant 426 T-1:

Ce transistor est également un multipuits dont on a à nouveau doublé la charge surfacique δ_2 . La répartition théorique des porteurs est visualisée en figure 10. On constate que l'ionisation Nd^{+1} du 1^{er} plan de dopage s'effectue de la même façon que dans les deux cas précédents. Par contre, une différence essentielle apparaît lors de l'ionisation du plan inférieur: la densité d'atomes donneurs ionisés Nd^{+2} , aux tensions positives, y est supérieure et les électrons supplémentaires ainsi libérés vont approvisionner, non seulement le 2nd canal comme précédemment, mais également le 1^{er} puits de GaAs. Cela se manifeste par des valeurs plus élevées des densités N_{s1} et N_{s2} . De plus, à ces mêmes valeurs de tension, δ_2 était ionisé à 82% pour le transistor 389 T, alors qu'ici, du fait de l'importante charge qu'il contient, il ne l'est qu'à 56%. Il va falloir, par conséquent, plus de tension pour ioniser complètement le plan inférieur et pincer l'ensemble de la structure.

Notons que l'écart entre les tensions de pincement des deux canaux, $|V_{p_{N_{s1}}} - V_{p_{N_{s2}}}|$, augmente avec le dopage δ_2 . Ceci traduit un certain découplage dans la commande des deux puits quantiques. Il provoque l'accentuation de l'inflexion dans la répartition globale des charges $N_{s_{tot}}(V_g)$ (figure 11-a) et l'apparition d'un minimum bien plus marqué dans le profil de G_m^* (figure 12-a).

Les évolutions des relevés expérimentaux ressemblent qualitativement aux courbes théoriques. L'épaisseur d'AlGaAs N.I.D. sous la grille est estimée à 143 Å. Elle rend la tension de pincement mesurée très proche de celle prévue par la simulation. Néanmoins, quelques remarques sont à faire: aux tensions positives (figure 11-b), le courant drain maximum n'est pas supérieur à celui de la structure 389 T malgré le dopage ($\delta_1+\delta_2$) plus important. Par contre, l'amplitude du pic principal de la transconductance est plus élevée (figure 12-b). Par ailleurs, la vallée de G_m existe bien, mais elle n'est pas aussi profonde que dans la théorie.

4°) Comportement dynamique petit signal:

La détermination des éléments du schéma équivalent petit signal est réalisée à partir des principales caractéristiques hyperfréquences des transistors. Elles sont déduites des mesures des paramètres S_{ij} dans la bande de fréquence 1,5-26,5 GHz. Nous limiterons ici notre étude petit signal à la transconductance G_m , à la capacité de grille C_{gs} , et à la fréquence de coupure du gain en courant F_c .

COMPORTEMENT DYNAMIQUE PETIT SIGNAL DU TRANSISTOR 390 T:

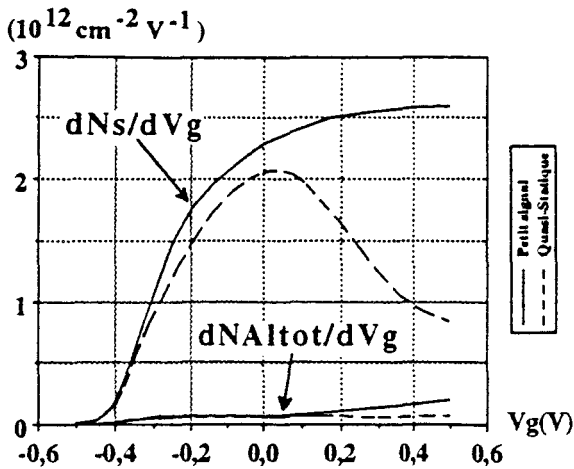


Figure 13-a: Comparaison entre les commandes de charge théoriques statique et petit-signal du composant 390 T.

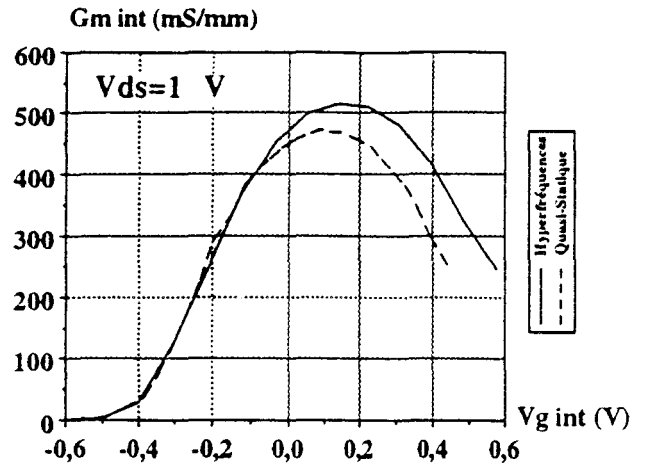


Figure 13-b: Comparaison entre les transconductances intrinsèques expérimentales mesurées dans les régimes quasi-statique et hyperfréquences petit-signal.

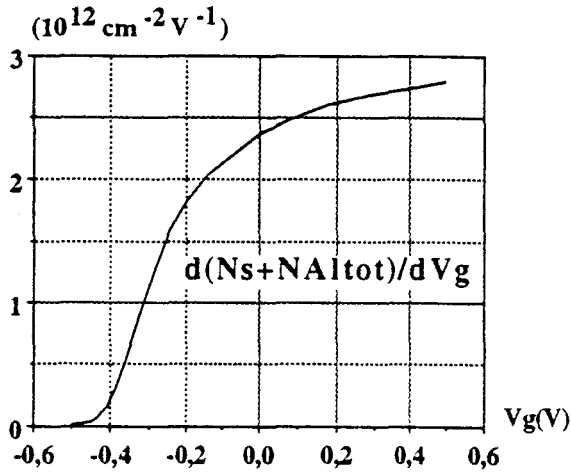


Figure 14-a: Allure de la capacité dynamique C_g^* obtenue par la simulation.

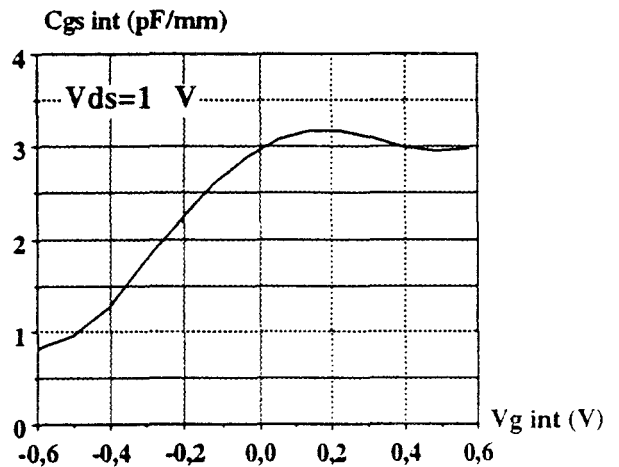


Figure 14-b: Capacité expérimentale du transistor 390 T, calculée en régime hyperfréquences petit-signal.

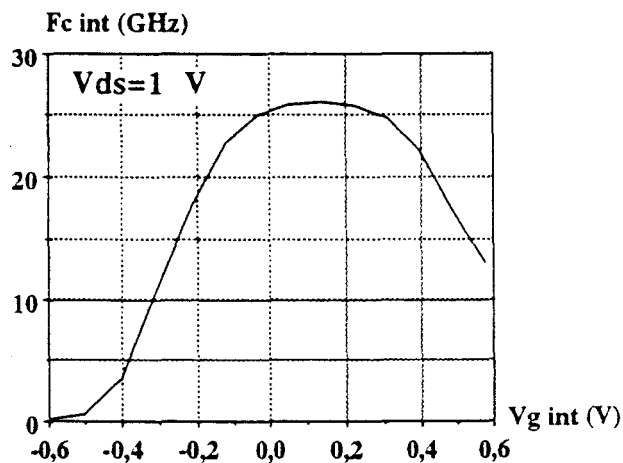


Figure 15: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant du transistor 390 T.

L'observation de la capacité de grille doit s'effectuer à une fréquence minimale de 500 MHz. Cette condition permet de supprimer les variations de piégeage lors de l'excitation dynamique autour du point de polarisation.

a) Composant 390 T:

Les courbes en trait plein $\frac{dN_s}{dV_g}$ et $\frac{dN_{\text{Altot}}}{dV_g}$ de la (figure 13-a) traduisent la commande de charge dynamique dans le gaz 2D et dans l'ensemble des couches d'AlGaAs. Par comparaison au régime quasi-statique représenté sur la figure en trait pointillé, ce contrôle dynamique apparaît plus linéaire. L'amplitude du maximum de G_m^* est plus élevée et reste constante sur un intervalle de tension de 0,2 V. $\frac{dN_{\text{Altot}}}{dV_g}$, quant à lui, subit une augmentation sensible essentiellement lors de la mise en direct du composant. Il devrait par conséquent amplifier l'effet de MESFET parallèle. Lorsqu'une excitation hyperfréquence est appliquée sur la grille du transistor, la charge des atomes donneurs est figée. Les variations de charge provoquées par la tension d'excitation sinusoïdale se reportent alors sur les porteurs libres des couches d'AlGaAs, et surtout sur ceux du gaz 2D. Expérimentalement, cette amélioration de la commande de charge ne se retrouve que qualitativement (figure 13-b).

Les allures des capacités dynamiques simulée (figure 14-a) et expérimentale (figure 14-b) sont similaires. En déduisant la capacité de bord de la capacité C_{gs} et en estimant la surface sous chacune de ces courbes, on peut facilement avoir un ordre de grandeur des quantités totales de charges libres mises en jeu dans les deux cas. Elles valent $0,31 \cdot 10^{-12}$ C dans la théorie et $0,18 \cdot 10^{-12}$ C expérimentalement.

Nous avons également représenté en figure 15 la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant. Elle dépend à la fois des allures de la transconductance G_m et de la capacité C_{gs} puisqu'elle est définie par la relation:

$$F_c = \frac{G_m}{2 \cdot \pi \cdot C_{gs}}$$

La fréquence de coupure du transistor monopuits présente plutôt un aspect linéaire avec un palier de valeur 26 GHz sur d'une variation de tension de 0,2 V. Ce genre de profil aurait pu être intéressant pour des applications de puissance. Cependant, l'excursion de tension demeure encore insuffisante, surtout du côté des valeurs positives de V_g intrinsèque.

COMPOTEMENT DYNAMIQUE PETIT SIGNAL DU TRANSISTOR 389 T:

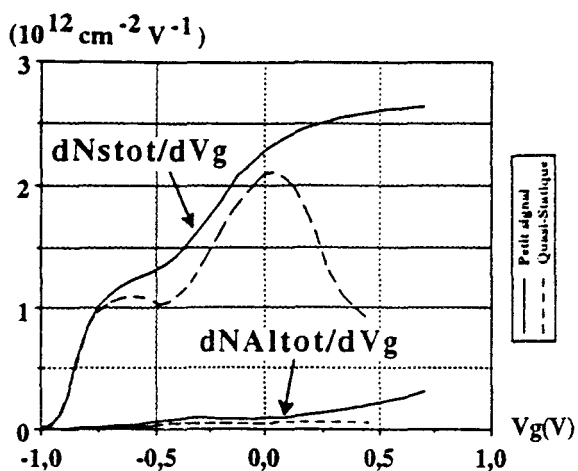


Figure 16-a: Comparaison entre les commandes de charge théoriques statique et petit-signal du composant 389 T.

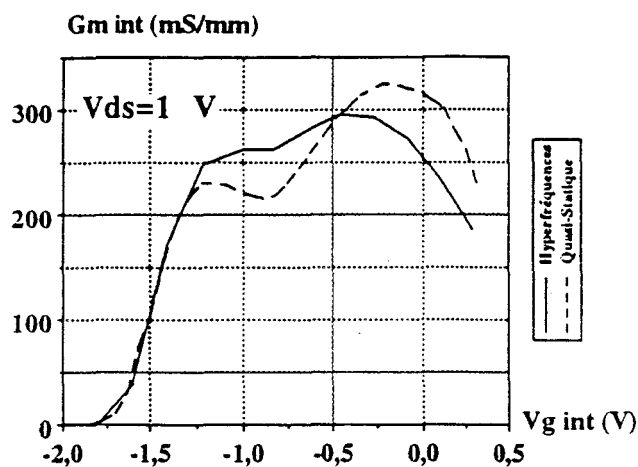


Figure 16-b: Comparaison entre les transconductances intrinsèques expérimentales mesurées dans les régimes quasi-statique et hyperfréquences petit-signal.

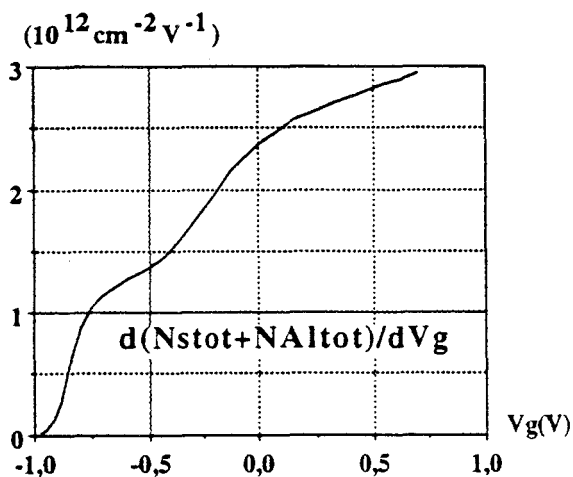


Figure 17-a: Allure théorique de la capacité C_g^*

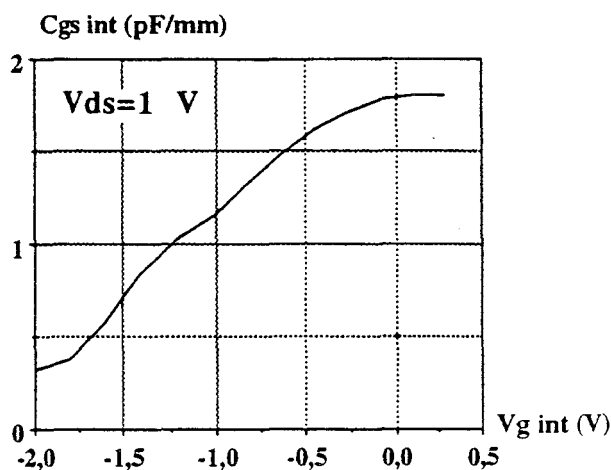


Figure 17-b: Capacité expérimentale du transistor 389 T, en régime hyperfréquences petit-signal.

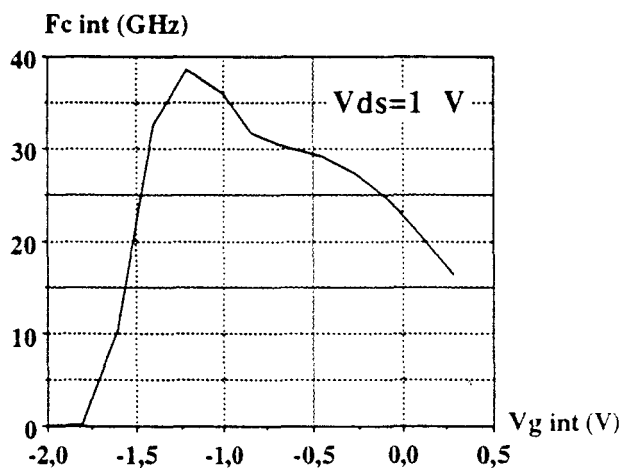


Figure 18: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant du transistor 389 T.

b) Composant 389 T:

En comparaison du régime quasi-statique, le régime d'excitation hyperfréquence aurait tendance à atténuer la non linéarité de la transconductance (figure 16-b). Ceci a d'ailleurs été prévu par la théorie (figure 16-a). La commande des charges libres dans les deux puits se fait de façon simultanée et se traduit par un recouvrement du minimum. En outre, la diminution de l'intervention du piégeage est responsable du contrôle croissant des électrons présents dans les couches d'AlGaAs, et théoriquement de ceux confinés dans les gaz 2D. L'effet de MESFET parallèle a néanmoins un rôle limité. Il semblerait, d'après les relevés expérimentaux, qu'il y ait en régime dynamique une dégradation de la commande du canal supérieur en polarisation directe. Celle-ci s'accompagnerait par contre d'une amélioration de la commande dans le puits inférieur. Cet effet contribuerait également au recouvrement du minimum de G_m , et par conséquent, linéariserait la réponse du transistor.

Sur l'évolution théorique de la capacité (figure 17-a), on devine encore la présence des deux puits quantiques. Cette distinction tend à disparaître sur le relevé expérimental (figure 17-b). La quantité de charges libres estimée à partir de ce relevé est supérieure à celle déduite de notre simulation: $Q_{g_{théo.}}=0,111.10^{-12}$ C, $Q_{g_{exp.}}=0,197.10^{-12}$ C.

L'évolution de la fréquence de coupure (figure 18) ne présente plus de palier comme dans le cas de la structure monopuits mais plutôt un profil anguleux avec un pic de valeur 38,5 GHz.

c) Composant 426 T-1:

En simulation, le minimum dans l'évolution de $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$, qui apparaît de façon évidente en régime quasi-statique, disparaît complètement en mode dynamique petit signal (figure 19-a). La vallée de transconductance expérimentale, quant à elle, ne disparaît pas totalement. Elle est simplement atténuée par la superposition des commandes dynamiques des deux puits qui sont ici plus amples et de plus grande amplitude qu'en fonctionnement quasi-statique (figure 19-b). On remarque de plus que les deux maxima sont relativement plus proches l'un de l'autre: $(V_{MAX1}-V_{MAX2})_{Hyper}=1$ V contre $(V_{MAX1}-V_{MAX2})_{Stat}=1,4$ V, ce qui contribue également à l'effacement du minimum de G_m . En quelque sorte, les excitations hyperfréquences couplent davantage les deux puits quantiques.

Nous avons superposé en figure 20-b les capacités expérimentales mesurées aux tensions $V_{ds}=0$ et 2 V. Pour effectuer la comparaison entre ces deux profils, il est nécessaire de défalquer la capacité limite indépendante de la charge présente sous la grille. On la déduit, dans chacun des cas, aux tensions de polarisation V_g très négatives. Les courbes

COMPORTEMENT DYNAMIQUE PETIT SIGNAL DU TRANSISTOR 426 T-1:

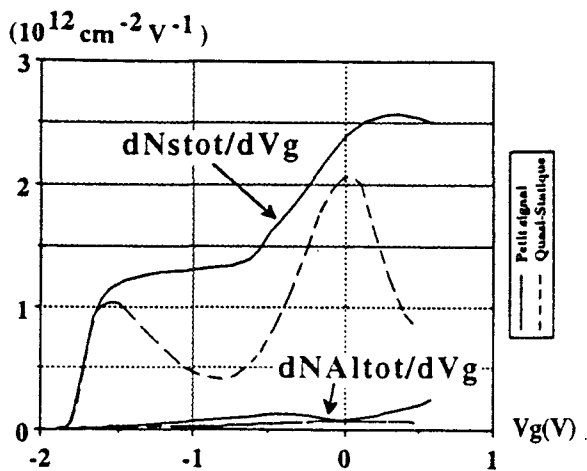


Figure 19-a: Comparaison entre les commandes de charge théoriques statique et petit-signal du composant 426 T-1.

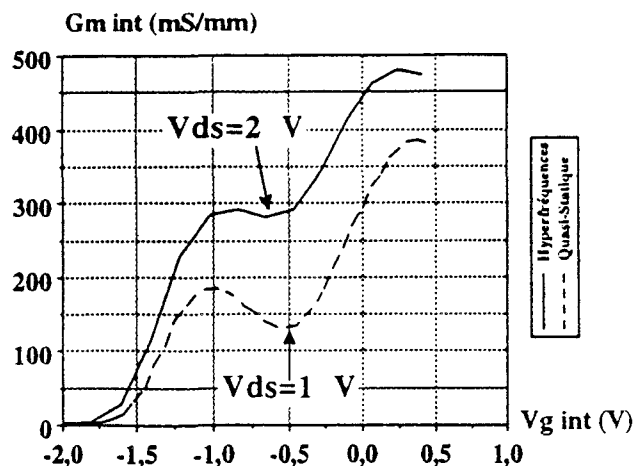


Figure 19-b: Comparaison entre les transconductances intrinsèques expérimentales mesurées dans les régimes quasi-statique et hyperfréquences petit-signal.

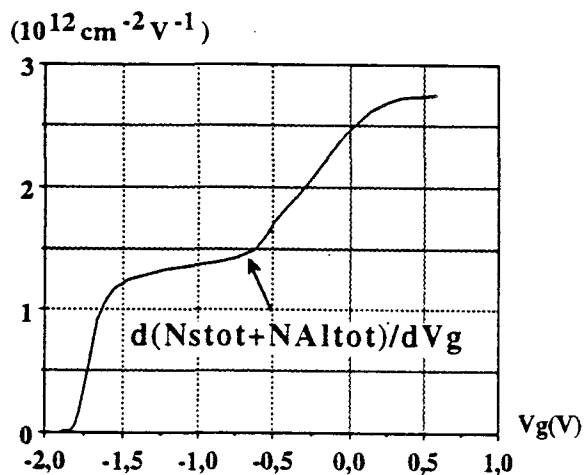


Figure 20-a: Allure théorique de la capacité C_g^*

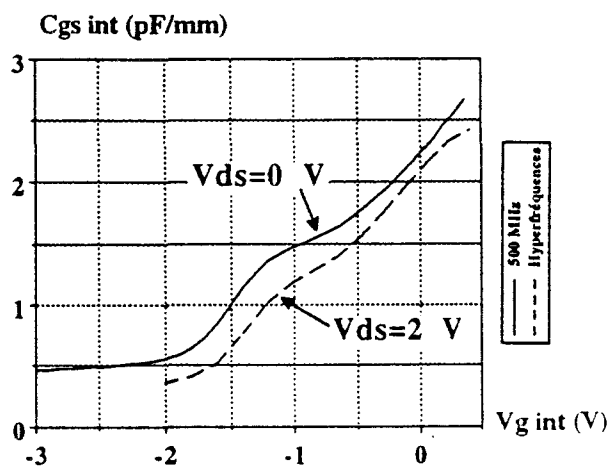


Figure 20-b: Capacité expérimentale du transistor 426 T-1, en régime dynamique petit-signal.

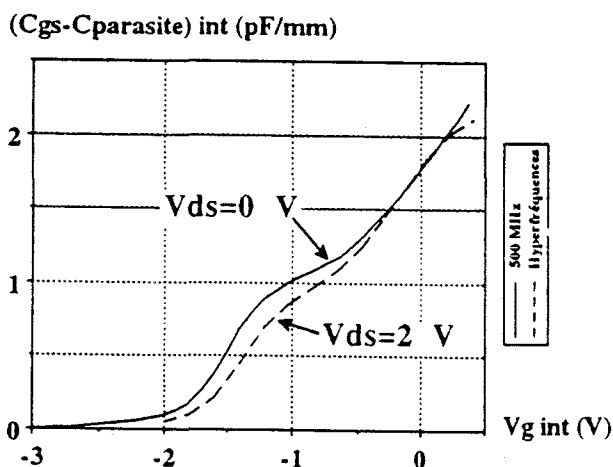


Figure 20-c: Superposition des capacités expérimentales mesurées à 500 MHz et aux hyperfréquences, défalcation faite des capacités parasites.

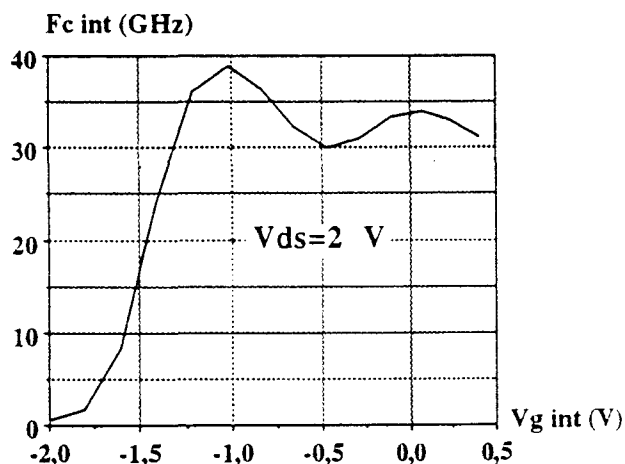


Figure 21: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant du transistor 426 T-1.

correspondantes sont représentées sur la [figure 20-c](#). Les deux courbes ainsi extraites ont des évolutions très proches. Néanmoins, on constate pour V_g inférieur à $-0,6$ V que les valeurs de la capacité mesurées à $V_{ds}=0$ V sont légèrement supérieures à celles mesurées à $V_{ds}=2$ V. Cet effet est à rattacher à la différence de configuration de la zone déplétée sous la grille, entre les deux cas de polarisation. La charge totale moyenne calculée à partir de ces deux profils de capacité est de l'ordre de $0,41 \cdot 10^{-12}$ C alors que théoriquement elle est de $0,37 \cdot 10^{-12}$ C. Ce bon accord est assez fortuit, compte tenu du caractère relativement approximatif de ces estimations.

L'évolution de la fréquence de coupure ([figure 21](#)) présente un profil vallonné. Le pic principal proche de 40 GHz, obtenu à la tension $V_g=-1$ V, n'est pas provoqué par le canal supérieur, comme on pourrait s'y attendre, mais par le canal inférieur. Ceci est dû à l'amplitude non négligeable du 2nd pic de transconductance, et surtout à une valeur relativement faible de la capacité C_{gs} .

5°) Comportement dynamique grand signal:

Comme nous n'avons pas effectué de caractérisations directes dans ce régime de fonctionnement, le développement qui suit est purement théorique et ne sera plus repris dans la suite de l'exposé.

a) Composant 390 T:

Il faut avant tout déterminer le point de polarisation pour un tel mode de fonctionnement. Etant donné l'allure classique de la transconductance de ce transistor monopuits ([figure 6-a](#)), nous avons choisi de nous polariser au pincement. Les concentrations surfaciques, N_{d+1} et N_{d+2} , d'atomes donneurs ionisés dans les plans de dopage $\delta 1$ et $\delta 2$ sont alors égales respectivement aux quantités de dopant, $N_{d1}=2,5 \cdot 10^{12}$ at/cm² et $N_{d2}=0,8 \cdot 10^{12}$ at/cm², introduites initialement dans ces plans ([figure 22-a](#)). Ces derniers sont totalement ionisés et le demeurent lors de l'augmentation de la tension V_g . Les effets de piégeage disparaissent complètement. Comparativement au cas statique, la [figure 22-b](#) montre que les électrons libres supplémentaires vont se confiner principalement dans l'unique puits quantique, linéarisant ainsi le contrôle de charge $N_s(V_g)$. Remarquons également une augmentation sensible du contrôle des charges localisées dans les couches d'AlGaAs.

b) Composant 389 T:

Nous avons choisi cette fois de nous polariser, non plus au pincement, mais à la tension à laquelle apparaît le minimum de G_m ([figure 9-a](#)). Le plan de dopage supérieur

COMPORTEMENT DYNAMIQUE GRAND SIGNAL

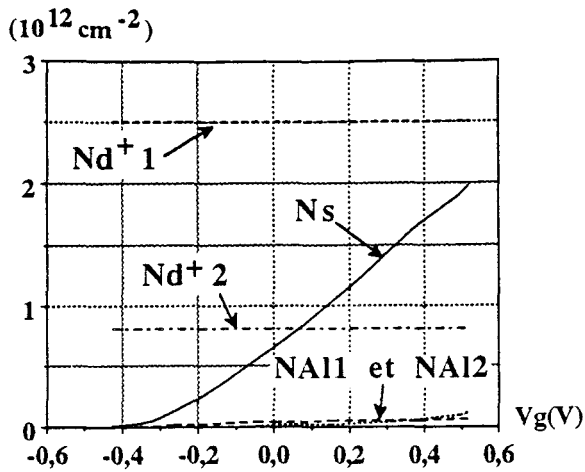


Figure 22-a: Répartition des porteurs dans la structure du transistor 390 T, polarisée à la tension de -0,5 V.

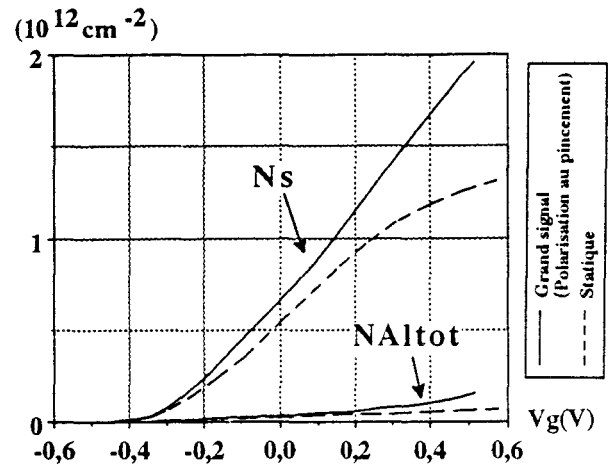


Figure 22-b: Contrôle de charge dynamique grand signal du transistor 390 T.

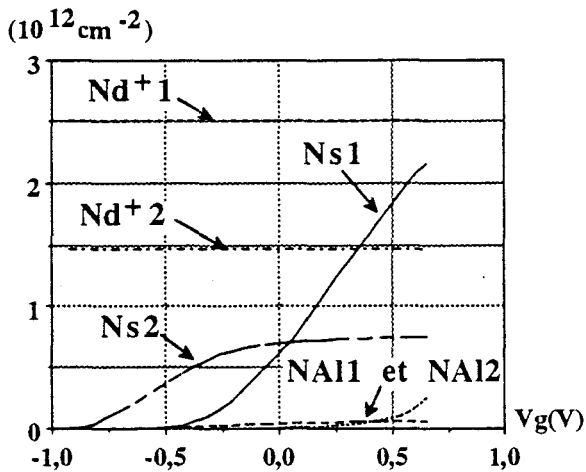


Figure 23-a: Répartition électronique dans le transistor 389 T, polarisé en régime grand signal à la tension de -0,5 V.

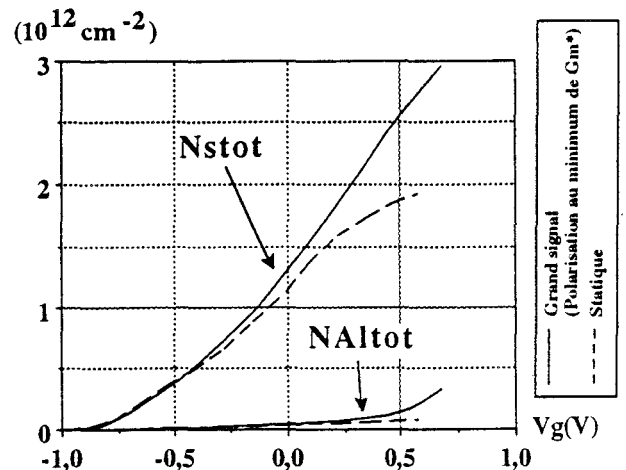


Figure 23-b: Contrôle de charge correspondant au transistor 389 T.

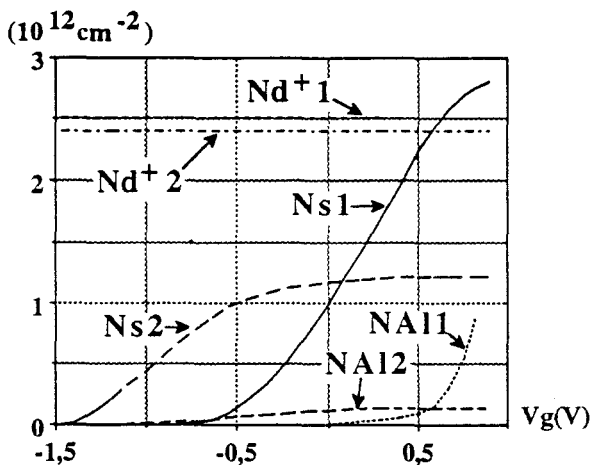


Figure 24-a: Répartition électronique dans la structure du transistor 426 T-1, polarisée à la tension de -0,8 V.

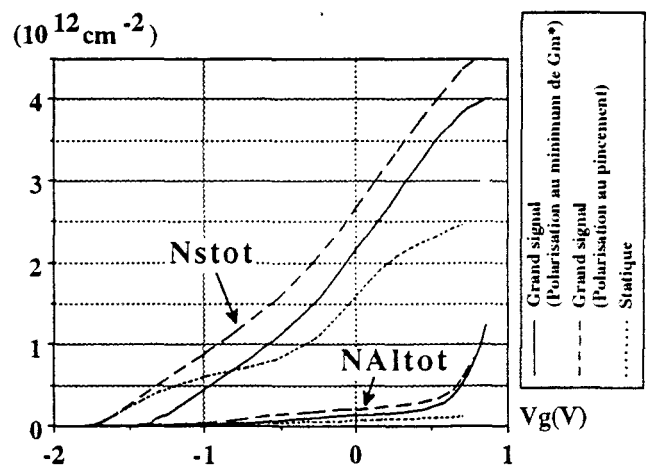


Figure 24-b: Contrôle de charge correspondant au transistor 426 T-1.

y est complètement ionisé: $Nd^{+1}=Nd_1=2,5.10^{12}$ at/cm². Le plan inférieur est proche de l'ionisation complète puisqu'il l'est à plus de 97%, ce qui explique la proximité des tensions de pincement dans les régimes statique et grand signal (figure 23-b). Nous constatons, grâce à la figure 23-a, qu'à la tension +0,6 V le canal supérieur voit sa concentration augmenter de $0,73.10^{12}$ at/cm² par rapport au statique, et que le canal inférieur subit, dans une moindre mesure, une augmentation de $0,12.10^{12}$ at/cm². Cette élévation de la charge, surtout dans le 1^{er} puits quantique, a pour effet de retarder la saturation de la courbe $Ns_{tot}(Vg)$ et, par conséquent, de linéariser à nouveau le contrôle de charge de l'ensemble des puits. Notons également le contrôle croissant des porteurs de l'AlGaAs.

c) Composant 426 T-1:

Comme dans le cas précédent, nous avons choisi de nous polariser au minimum de G_m . L'augmentation de la concentration des impuretés dopantes dans le plan δ_2 provoque une augmentation de la quantité de porteurs qui restent gelés pendant l'excitation dynamique grand signal: 20% des électrons se trouvent encore sur leur atome donneur (figure 24-a). Ce gel est responsable du pincement prématuré du composant (figure 24-b). Les charges libres, quant à elles, vont peupler en plus grande partie le puits supérieur. Ces deux effets contribuent une fois de plus à linéariser la répartition électronique de l'ensemble des canaux. Pour compléter cette étude, notons à titre indicatif que le choix de polariser le transistor au pincement n'augmente pas la non linéarité du contrôle des porteurs. On observe simplement la translation de la courbe $Ns_{tot}(Vg)$ vers le point de pincement. Il s'en suit naturellement une élévation de la densité surfacique de charge pour chaque tension Vg donnée.

III-2: STRUCTURES AlGaAs/GaAs FORTEMENT DOPEES

III-2-1: Description des épitaxies

Les deux structures multipuits à fort dopage que nous avons choisies de décrire dans ce paragraphe ont la même configuration générale que celle du 426 T-1, présentée précédemment. Elles possèdent toutes les deux un plan de dopage supérieur ayant la même charge $\delta_1=4.10^{12}$ at/cm². Seule la charge δ_2 du plan inférieur et le pourcentage d'aluminium ont été modifiés.

STRUCTURES AlGaAs/GaAs FORTEMENT DOPEES

	700 Å	GaAs	$2,5 \cdot 10^{18}$ at/cm ³	
Si	200 Å	AlGaAs	22% NID	$\delta = 10^{11}$ cm ⁻²
Si	100 Å	AlGaAs	22% NID	
Si	30 Å	AlGaAs	22% NID	
	150 Å	GaAs	NID	
	50 Å	AlGaAs	22% NID	
Si	30 Å	AlGaAs	22% NID	
	200 Å	GaAs	NID	
	1500 Å	AlGaAs	22% NID	Tampon
	5800 Å	GaAs	Tampon NID	

Figure 25-a: Epitaxie du transistor 454 T
(Wg=100 μm, Lg=0,3 μm).

	150 Å	AlGaAs	22%	NID
δ1	20 Å	AlGaAs	22%	$2 \cdot 10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	22%	NID
	150 Å	GaAs	NID	
	50 Å	AlGaAs	22%	NID
δ2	20 Å	AlGaAs	22%	$2,4 \cdot 10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	22%	NID
	200 Å	GaAs	NID	
	800 Å	AlGaAs	22%	Tampon NID

$(x_{Al}=0,22 \quad \Delta E_c=0,16$ eV $E_d=6,25$ meV)

Figure 25-b: Structure simulée du 454 T.

	700 Å	GaAs	$2,5 \cdot 10^{18}$ at/cm ³	
Si	200 Å	AlGaAs	30% NID	$\delta = 10^{11}$ cm ⁻²
Si	100 Å	AlGaAs	30% NID	
Si	30 Å	AlGaAs	30% NID	
	150 Å	GaAs	NID	
	50 Å	AlGaAs	30% NID	
Si	30 Å	AlGaAs	30% NID	
	200 Å	GaAs	NID	
	1500 Å	AlGaAs	30% NID	Tampon
	5800 Å	GaAs	Tampon NID	

Figure 26-a: Epitaxie du transistor 453 T-1
(Wg=150 μm, Lg=0,4 μm).

	150 Å	AlGaAs	30%	NID
δ1	20 Å	AlGaAs	30%	$2 \cdot 10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	150 Å	GaAs	NID	
	50 Å	AlGaAs	30%	NID
δ2	20 Å	AlGaAs	30%	$3 \cdot 10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	30%	NID
	200 Å	GaAs	NID	
	800 Å	AlGaAs	30%	Tampon NID

$(x_{Al}=0,3 \quad \Delta E_c=0,23$ eV $E_d=80,5$ meV)

Figure 26-b: Structure simulée du 453 T-1.

a) Composant 454 T:

Une charge de $4,8 \cdot 10^{12}$ at/cm² a été introduite dans le plan δ_2 (figure 25-a). En outre, la couche superficielle d'AlGaAs, qui était de 300 Å dans la structure du 426 T-1, est ici partagée par un plan δ plus faiblement dopé à 10^{11} at/cm². Ce dernier a pour objectif, non pas d'alimenter les puits quantiques, mais simplement de faciliter l'injection des électrons libres dans les zones d'accès de source et de drain. Ce plan a été déposé sur une couche d'AlGaAs N.I.D. de 100 Å. Il est recouvert d'une couche plus importante d'AlGaAs N.I.D. de 200 Å. Celle-ci a été choisie plus épaisse de manière à ce que le plan ne soit pas trop proche de la grille. Le tout est surmonté de 700 Å de GaAs dopé en volume à $2,5 \cdot 10^{18}$ at/cm³.

Toutes les couches d'AlGaAs de cette structure ont été épitaxiées avec une composition d'aluminium de 22%. Ce faible taux a pour conséquence d'abaisser la discontinuité de bande de conduction ($\Delta E_c = 0,16$ eV contre 0,23 eV pour $x_{Al} = 0,3$), et de diminuer l'énergie d'activation du niveau donneur ($E_d = 6,25$ meV contre 80,5 meV pour $x_{Al} = 0,3$).

Dans la structure simulée qui est représentée en figure 25-b, il n'a pas été tenu compte du plan δ de 10^{11} at/cm², celui-ci étant équivalent à un dopage volumique très faible de $3,33 \cdot 10^{16}$ at/cm³.

b) Composant 453 T-1:

Il constitue une version ultime du composant 454 T. Le taux d'alliage est ici plus important. Il a été porté à 30% et le dopage du plan inférieur, δ_2 , est porté à une valeur limite de $6 \cdot 10^{12}$ at/cm². La couche d'AlGaAs sur laquelle est déposé le contact de grille a une épaisseur de 200 Å. Tout le reste de la structure demeure identique (figures 26-a et b).

III-2-2: Comportements statique et quasi-statique

a) Composant 454 T:

Le creusement de la grille a été effectué par une attaque plasma sélective. Après estimation, elle aurait laissé intacts environ 160 Å d'AlGaAs N.I.D., recouvrant le plan δ . Etant donnée sa très faible charge, ce dernier doit avoir un effet négligeable sur l'approvisionnement des puits quantiques. On peut croire, par conséquent, que le transistor se comporte vraisemblablement de la même façon que s'il avait eu en surface une couche d'AlGaAs équivalente à 300 Å. La différence importante que l'on constate en figures 29-a et 29-b, entre les

COMPOTEMENTS STATIQUE ET QUASI-STATIQUE DU TRANSISTOR 454 T:

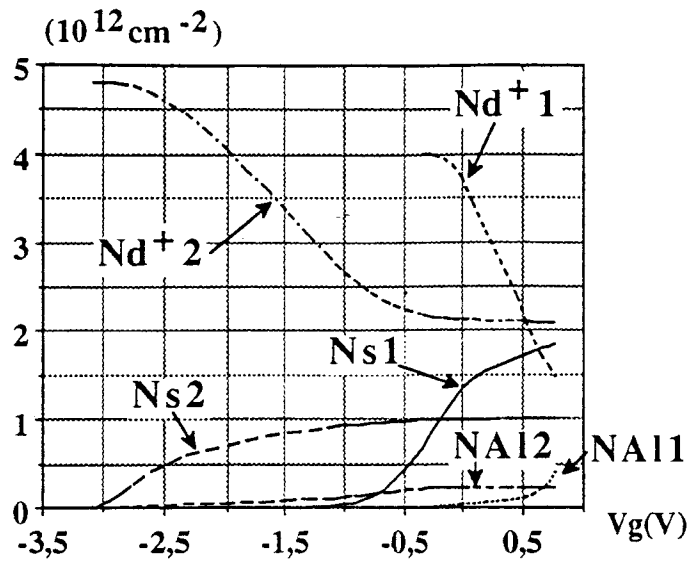


Figure 27: Répartition électronique dans les différentes couches du composant 454 T simulé.

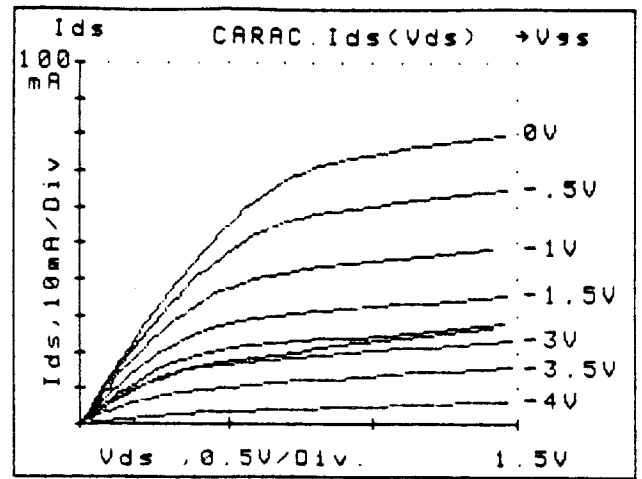


Figure 28: Relevé expérimental statique du réseau de caractéristiques $I_d(V_{ds})$ à tension de grille extrinsèque V_{gs} constante.

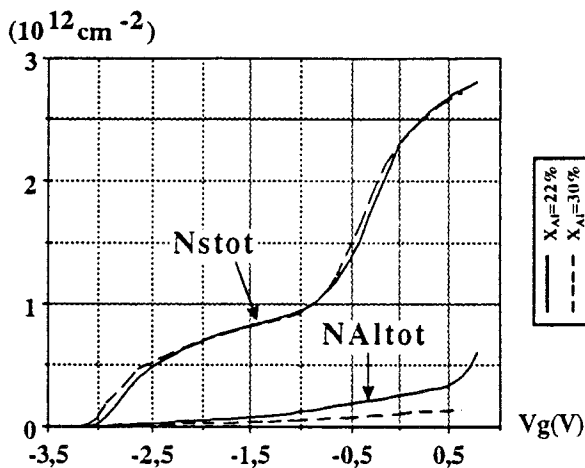


Figure 29-a: Densités d'électrons confinés dans l'ensemble des puits de GaAs et localisés dans les couches d'AlGaAs.

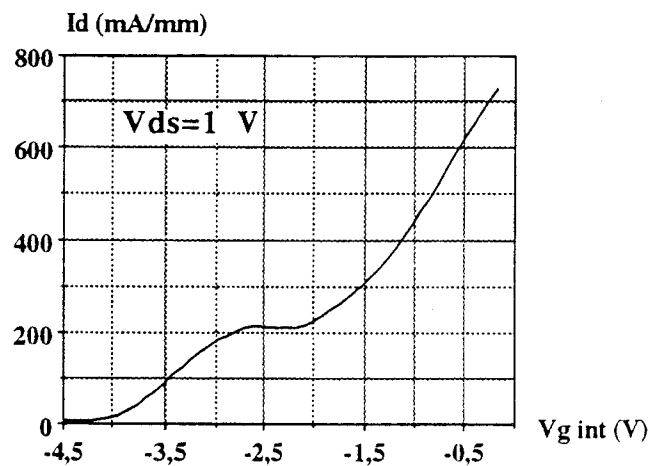


Figure 29-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque.

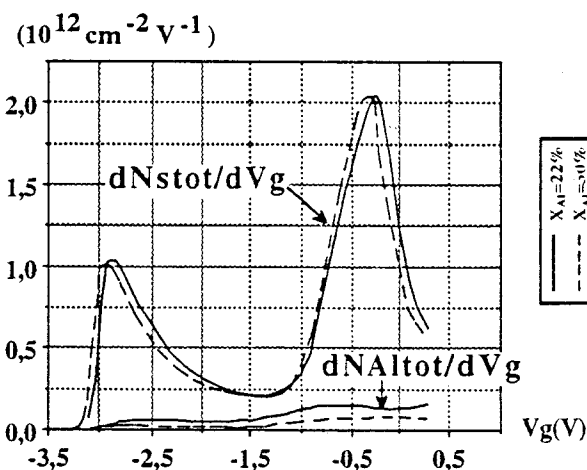


Figure 30-a: Commande de charge des puits quantiques et des deux couches d'AlGaAs.

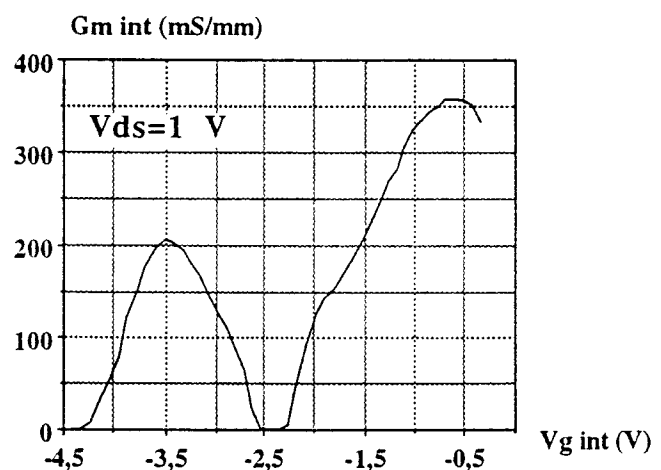


Figure 30-b: Relevé expérimental de la transconductance intrinsèque quasi-statique en fonction de la tension de grille intrinsèque.

tensions de pincement globales des structures simulée et caractérisée, peut être attribuée à la plus faible valeur de la couche superficielle d'AlGaAs N.I.D. introduite dans la simulation.

Le modèle théorique montre que le fait d'avoir surdopé le plan $\delta 2$ provoque non seulement le recul du pincement du transistor, qui est ici proche de -3 V (figures 29-a), mais aussi l'augmentation de l'écart $|V_{P_{Ns2}} - V_{P_{Ns1}}|$ entre les tensions de pincement de chaque canal conducteur, et qui vaut dans le cas présent: $1,9$ V (figure 27). Il en résulte que le puits supérieur pince à une tension V_g pour laquelle la concentration surfacique de porteurs contenus dans le canal inférieur est encore très voisine de sa valeur de saturation (figure 27). Bien que l'éloignement des deux puits quantiques n'ait pas changé par rapport au 426 T-1, l'introduction d'une forte charge dans le plan $\delta 2$ a donc pour principal effet de découpler davantage les deux canaux. Ce découplage laisse ainsi apparaître de façon très distincte l'influence des deux puits sur le contrôle de charge $N_{s_{tot}}(V_g)$ de la figure 29-a. Cette non linéarité se retrouve par ailleurs dans le profil de la dérivée $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$ représenté en figure 30-a.

Le taux d'aluminium relativement peu élevé dans le cas présent (22%) ne semble pas avoir d'influence très marquée sur l'allure des courbes. Une nouvelle simulation de cette structure avec cette fois un taux d'aluminium de 30% donne presque les mêmes résultats pour la densité de charges dans les puits, $N_{s_{tot}}$, et sa dérivée en fonction de V_g (figure 29-a et 30-a). Notons que l'abaissement du taux d'aluminium est essentiellement responsable de l'augmentation de la conduction parallèle dans l'ensemble des couches d'AlGaAs.

Expérimentalement, on retrouve globalement sur les relevés du courant de drain (figure 29-b) et de la transconductance (figure 30-b) les mêmes profils que ceux présentés par $N_{s_{tot}}(V_g)$ et $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$. Cependant, des différences sont à observer. Il existe dans l'évolution du courant une perte de contrôle qui se traduit par une valeur constante de I_{ds} pendant une variation de tension V_g de $0,23$ V. Elle se manifeste sur le profil de transconductance par l'annulation complète du G_m à ces mêmes tensions. Ce phénomène non prévu par le contrôle de charge théorique accentue le comportement non linéaire du composant. Il pourrait être relié à un effet de coude ("kink") présent sur la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ mesurée à la tension extrinsèque V_{gs} de $-2,5$ V (figure 28).

Plusieurs auteurs ont proposé une interprétation possible de ces phénomènes [1]. A faible V_{ds} , les électrons du canal auraient une énergie suffisante pour vaincre la discontinuité de bande de conduction à l'interface AlGaAs/GaAs. Les électrons chauds seraient par conséquent injectés dans la couche d'AlGaAs et capturés par des niveaux profonds. Ce phénomène est communément appelé collapse. Lorsque V_{ds} augmente davantage, les électrons capturés seraient émis. Cette émission s'accompagnerait d'une chute de tension de grille dans la

COMPORTEMENTS STATIQUE ET QUASI-STATIQUE DU TRANSISTOR 453 T-1:

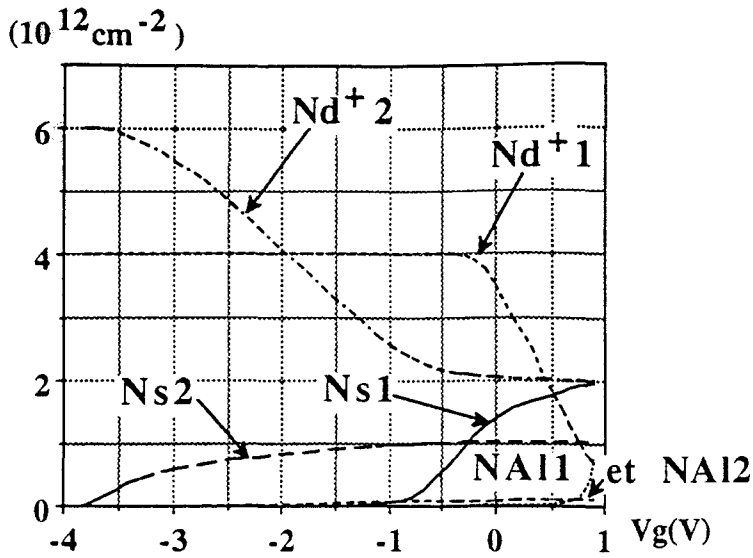


Figure 31: Répartition électronique dans les différentes couches du composant 453 T-1 simulé.

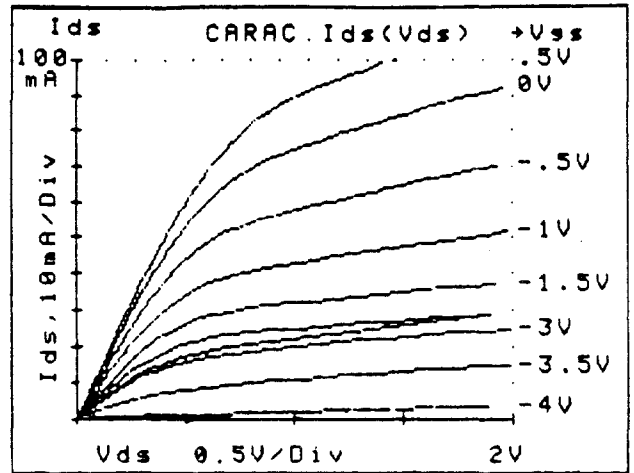


Figure 32: Relevé expérimental statique du réseau de caractéristiques $I_d(V_{ds})$ à tension de grille extrinsèque V_{gs} constante.

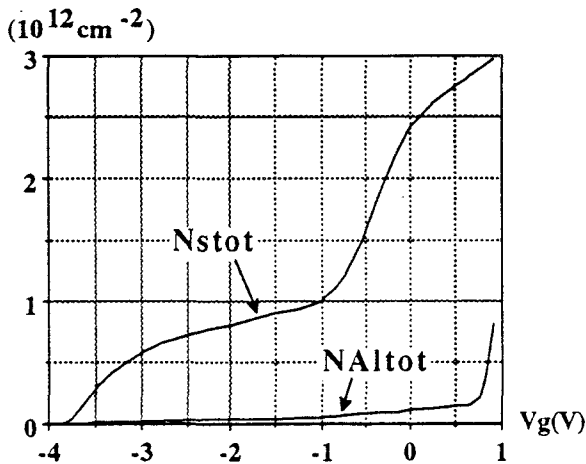


Figure 33-a: Densités de porteurs libres dans l'ensemble des canaux et des couches d'AlGaAs.

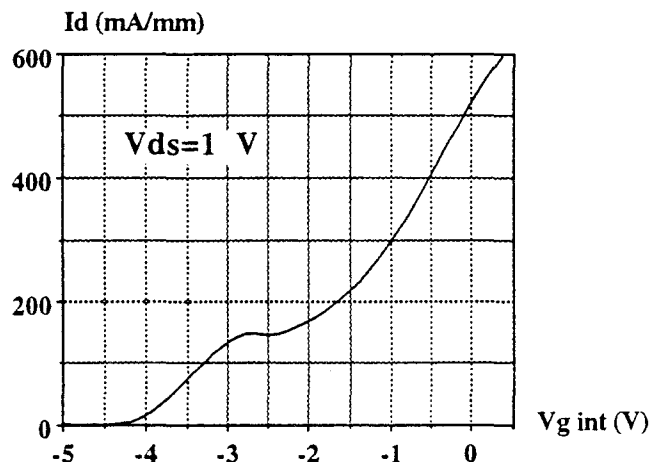


Figure 33-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque.

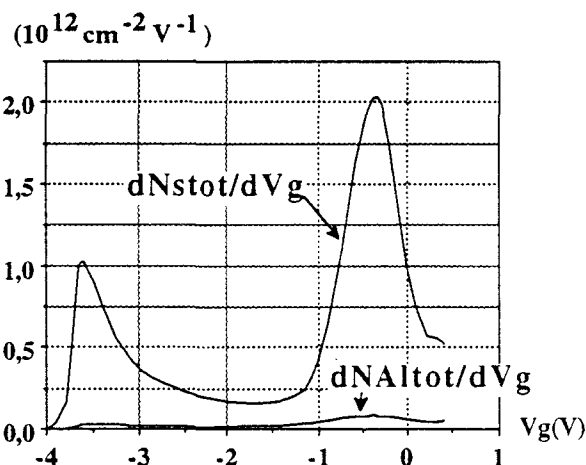


Figure 34-a: Commande de charge des puits de GaAs et des couches d'AlGaAs.

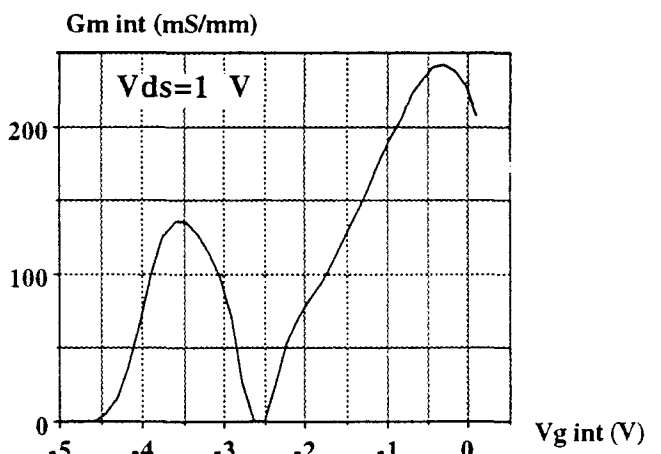


Figure 34-b: Relevé expérimental de la transconductance intrinsèque quasi-statique en fonction de la tension de grille intrinsèque.

couche d'AlGaAs qui provoquerait l'augmentation brutale de la densité électronique du gaz 2D et du courant de drain.

Cette tentative d'explication de l'effet de coude n'est pas la seule. Les électrons émis dans l'AlGaAs par les niveaux profonds et ceux présents dans les puits auraient une énergie suffisante pour générer des paires électron/trou par ionisation par impact. Les électrons ainsi libérés pourraient être responsables de l'élévation brutale du courant visible sur le réseau statique $I_{ds}(V_{ds})$ à V_{gs} constante [2].

b) Composant 453 T-1:

Le creusement de la grille a également été réalisé par attaque plasma sélective. Une estimation de l'épaisseur superficielle montre qu'il resterait au-dessus du plan δ faiblement dopé approximativement 105 Å d'AlGaAs N.I.D. intacts sur les 200 Å initialement introduits. Malgré le choix de la technologie utilisée, il semblerait par conséquent que le plasma ait érodé la couche d'AlGaAs, réduisant ainsi à -4,3 V la tension de pincement du transistor (figure 33-b). Pour effectuer la simulation, l'épaisseur équivalente d'AlGaAs a été choisie égale à 150 Å de façon à comparer directement les contrôles de charge théoriques des composants 454 T et 453 T-1. Le fait de ne pas avoir introduit le même pourcentage d'aluminium ne va pas altérer notre raisonnement puisque, comme nous l'avons remarqué ci-dessus, x_{Al} n'a théoriquement pas d'influence notable sur le contrôle des charges dans les puits.

D'après nos simulations, le plan de dopage inférieur δ_2 , qui est ici très fortement dopé, a pour principale influence d'accentuer le découplage entre les deux puits de potentiel (figure 31). En effet, l'écart entre les tensions de pincement de chaque canal vaut dans le cas présent 2,5 V. On dénote sur le contrôle de charge (figure 33-a) une légère augmentation de la non linéarité de ce profil. Elle se traduit sur la commande par l'abaissement du minimum de la dérivée $\frac{dN_{s,tot}}{dV_g}$ (figure 34-a). Mais expérimentalement, les évolutions du courant (figure 33-b) et de la transconductance (figure 34-b) sont tout à fait semblables à celles déjà observées pour le composant 454 T. Comme pour ce dernier, l'annulation complète de la transconductance n'a pas été prévue par notre contrôle de charge théorique. Le réseau de caractéristiques expérimentales de la figure 32 montre que ce phénomène pourrait être à nouveau relié à la présence d'un effet de coude.

Tel que notre modèle est défini actuellement et à la lumière de toutes les simulations effectuées jusqu'à présent, il nous paraît peu probable de pouvoir annuler complètement la transconductance par un simple contrôle des charges présentes sous la grille. En effet, il faudrait pour cela annihiler l'influence d'un puits sur l'autre. Or, ceci est peu probable,

COMPORTEMENT DYNAMIQUE PETIT SIGNAL DU TRANSISTOR 454 T:

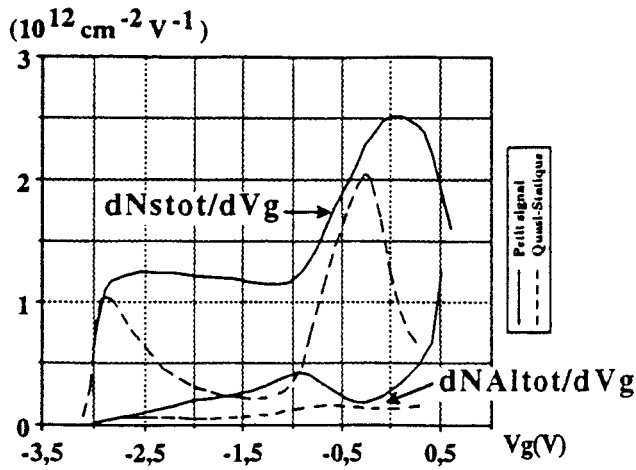


Figure 35-a: Comparaison entre les commandes de charge théoriques quasi-statique et petit-signal du composant 454 T.

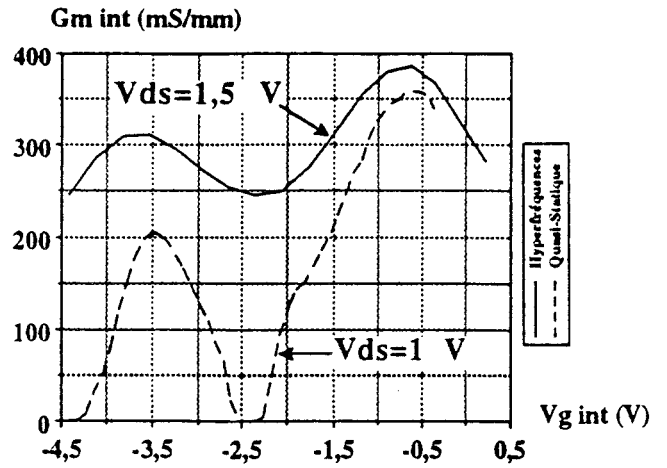


Figure 35-b: Comparaison entre les transconductances intrinsèques expérimentales mesurées dans les régimes quasi-statique et hyperfréquences petit-signal.

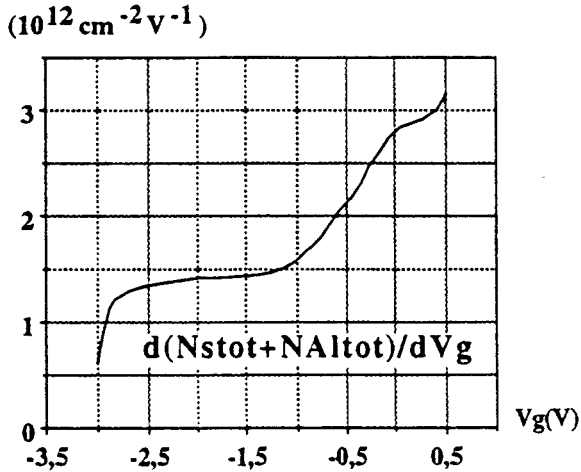


Figure 36-a: Allure de la capacité dynamique C_g^* obtenue par la simulation.

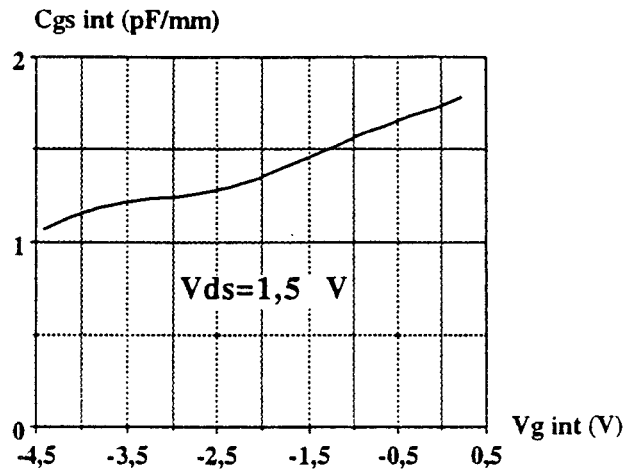


Figure 36-b: Capacité expérimentale du transistor 454 T, calculée en régime hyperfréquences petit-signal.

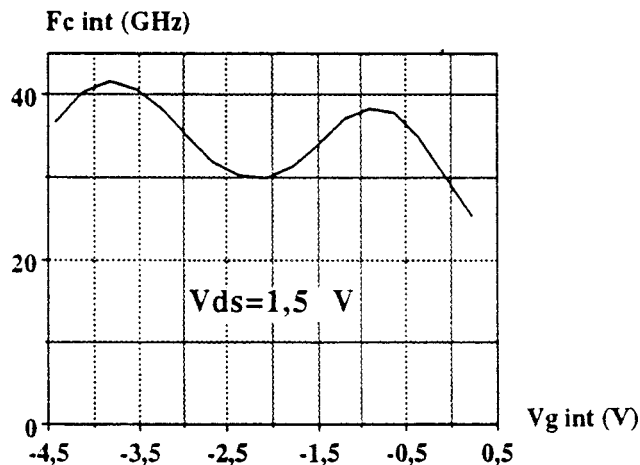


Figure 37: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant du transistor 454 T.

tout au moins en augmentant la charge $\delta 2$, puisque la tension V_g qui permet de pincer le canal supérieur agira toujours quelque peu sur le puits inférieur.

III-2-3: Comportement dynamique petit signal

a) Composant 454 T:

La commande de charge des puits quantiques du 454 T, simulée en régime petit signal et représentée en figure 35-a, tend à effacer totalement la vallée présente sur la dérivée $\frac{dN_{s,tot}}{dV_g}$ quasi-statique. Seule subsiste une très faible diminution de commande des gaz 2D au voisinage de la tension de grille -1 V. Elle doit être attribuée au faible taux d'aluminium utilisé qui accentue l'effet de MESFET parallèle et, par conséquent, la commande des porteurs dans l'AlGaAs, au détriment de la commande des 2 canaux. Cet effacement de la vallée est également observable sur les caractéristiques expérimentales (figure 35-b). Cependant, contrairement à la simulation, bien qu'étant atténué le minimum de transconductance existe toujours. Aux basses fréquences, le signal sinusoïdal que l'on superpose à la polarisation statique peut encore moduler la charge piégée par les centres profonds et faire apparaître un effet de coude. Aux hyperfréquences, cet effet disparaît parce qu'il n'y a plus de modulation de la charge piégée. Les temps usuellement admis pour la capture et l'émission des électrons sont respectivement de l'ordre de 3 μs et 10 μs . Ils sont trop longs pour pouvoir affecter directement le comportement dynamique du transistor. Les performances hyperfréquences du composant en dépendent néanmoins de façon indirecte par les conditions de polarisation statiques qui déterminent la population des niveaux profonds.

D'autre part, il faut noter une divergence importante entre les tensions expérimentales de pincement statique et hyperfréquence. Une fuite de courant de grille peut être à l'origine de cette anomalie. Celle-ci rend difficile la comparaison des profils de capacité mesurée (figure 36-b) et simulée (figure 36-a). On dénote, comme pour le transistor 426 T-1, l'influence prépondérante du canal inférieur sur la valeur maximale de la fréquence de coupure du gain en courant qui vaut ici 42 GHz (figure 37). Cette valeur importante est à rattacher de la même manière à la plus faible valeur de C_{gs} .

b) Composant 453 T-1:

Dans notre simulation, le choix d'un pourcentage d'aluminium de 30% limite le transfert de commande dynamique des puits vers les couches d'AlGaAs. Il nivelle totalement la commande de charge hyperfréquence des gaz 2D sur une gamme de tension de 2 V (figure 38-a). Un désaccord important apparaît à nouveau entre les comportements théorique et

COMPOTEMENT DYNAMIQUE PETIT SIGNAL DU TRANSISTOR 453 T-1:

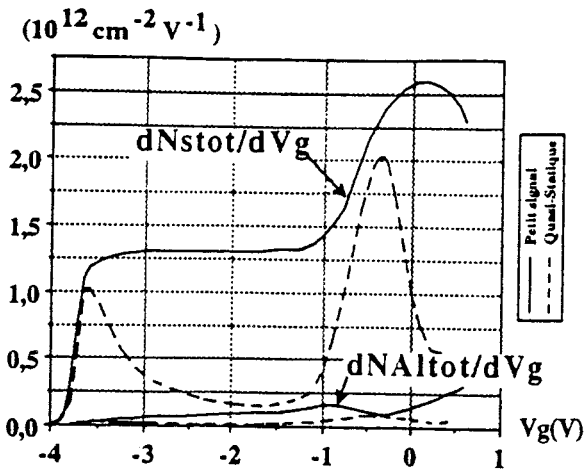


Figure 38-a: Comparaison entre les commandes de charge théoriques quasi-statique et petit-signal du composant 453 T-1.

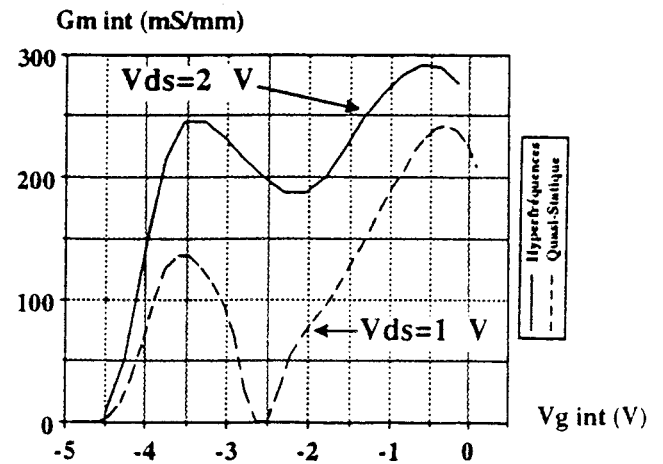


Figure 38-b: Comparaison entre les transconductances intrinsèques expérimentales mesurées dans les régimes quasi-statique et hyperfréquences petit-signal.

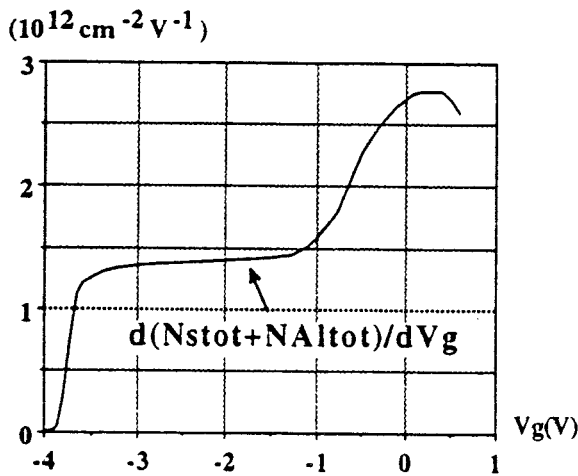


Figure 39-a: Allure de la capacité dynamique C_g^* obtenue par la simulation.

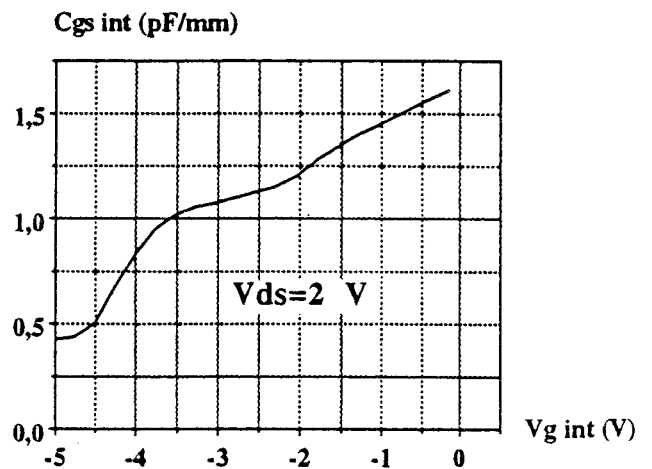


Figure 39-b: Capacité expérimentale du transistor 453 T-1, calculée en régime hyperfréquences petit-signal.

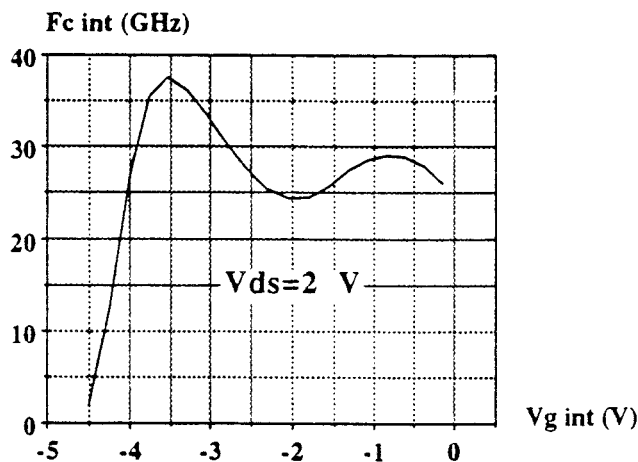


Figure 40: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant du transistor 453 T-1.

expérimental. On peut observer sur ce dernier (figure 38-b) que, bien qu'atténuée par rapport au régime quasi-statique, la vallée de G_m existe toujours aux hyperfréquences. Le calcul du rapport entre les amplitudes du minimum et du 2nd pic de transconductance montre, avec une valeur de 0,76, qu'il y aurait même une légère augmentation de la non linéarité du profil dynamique, par comparaison avec le transistor 454 T pour lequel ce rapport vaut 0,79. Ceci est d'autant plus vrai que la transconductance dynamique représentée sur la figure 38-b a été mesurée à la tension $V_{ds}=2$ V, et que l'élévation de la tension de drain a tendance à linéariser la réponse. Travailler aux hyperfréquences a également pour effet de coupler davantage les puits puisque les maxima sont ici séparés par une tension V_g de 2,9 V, contre 3,3 V dans le cas quasi-statique. Cet effet a déjà été observé lors de l'étude du composant moyennement dopé 426 T-1.

D'après la simulation, les charges libres dans l'AlGaAs sont tellement faibles, et leur commande est si négligeable, que la forme de la capacité théorique déduite en régime petit signal (figure 39-a) est en tout point semblable au profil du $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$. Ceci n'est plus vérifié expérimentalement.

Pour une variation de tension donnée, la mesure de la capacité résulte d'une simple variation de la charge globale présente dans toute la structure. En régime hyperfréquences, il n'y a plus de variation de la charge piégée. L'évolution de la capacité expérimentale est alors obtenue par superposition des commandes dans les puits et dans les couches d'AlGaAs. Il est clair que dans une structure à hétérojonctions, la commande prépondérante est celle des puits de potentiel. C'est notamment elle qui impose à la transconductance dynamique expérimentale sa forme vallonnée. Compte tenu du profil plutôt linéaire de $C_{gs}(V_g)$ (figure 39-b), il semblerait qu'en réalité la commande dynamique des porteurs dans l'AlGaAs ne soit pas aussi négligeable que dans la théorie.

Notons pour finir que la fréquence de coupure du gain en courant présente une valeur maximale de 37,8 GHz à la tension $V_g=-3,5$ V (figure 40). C'est à cette même valeur de tension qu'est attribué l'optimum de la commande du canal inférieur (figure 38-b).

III-3: INSUFFISANCES DE LA MODELISATION

Comme nous avons pu le constater lors de l'étude de ces deux derniers exemples de composants, des divergences importantes commencent à apparaître entre la théorie et l'expérimentation lorsque les structures sont fortement dopées. Notre modélisation prévoit des comportements extrêmes:

- Si on exclut l'effet du champ électrique le long des canaux, la commande de charge théorique quasi-statique est trop exagérée puisqu'elle prévoit un comportement trop non linéaire par rapport à ce qu'il est dans la réalité.
- La commande de charge théorique dynamique petit signal est par contre trop pessimiste. Elle tend à faire disparaître la vallée de transconductance alors que les mesures ont montré que l'on pouvait encore avoir une non linéarité prononcée.

Nous pensons que les divergences apparues sont essentiellement dues à la façon de modéliser les centres DX. Cette notion de centre DX a été introduite la première fois par Lang et Logan [3] lors d'une étude sur la présence de centres profonds dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopé N. Ils proposent, sous ce nom, un complexe microscopique formé d'un atome donneur et d'un défaut tel qu'un site d'arsenic vacant. Notons que la formation de ces centres dans l'alliage AlGaAs de type N, épitaxié par MBE, ne requiert vraisemblablement pas la présence d'un tel défaut puisque nous travaillons avec des flux d'arsenic en excès [4]. Néanmoins, l'appellation originelle de centre DX a été conservée pour désigner ce niveau donneur qui est ici à rattacher directement aux atomes d'impureté Si.

Quelques études ont déjà été réalisées sur le matériau AlGaAs dopé uniformément. Mais, jusqu'à présent, peu d'entre elles ont été menées sur le comportement des plans de dopage dans l' AlGaAs [5]. Il n'est pas dans nos intentions de réaliser dans ce mémoire une étude précise et détaillée des mécanismes intervenant lors du piégeage des porteurs sur les niveaux donneurs. Cependant, nous rappellerons brièvement dans le paragraphe suivant quelques principaux résultats trouvés dans la littérature.

III-3-1: Modèles à deux niveaux donneurs

Nous présentons tout d'abord le modèle de Schubert et Ploog [4] dont nous avons tenu compte pour réaliser nos simulations. Les auteurs ont étudié expérimentalement, en fonction de la température, l'évolution des concentrations de porteurs libres mesurées par effet Hall sur des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ uniformément dopées ($N_{\text{Si}} \geq 5.10^{17}$ at / cm^3), et ce, pour différentes compositions d'alliage. Ils ont mis en évidence dans la gamme de composition $0 \leq x \leq 0,4$ l'existence d'un niveau donneur superficiel E_{sd} qui interagit avec la vallée Γ , et d'un niveau plus profond E_{dd} associé probablement à la vallée L et qui n'apparaît que pour des taux d'alliage supérieur à 0,2. Une analyse basée sur la statistique de Fermi-Dirac leur a permis de déterminer une énergie d'ionisation apparente E_d qui tient compte à la fois des niveaux donneurs

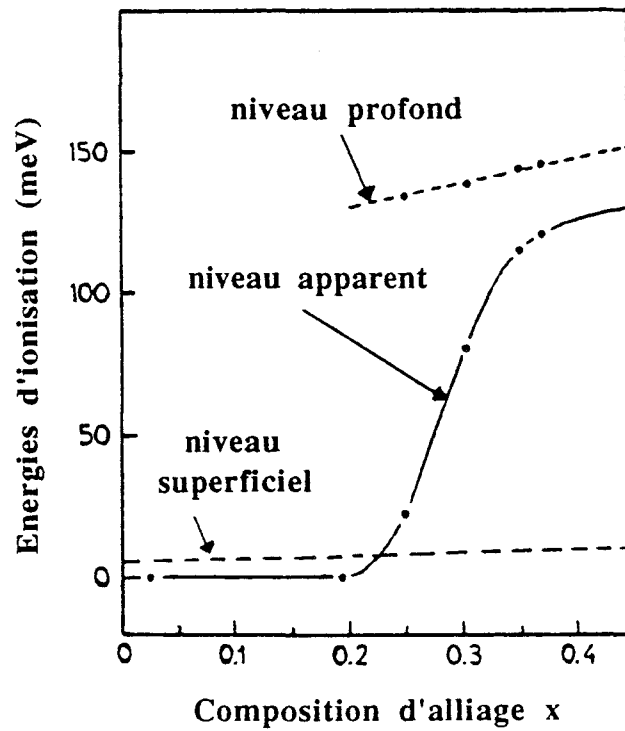


Figure 41: Evolutions de l'énergie d'ionisation apparente et des énergies d'activation des niveaux donneurs superficiel et profond, pour des structures $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ uniformément dopées.

superficiel et profond, ainsi que de leurs concentrations respectives. Nous avons reproduit en [figure 41](#) les évolutions de l'énergie d'ionisation apparente et de l'énergie d'activation propre des niveaux superficiel et profond en fonction de la composition de l'alliage. C'est l'énergie d'ionisation apparente, E_d , que nous avons introduite dans l'expression de la concentration des donneurs ionisés que nous rappelons ici:

$$Nd^+(z) = \frac{Nd(z)}{1 + 2.e^{\frac{-(E_c - E_f - E_d)}{k.T}}}$$

La coexistence d'un niveau donneur superficiel et d'un niveau profond dans l'AlGaAs uniformément dopé a également été mise en évidence expérimentalement par Watanabe [6,7] au moyen d'études spectroscopiques par DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) combinées à des mesures de capacité (C-V). Les énergies d'activation propres des niveaux donneurs ainsi déduites sont en accord avec celles trouvées par Schubert et Ploog, avec $E_{sd}=6$ meV pour le niveau superficiel et $E_{dd}=140$ meV pour le niveau profond. Ces valeurs sont indiquées pour un taux d'alliage de 0,3.

Ces deux exemples de travaux ont souvent servi de base à d'autres travaux de recherche et sont fréquemment repris dans la littérature.

III-3-2: Modèle à simple niveau donneur

D'autres modèles ont également été étudiés, notamment ceux à simple niveau donneur. Nous n'en présentons ici qu'un seul exemple, celui proposé par Chand [8]. Il l'a établi à partir de mesures de densités effectuées par effet Hall sur des échantillons d' $Al_xGa_{1-x}As$ de composition différente. Il a trouvé que, pour des taux d'alliage inférieur à 20%, l'énergie d'activation E_d du niveau donneur a une valeur de l'ordre de 9 meV et que celle-ci doit être attribuée à un niveau superficiel. Bien que, dans la gamme de composition $0,22 < x < 0,40$, l'auteur reconnaisse l'existence d'un niveau superficiel qui suit le minimum de la vallée Γ et d'un niveau profond lié au minimum de la vallée L ou X, il considère que le niveau profond y est dominant. Pour des dopages moyens, l'énergie d'activation de ce niveau est donnée approximativement par une équation linéaire:

$$E_d(\text{meV}) = 707.x - 146 \quad \text{pour } 0,22 < x < 0,40$$

Cependant, pour arriver à cette expression, l'auteur a tenu compte de points de mesure obtenus pour des compositions d'alliage en gap de bande indirect. Il a ensuite restreint la validité de son équation à l'intervalle $0,22 < x < 0,40$. D'autres personnes comme

Chandra [9] ont repris ce résultat. Ils l'ont amélioré quelque peu en ne considérant cette fois que les mesures expérimentales effectuées en gap de bande direct. Ils ont obtenu une nouvelle formulation assez grossière:

$$E_d(\text{meV})=892.x-200$$

III-3-3: Etude de plans fortement dopés dans l'AlGaAs

Une étude menée par Etienne et Mieg [10] a été réalisée sur plusieurs échantillons d'AlGaAs de composition $x=0,32$ dans lesquels ils ont introduit des plans fortement dopés. Grâce à des séries de mesures effectuées à 77 °K par effet Hall dans l'obscurité et à la lumière, ils ont observé qu'à de très fortes densités d'atomes Si la concentration des centres DX est considérablement réduite. Elle disparaîtrait même complètement pour des densités électroniques mesurées de l'ordre de $2.10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Cette diminution des centres DX pourrait être due à des contraintes locales induites par les impuretés dopantes concentrées sur de très faibles épaisseurs.

III-3-4: Niveau donneur dans des couches de GaAs à plans fortement dopés

Zrenner [11] a mesuré les largeurs des profils de capacité (C-V) obtenus à partir des couches GaAs à plan de dopage. Il s'est aidé d'un modèle auto-cohérent prenant en compte la présence de niveaux donneurs profonds et la quantification sur plusieurs sous-bandes énergétiques. Il a ainsi montré que les résultats expérimentaux ne pouvaient être expliqués que si l'on introduisait un centre DX dans la bande de conduction, à environ 200 meV au-dessus du bas de la vallée Γ . Ce centre DX serait simplement dû à la substitution d'un atome de silicium en site gallium.

III-4: TENTATIVES D'EXPLICATION DE L'ORIGINE DE LA NON LINEARITE

Le problème principal auquel nous nous sommes heurtés a été de positionner le niveau d'énergie des centres DX dans la structure de bande. En d'autres termes, quelle est la valeur à attribuer à l'énergie d'activation E_d de ce niveau pour des plans de dopage réalisés dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$?

COMMANDES THEORIQUES QUASI-STATIQUES AVEC OU SANS PIEGEAGE

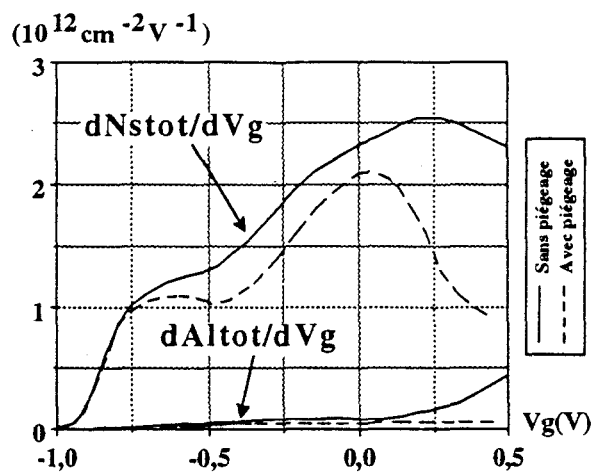


Figure 42-a: $\delta 1 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$
 $\delta 2 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$

TRANSCONDUCTANCES EXPERIMENTALES QUASI-STATIQUES ET HYPERFREQUENCES

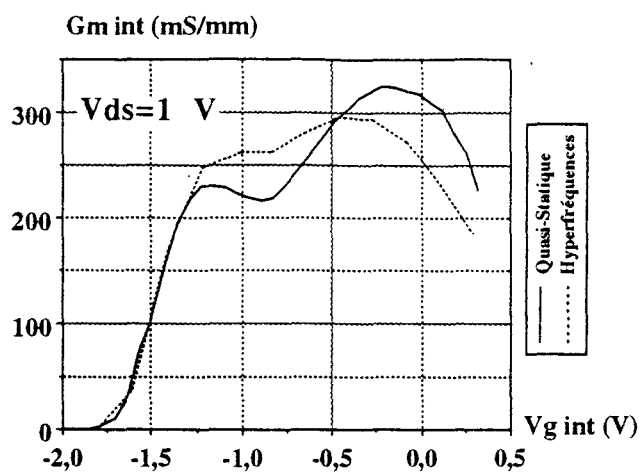


Figure 42-b: Composant 389 T

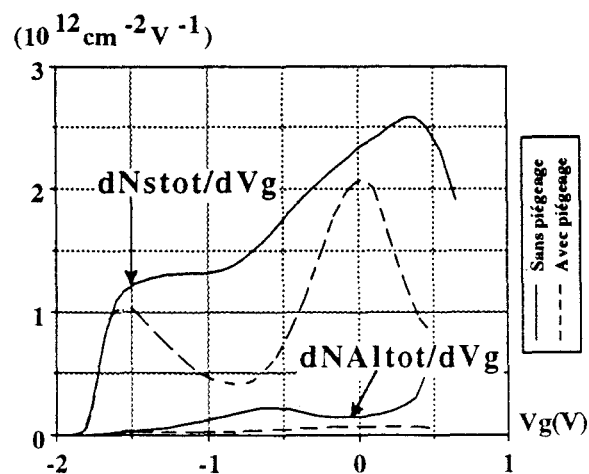


Figure 43-a: $\delta 1 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$
 $\delta 2 = 3 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$

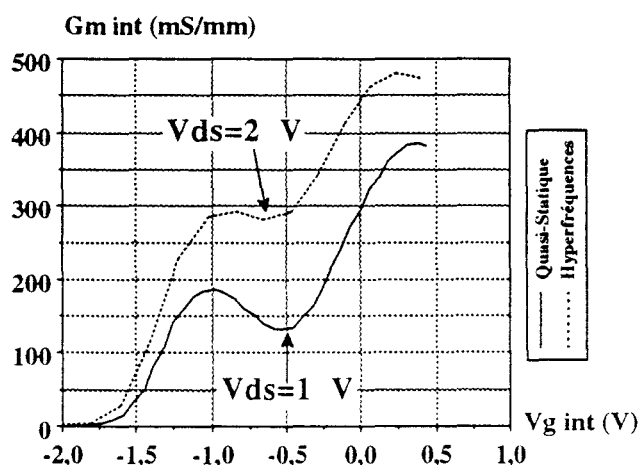


Figure 43-b: Composant 426 T-1

COMMANDES THEORIQUES QUASI-STATIQUES AVEC OU SANS PIEGEAGE

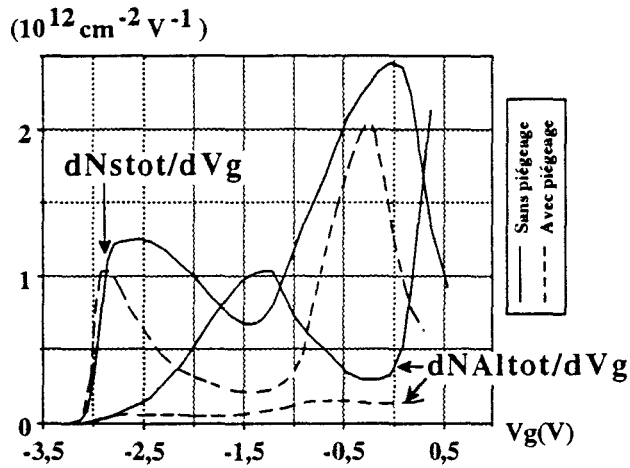


Figure 44-a: $\delta 1 = 4 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$
 $\delta 2 = 4,8 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$

TRANSCONDUCTANCES EXPERIMENTALES QUASI-STATIQUES ET HYPERFREQUENCES

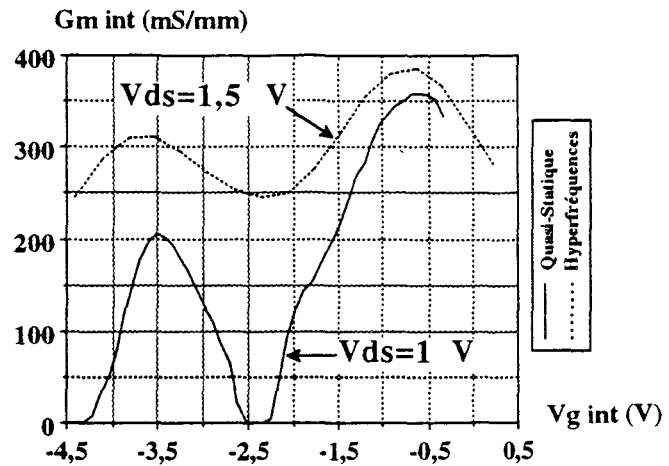


Figure 44-b: Compo 454 T

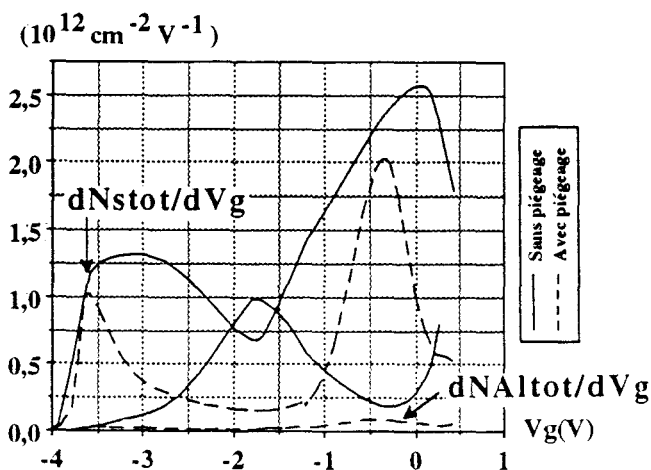


Figure 45-a: $\delta 1 = 4 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$
 $\delta 2 = 6 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$

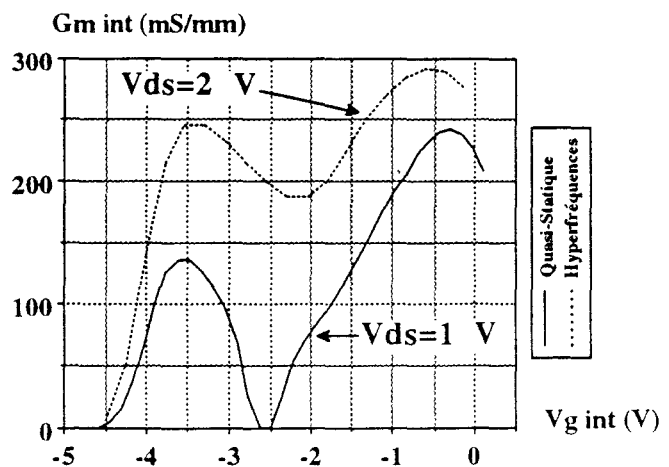


Figure 45-b: Compo 453 T-1

III-4-1: Les plans de dopage sont-ils totalement ionisés ?

Pour répondre à cette question, nous avons repris les structures non linéaires étudiées précédemment. De nouvelles simulations du comportement quasi-statique ont été réalisées en imposant que tous les atomes d'impureté donneurs dans chaque plan de dopage sont ionisés ($N_d^+ = N_d$). Les résultats obtenus sous cette hypothèse et ceux déjà présentés lorsque les porteurs pouvaient encore se piéger sont reportés sur les figures 42, 43, 44 et 45-a. Par commodité, nous avons reporté à nouveau les transconductances expérimentales correspondantes (figures 42, 43, 44 et 45-b). Pour les structures moyennement dopées ($\delta_1 = 2,5$ et $\delta_2 = 1,5$ ou $3 \cdot 10^{12}$ at/cm²), le minimum de $\frac{dN_{s,tot}}{dV_g}$ disparaît complètement lorsque l'on considère qu'il n'y a pas de piégeage des électrons libres. Cependant, la vallée de la transconductance expérimentale quasi-statique existe bien pour les composants 389 T et 426 T-1.

Pour les structures fortement dopées ($\delta_1 = 4$ et $\delta_2 = 4,8$ ou $6 \cdot 10^{12}$ at/cm²), une vallée apparaît dans les profils de dérivée. Néanmoins, la commande des couches d'AlGaAs prend de l'importance et sa prise en compte dans le calcul du G_m théorique ne peut qu'estomper la non linéarité du transistor. En outre, le 2nd pic de $\frac{dN_{s,tot}}{dV_g}$ se linéarise. Le comportement que nous venons de décrire ne correspond pas à ce que l'on observe sur les relevés expérimentaux quasi-statiques des composants 454 T et 453 T-1. En effet, sur ces derniers, la non linéarité de la transconductance est très marquée.

Du point de vue théorique, précisons enfin qu'il ne peut plus y avoir de distinction entre les comportements quasi-statique et dynamique. Dans les deux cas, la charge ionisée dans les plans de dopage est constante quelque soit la tension V_g et a pour valeur la charge initialement introduite ($N_d^+ = N_d$). Expérimentalement, nous avons pu constater que le transistor se comportait différemment selon la gamme de fréquences utilisées.

En conclusion, il nous paraît peu probable que les atomes de silicium à l'intérieur des plans de dopage épitaxiés dans l'AlGaAs soient totalement ionisés.

III-4-2: Introduction du niveau donneur dans la bande de conduction

Placer le niveau donneur dans la bande de conduction revient à attribuer à l'énergie d'activation de ce niveau une valeur négative, référencée par rapport au bas de la bande Γ . Pour étudier l'influence de ce paramètre, nous avons choisi le transistor 454 T. Des simulations quasi-statique et dynamique petit signal ont été menées avec des valeurs de E_d de -50, -100 et

COMPORTEMENT THEORIQUE QUASI-STATIQUE DU COMPOSANT 454 T:

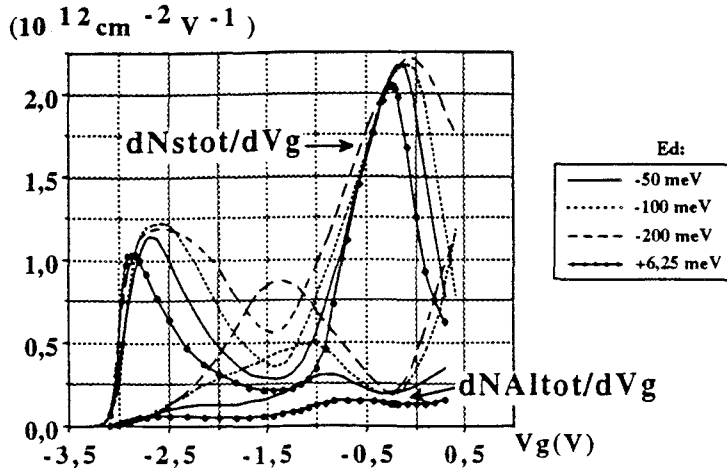


Figure 46: Influence du niveau donneur E_d sur la commande quasi-statique des charges dans les puits et dans l'AlGaAs.

COMPORTEMENT THEORIQUE DYNAMIQUE DU COMPOSANT 454 T:

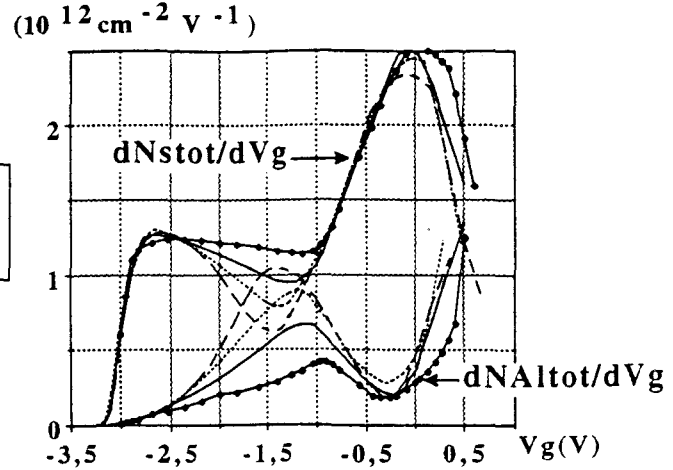


Figure 47: Influence du niveau donneur E_d sur la commande dynamique des charges dans les puits et dans l'AlGaAs.

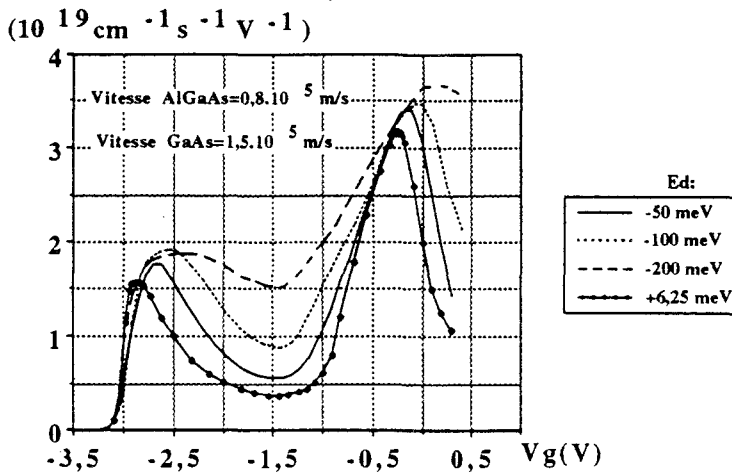


Figure 48: G_m quasi-statique pour une valeur moyenne de la vitesse des porteurs dans l'AlGaAs de $0,8 \cdot 10^5$ m/s.

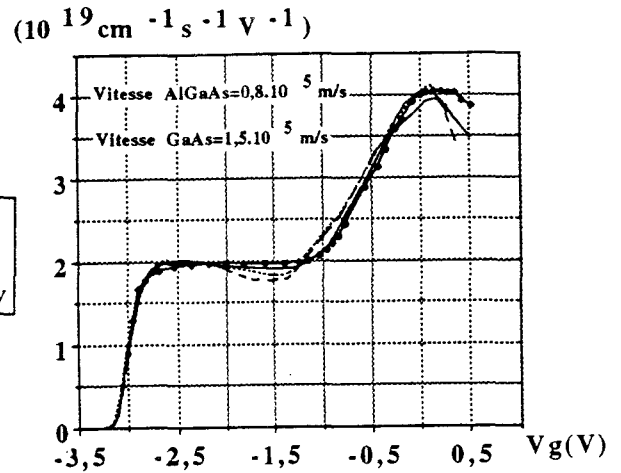


Figure 49: G_m dynamique pour une valeur moyenne de la vitesse des porteurs dans l'AlGaAs de $0,8 \cdot 10^5$ m/s.

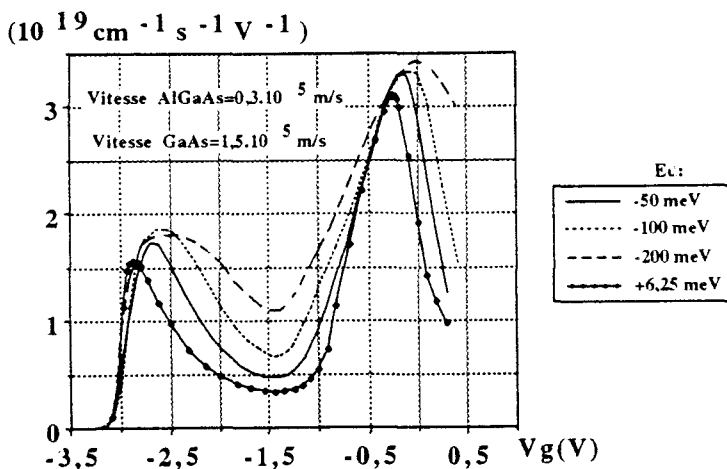


Figure 50: G_m quasi-statique pour une valeur moyenne de la vitesse des porteurs dans l'AlGaAs de $0,3 \cdot 10^5$ m/s.

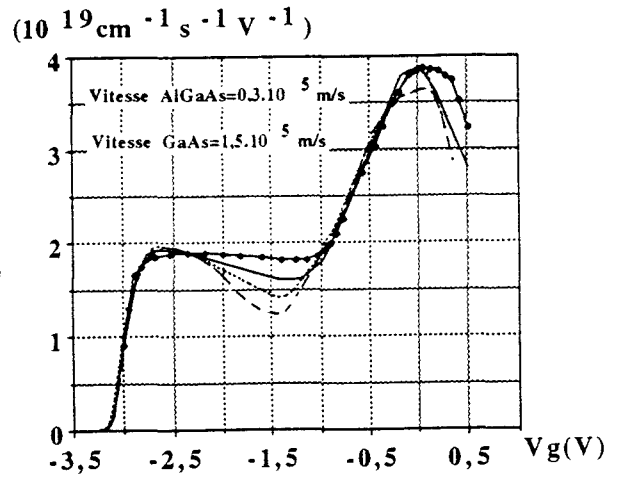


Figure 51: G_m dynamique pour une valeur moyenne de la vitesse des porteurs dans l'AlGaAs de $0,3 \cdot 10^5$ m/s.

-200 meV. Les variations de charge théoriques ont été visualisées figures 46 et 47. Pour référence, nous y avons également reporté les résultats obtenus pour $E_d = +6,25$ meV.

Pour le comportement quasi-statique, plus E_d est négatif, plus la commande de l'AlGaAs est importante et moins le minimum dans la dérivée de $N_{s_{tot}}$ est prononcé. Donner à E_d une valeur négative libère davantage d'électrons. La concentration de porteurs augmente à la fois dans le 1^{er} et le 2nd puits et leur commande s'élargit. Ceci estompe davantage la non linéarité du contrôle de charge $N_{s_{tot}}(V_g)$ et provoque, par conséquent, la remontée de la vallée de $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$. Les couches d'AlGaAs, et plus particulièrement la couche contenant le plan δ_2 , voient également leur densité augmenter. La commande des électrons dans l'AlGaAs prend alors de l'importance.

En régime petit signal, le comportement observé est différent. Plus E_d devient négatif, plus la vallée de $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$ et la commande dans l'AlGaAs s'accroissent. Lors de la variation de la tension autour du point de polarisation statique V_g , la charge ionisée N_d^+ demeure figée dans chaque plan de dopage. La variation de tension ne peut alors moduler que les porteurs libres dans l'ensemble de la structure. Plus précisément, la commande dans l'AlGaAs s'amplifie essentiellement au détriment de celle des électrons confinés dans le puits quantique inférieur.

Le fait de placer le niveau donneur dans la bande de conduction ne permet pas d'expliquer complètement les évolutions de la transconductance expérimentale observées dans les deux régimes de fréquences. En effet, si on fait intervenir les facteurs de vitesse $\overline{V}_{Al} = 0,8$ et $\overline{V}_{Ga} = 1,5 \cdot 10^5$ m/s, la transconductance quasi-statique (figure 48) présente une vallée moins profonde à mesure que E_d devient négatif. La transconductance dynamique petit signal, quant à elle, se linéarise et n'évolue pratiquement pas (figure 49). Par contre, on peut constater sur la figure 35-b que la commande dynamique expérimentale présente un profil assez vallonné. On peut penser avoir accordé trop d'importance à la commande théorique des porteurs dans l'AlGaAs en lui attribuant un facteur de vitesse moyenne de $0,8 \cdot 10^5$ m/s. Réduire ce facteur à $0,3 \cdot 10^5$ m/s permet, pour des valeurs de E_d négatives, de préserver à la fois les non linéarités des profils théoriques de "Gm" quasi-statique (figure 50) et dynamique petit signal (figure 51).

En résumé, d'après le modèle théorique de commande de charge que nous avons exploité, la présence d'un minimum dans les évolutions quasi-statique et hyperfréquence de la transconductance ne peut s'expliquer que par l'effet simultané de deux paramètres, qui sont:

- un niveau donneur E_d négatif, de l'ordre d'une centaine de meV, permettant à davantage d'électrons de se libérer tout en n'ionisant pas complètement les plans de dopage.

STRUCTURE AlGaAs/GaAs A PUIITS DECOUPLES

	800 Å	GaAs	3.10^{18} at/cm ³
	300 Å	AlGaAs	23% NID
Si		$\delta=3.10^{12}$ cm ⁻²	
	30 Å	AlGaAs	23% NID
	150 Å	GaAs	NID
	50 Å	AlGaAs	23% NID
Si	62,5 Å	AlGaAs	4.10^{18} at/cm ³
	75 Å	AlGaAs	23% NID
Si	62,5 Å	AlGaAs	4.10^{18} at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	23% NID
	200 Å	GaAs	NID
	1900 Å	AlGaAs	23% NID
	6300 Å	GaAs	Tampon NID

Figure 52-a: Epitaxie du transistor 561 T
(Wg=150 μm, Lg=0,3 μm).

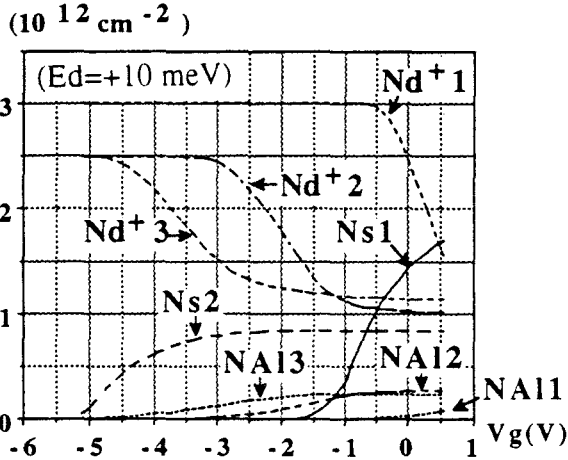


Figure 53: Répartition électronique dans les différentes couches du composant 561 T simulé.

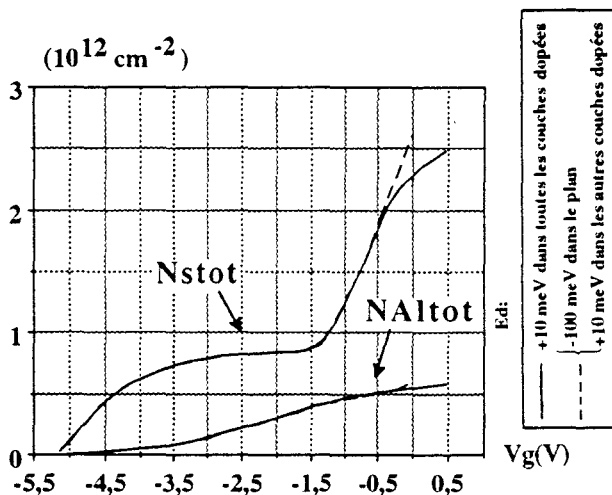


Figure 55-a: Densités globales des porteurs libres lorsque Ed vaut +10 ou -100 meV dans le plan de dopage.

	300 Å	AlGaAs	23% NID
δ	20 Å	AlGaAs	23% $1.5.10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	23% NID
	150 Å	GaAs	NID
	50 Å	AlGaAs	23% NID
Si	62,5 Å	AlGaAs	4.10^{18} at/cm ³
	75 Å	AlGaAs	23% NID
Si	62,5 Å	AlGaAs	4.10^{18} at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	23% NID
	200 Å	GaAs	NID
	520 Å	AlGaAs	23% NID

($x_{Al}=0,23$ $\Delta E_c=0,168$ eV $E_d=10$ meV)

Figure 52-b: Structure simulée du 561 T.

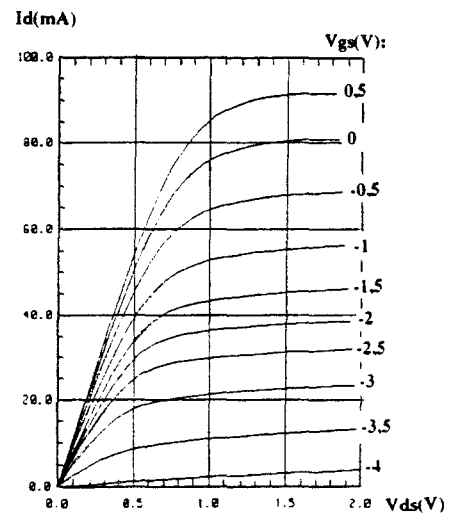


Figure 54: Relevé expérimental statique du réseau de caractéristiques Id(Vds) à tension de grille extrinsèque Vgs constante.

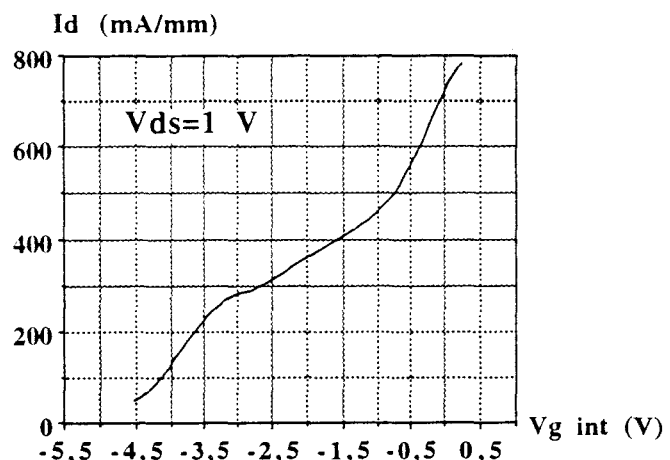


Figure 55-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque.

- une vitesse moyenne \overline{V}_{Al} des porteurs dans l'AlGaAs très faible réduisant ainsi la commande des électrons libres dans ces couches.

III-5: STRUCTURES PARTICULIERES

III-5-1: Structure AlGaAs/GaAs à puits découplés (561 T)

a) Présentation de l'épitaxie:

La structure expérimentale du composant 561 T est présentée sur la figure 52-a. Une couche d'AlGaAs N.I.D. de composition 23% surmonte un plan de dopage supérieur de charge surfacique 3.10^{12} at/cm². Deux couches de 60 Å, dopées toutes les deux uniformément à 4.10^{18} at/cm³, ont également été introduites plus en profondeur. Elles sont séparées l'une de l'autre par une couche d'AlGaAs N.I.D. de 75 Å. Cette configuration a été choisie de manière à ce que chacune de ces couches dopées en volume alimente indépendamment l'une de l'autre le canal de GaAs le plus proche.

A titre de comparaison, la structure que nous avons simulée a été juxtaposée en figure 52-b. L'épaisseur superficielle d'AlGaAs a également été fixée à 300 Å car le creusement de la grille a été effectué par une attaque plasma sélective. Précisons que pour une composition d'aluminium de 0,23, le niveau donneur a été choisi, dans un premier temps, égal à +10 meV.

b) Confrontation théorie/expérience:

La figure 53 rend compte de la répartition électronique théorique à l'intérieur de la structure du composant 561 T, pour un niveau donneur fixé à +10 meV. Les quantités Nd^{+1} , Nd^{+2} , et Nd^{+3} correspondent aux densités d'atomes donneurs ionisés respectivement dans le plan de dopage δ , et dans les couches centrale et inférieure uniformément dopées. NAI_1 , NAI_2 et NAI_3 représentent les concentrations d'électrons libres dans les couches superficielles d'AlGaAs, dans celles séparant les deux canaux et dans la couche tampon inférieure: Pour les structures à plan de dopage, on a déjà remarqué que les densités de porteurs dans l'AlGaAs sont très faibles. Dans le cas présent, l'utilisation de dopages volumiques augmente de façon significative les quantités NAI_2 et NAI_3 , d'autant plus qu'avec une composition de 23%, la discontinuité de bande de conduction à l'interface AlGaAs/GaAs n'est que de 168 meV.

Avec une telle structure, les deux puits de potentiel sont bien découplés. En effet, on constate que le 1^{er} canal (NS1) pince à la tension -1,75 V, alors que le canal inférieur (NS2) ne commence à se dépléter qu'à partir de -2,5 V. Le découplage s'observe plus nettement

STRUCTURE AlGaAs/GaAs A PUITES DECOUPLÉS

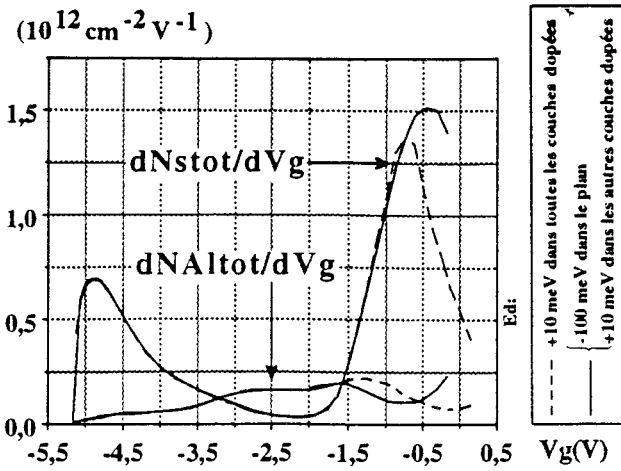


Figure 56-a: Commandes de charge quasi-statiques du composant 561 T pour les valeurs de E_d : +10 et -100 meV.

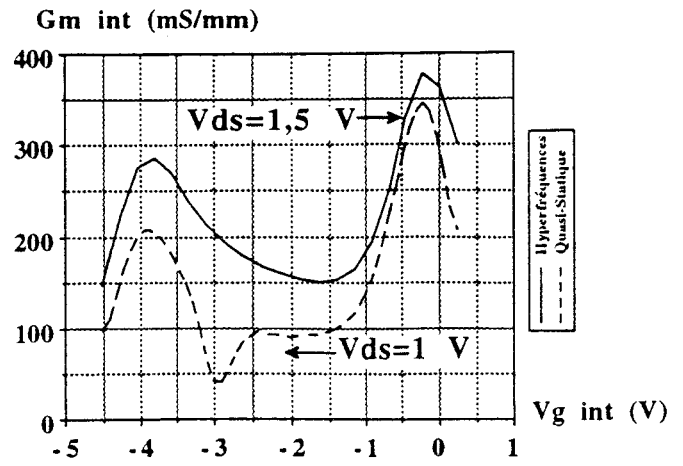


Figure 56-b: Transconductances expérimentales intrinsèques quasi-statique et dynamique petit signal.

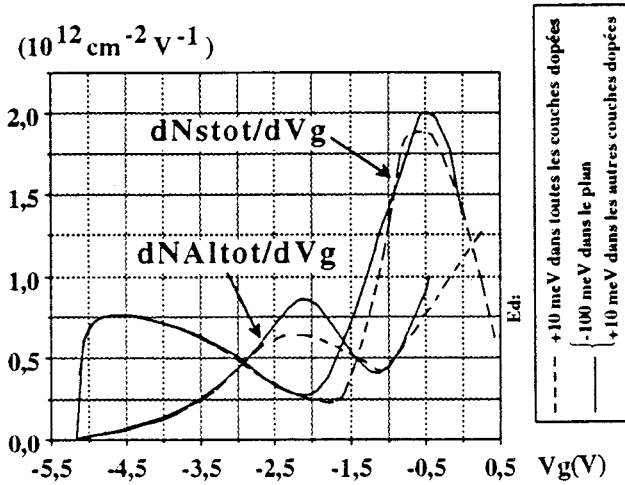


Figure 56-c: Commandes de charge dynamiques du composant 561 T pour les valeurs de E_d : +10 et -100 meV.

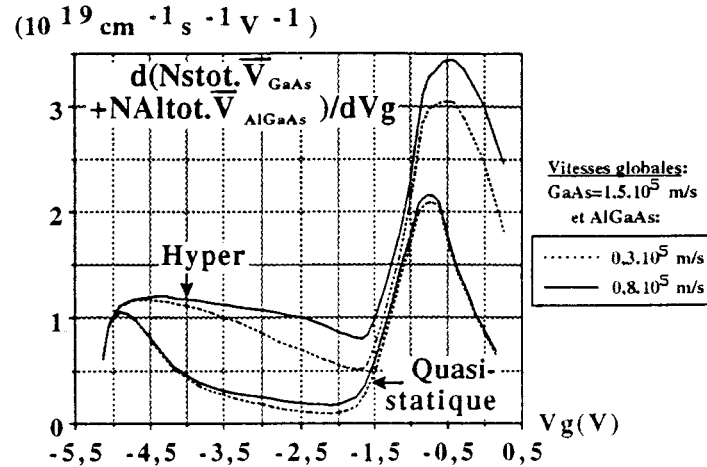


Figure 57-a: Allures approchées des G_m quasi-statique et dynamique lorsque E_d vaut +10 meV dans le plan de dopage.

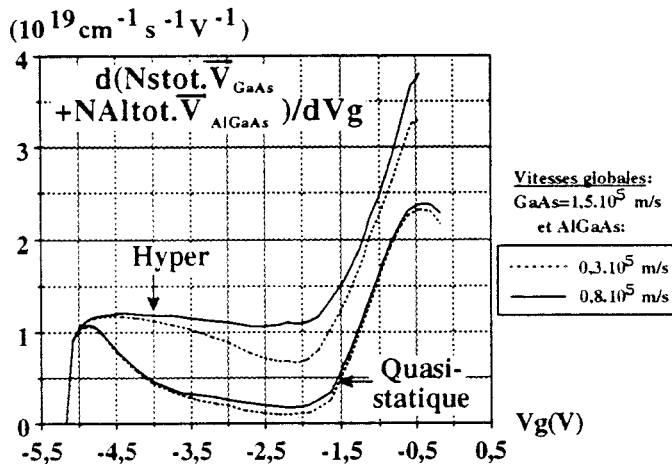


Figure 57-b: Allures approchées des G_m quasi-statique et dynamique lorsque E_d vaut -100 meV dans le plan de dopage.

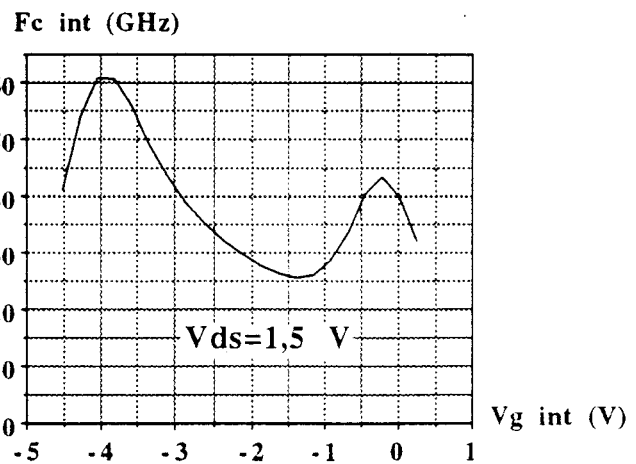


Figure 58: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant du transistor 561 T

dans le contrôle global des charges des deux puits, $N_{s_{tot}}(V_g)$, visualisé en [figure 55-a](#). En outre, la conduction dans l'AlGaAs prend de l'importance pour les tensions supérieures à -2,5 V. Il en résulte que l'évolution expérimentale du courant de drain se linéarise entre -2,5 et -1 V ([figure 55-b](#)). Cela se traduit sur la transconductance quasi-statique par l'apparition d'une vallée très marquée et très large ([figure 56-b](#)). Comme dans les deux cas de structures fortement dopées étudiées au paragraphe III-2, il faut noter à nouveau l'existence d'une faille localisée dans l'intervalle de tensions [-3,25;-2,5] V. Néanmoins, l'effet de coude n'apparaît pas de façon évidente sur le réseau de caractéristiques $I_d(V_{ds})$ obtenues à V_{gs} constante ([figure 54](#)). Les relevés expérimentaux les plus proches ont été réalisés aux tensions extrinsèques $V_{gs}=-2,5$ et -3 V. Il est possible que cet effet très localisé se serait manifesté si le pas d'incrément sur la tension V_{gs} avait été plus faible. Toutefois, étant données les importantes concentrations d'atomes de silicium introduites sur de très faibles épaisseurs, il serait plus probable que se soit formée une mini bande de plusieurs niveaux donneurs, d'énergie d'activation différente. Elle pourrait ainsi expliquer la perte brutale de commande observée sur le profil de transconductance.

Une fois de plus, ce comportement n'a pas été prévu par la théorie ([figure 56-a](#)) puisque cet effet pourrait être induit par l'application d'une tension de drain. Sur ce graphe, nous avons superposé les commandes de charge obtenues sous deux conditions:

- une première simulation a été faite en supposant un niveau donneur E_d égal à +10 meV et identique dans le plan de dopage δ et dans les deux couches dopées uniformément.
- une seconde simulation a été réalisée en supposant cette fois que seules les couches dopées en volume avaient un niveau donneur de valeur +10 meV. Celui dans le plan de dopage a été fixé à -100 meV.

La distinction des niveaux d'énergie d'activation des atomes d'impureté ne modifie en rien la non linéarité du profil quasi-statique de $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$. Seules quelques modifications apparaissent pour les tensions supérieures à -1,5 V.

En régime hyperfréquences ([figure 56-c](#)), il n'y a aucune raison pour que, dans les deux cas, la commande du canal inférieur change. Par contre, la modulation dynamique d'une quantité plus importante d'électrons libérés par le plan δ , lorsque E_d est négatif, provoque un élargissement de la commande du puits supérieur. La superposition des commandes de chaque canal a pour résultat de translater la position du minimum vers les V_g négatifs tout en le remontant très légèrement. Par ailleurs, la variation des charges dans l'AlGaAs s'intensifie. La prise en compte d'un facteur de vitesse moyenne de valeur $0,8 \cdot 10^5$ m/s dans ce matériau linéarise complètement la forme approchée du G_m dynamique, dans le cas où E_d est négatif ([figure 57-b](#)). Par contre, une légère dépression subsiste lorsque E_d a pour valeur +10 meV dans le plan δ

STRUCTURE HYBRIDE AlGaAs/GaAs/InGaAs

800 Å	GaAs	3.10^{18} at/cm ³	
300 Å	AlGaAs	23%	NID
Si	$\delta 1 = 3.10^{12}$ cm ⁻²		
30 Å	AlGaAs	23%	NID
120 Å	GaAs	NID	
50 Å	AlGaAs	23%	NID
Si	$\delta 2 = 4.10^{12}$ cm ⁻²		
30 Å	AlGaAs	23%	NID
120 Å	InGaAs	15%	NID
500 Å	GaAs	NID	
5000 Å	AlGaAs/GaAs	23%	NID
			Super-réseau
1 μm	GaAs	Tampon	NID

300 Å	AlGaAs	23%	NID	
δ1	20 Å	AlGaAs	23%	$1.5.10^{19}$ at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	23%	NID
	120 Å	GaAs	NID	
	50 Å	AlGaAs	23%	NID
δ2	20 Å	AlGaAs	23%	2.10^{19} at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	23%	NID
	120 Å	InGaAs	15%	NID
	500 Å	GaAs	NID	
	100 Å	AlGaAs	23%	NID
	20 Å	GaAs	NID	
	20 Å	AlGaAs	23%	NID
	20 Å	GaAs	NID	
	20 Å	AlGaAs	23%	NID
	20 Å	GaAs	NID	

Figure 59-a: Epitaxie des transistors 496 T et 471 T
 (496 T: Wg=150 μm, Lg=0,3 μm)
 (471 T: Wg=70 μm, Lg=0,3 μm).

$$x_{Al} = 0,23; x_{In} = 0,15; E_d = 10 \text{ meV}$$

$$\begin{cases} \Delta E_{c \text{ AlGaAs/GaAs}} = 0,168 \text{ eV} \\ \Delta E_{c \text{ AlGaAs/InGaAs}} = 0,293 \text{ eV} \\ \Delta E_{c \text{ GaAs/InGaAs}} = 0,115 \text{ eV} \end{cases}$$

Figure 59-b: Structure simulée du 496 T et du 471 T.

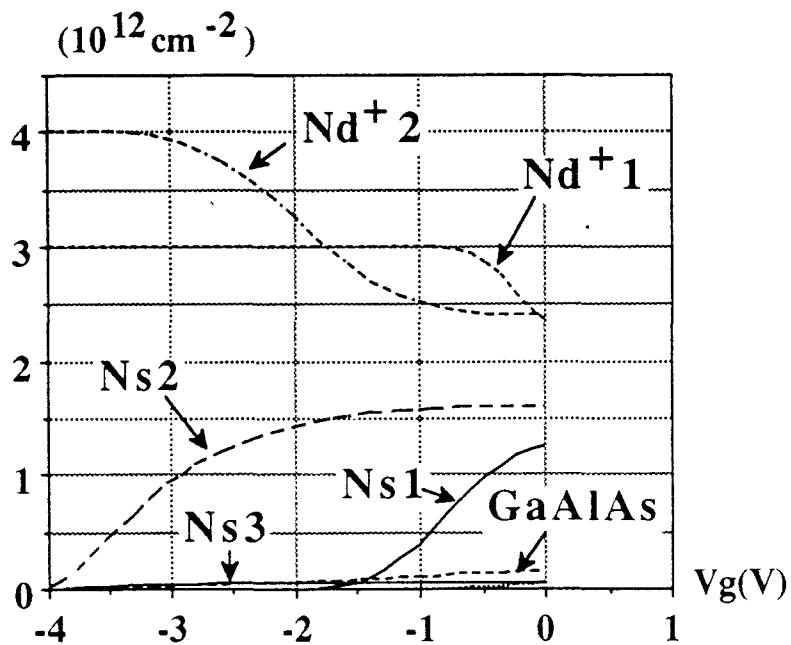


Figure 60: Répartition électronique dans les différentes couches des composants 496 T et 471 T simulés ($E_d = +10$ meV).

([figure 57-a](#)). Il est à noter que la différence entre ces deux séries de simulations s'amenuise néanmoins lorsque V_{Al} est plus faible.

Par conséquent, il semblerait, au premier abord, que la présence d'un minimum dans les profils de transconductance quasi-statique et hyperfréquence de cette structure "mixte" soit principalement due à un effet de vitesse des porteurs, plutôt qu'à un niveau donneur placé dans la bande de conduction.

Pour finir, notons que la fréquence de coupure du gain en courant du transistor 561 T peut atteindre 60 GHz ([figure 58](#)).

III-5-2: Structure hybride AlGaAs/GaAs/InGaAs (496 T et 471 T)

a) Présentation de l'épitaxie:

L'épitaxie représentée en [figure 59-a](#) a été conçue à partir d'une idée originale émise par le LCR de Thomson. Ce laboratoire a réalisé une première épitaxie référencée sous l'appellation VAR 1120. La technologie des contacts ohmiques a par contre été effectuée dans nos laboratoires. Le transistor ainsi obtenu porte le nom de 496 T. De notre côté, le composant 471 T a été épitaxié sur le même modèle de structure afin de déterminer l'influence éventuelle des conditions de croissance sur les caractéristiques du transistor, et plus particulièrement sur le piégeage des porteurs.

La structure comprend deux plans de dopage de charge surfacique 3 et 4.10^{12} at/cm². Deux puits quantiques de matériau différent ont également été introduits: le canal supérieur est constitué de GaAs et le puits inférieur a été réalisé dans le matériau pseudomorphique InGaAs à 15% de composition d'indium. Un super-réseau d'épaisseur totale 5000 Å isole l'ensemble des couches du substrat de GaAs.

La structure correspondante que nous avons simulée est montrée en [figure 59-b](#). Nous avons essayé de modéliser le super-réseau par une couche d'AlGaAs N.I.D. de 100 Å suivie de plusieurs alternances de couches GaAs/AlGaAs de 20 Å chacune. Pour tenir compte de cette configuration, il a été nécessaire d'introduire dans le programme de simulation un nombre conséquent de discontinuités supplémentaires (ΔE_c , m^* , $\epsilon...$). Cela a eu pour effet d'alourdir et de perturber le processus numérique de convergence des algorithmes.

STRUCTURE HYBRIDE AlGaAs/GaAs/InGaAs

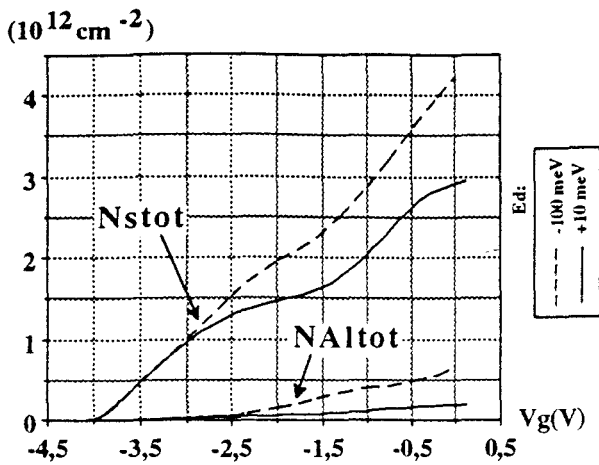


Figure 61-a: Densités globales des porteurs libres lorsque E_d vaut +10 ou -100 meV.

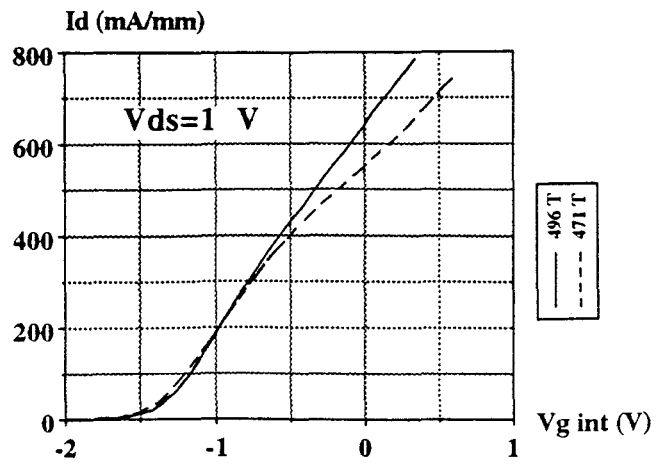


Figure 61-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque pour les composants 496 T et 471 T.

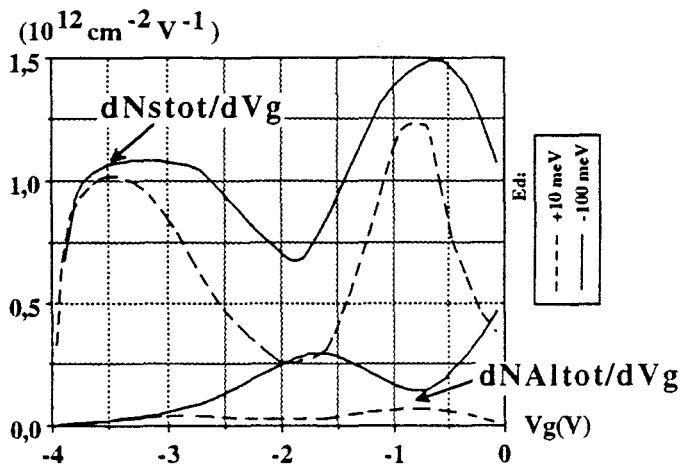


Figure 62-a: Commandes de charge quasi-statiques pour les valeurs de E_d : +10 ou -100 meV.

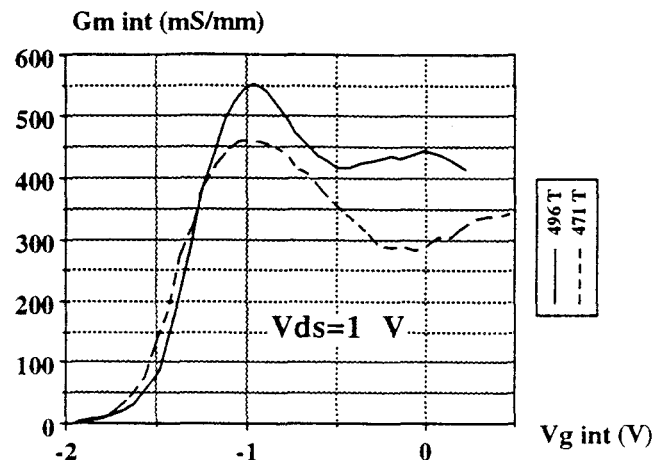


Figure 62-b: Transconductances expérimentales intrinsèques quasi-statiques.

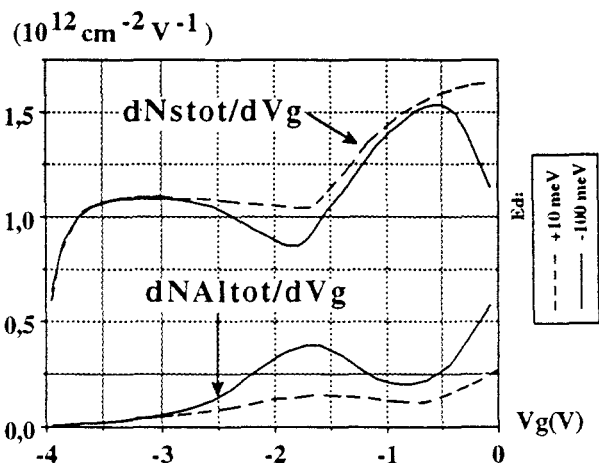


Figure 63-a: Commandes de charge dynamiques pour les valeurs de E_d : +10 ou -100 meV.

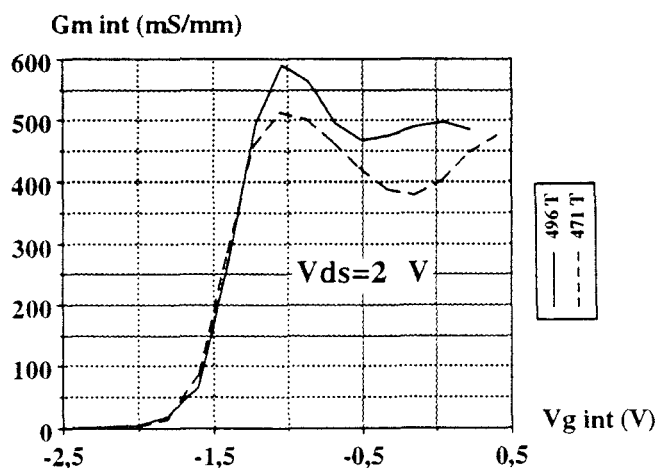


Figure 63-b: Transconductances expérimentales intrinsèques dynamiques petit signal.

STRUCTURE HYBRIDE AlGaAs/GaAs/InGaAs

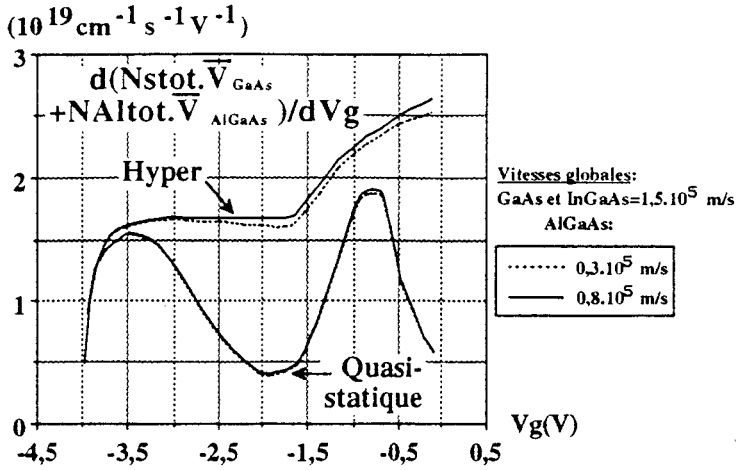


Figure 64-a: Allures approchées des Gm quasi-statique et dynamique lorsque Ed vaut +10 meV.

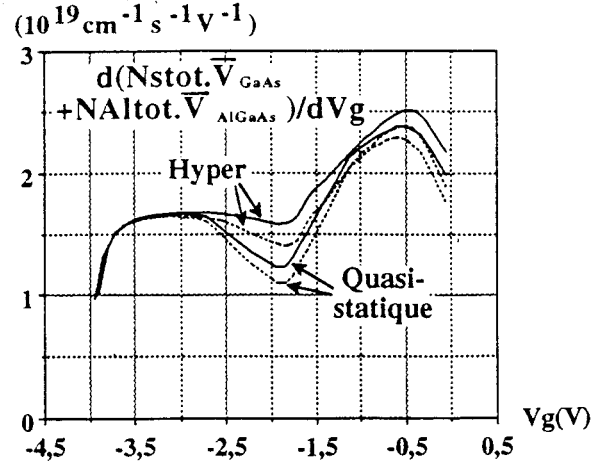


Figure 64-b: Allures approchées des Gm quasi-statique et dynamique lorsque Ed vaut -100 meV.

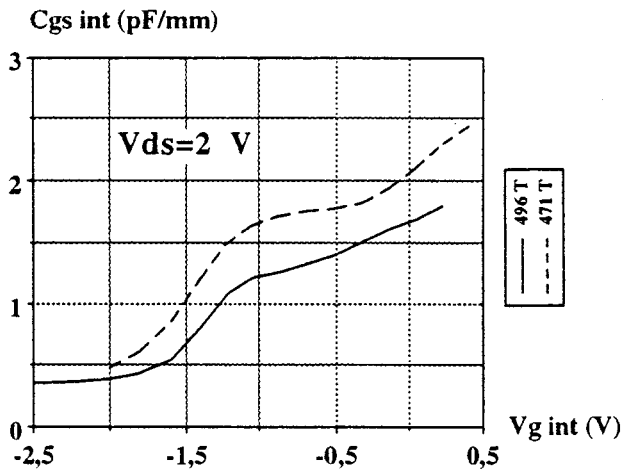


Figure 65: Capacité dynamique expérimentale des transistors 496 T et 471 T.

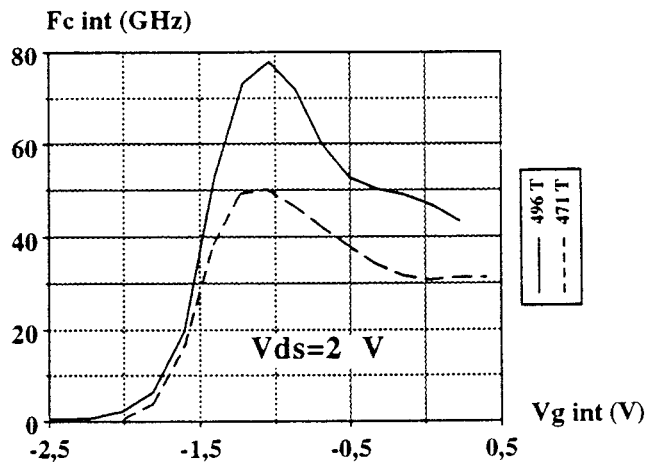


Figure 66: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant des transistors 496 T et 471 T.

b) Confrontation théorie/expérience:

D'après la répartition électronique de la figure 60, il est important d'observer que, quelque soit la tension V_g à laquelle on se place, la densité surfacique N_{s2} du puits inférieur d'InGaAs est toujours supérieure à celle du canal de GaAs, N_{s1} . La valeur importante de la discontinuité de bande de conduction, $\Delta E_c=293$ meV, à l'interface AlGaAs/InGaAs en est la cause. Elle favorise un meilleur confinement des électrons dans ce puits.

Le contrôle global des charges dans la structure est présenté en figure 61-a pour les niveaux donneurs $E_d=+10$ et -100 meV. Dans chacun des cas, les plans δ_1 et δ_2 ont été simulés avec une valeur identique de E_d . Le profil de la courbe $N_{s_{tot}}(V_g)$ est bien plus linéaire lorsqu'on place le niveau E_d dans la bande de conduction. On obtient ainsi une évolution semblable à celle du courant de drain fourni par les composants 496 T et 471 T (figure 61-b).

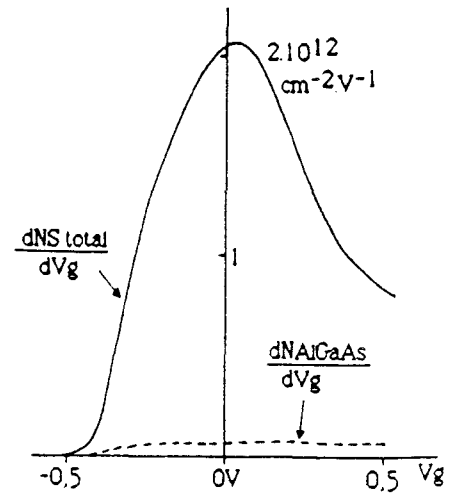
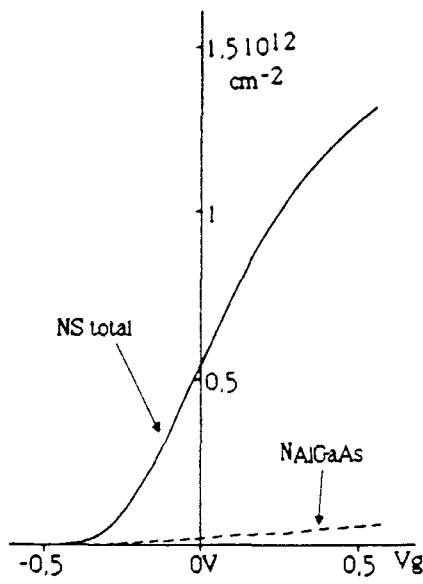
Ceux-ci ont été visiblement trop attaqués par l'attaque chimique de surface. La tension expérimentale de pincement n'est que de $-1,7$ V. Cependant, la supériorité du 2nd pic de transconductance, aussi bien en régime quasi-statique (figure 62-b) qu'en régime hyperfréquences (figure 63-b), ne doit être imputée qu'à la présence du matériau pseudomorphique au sein de l'épitaxie. Il apparaît que l'influence de ce matériau sur les caractéristiques des transistors, et plus particulièrement le confinement des porteurs dans le puits inférieur, ait été sous-estimés dans nos modèles théoriques puisque l'amplitude du 2nd pic de $\frac{dN_{s_{tot}}}{dV_g}$ demeure toujours plus faible que celle du pic principal (figure 62-a et 63-a).

Les relevés expérimentaux de la transconductance quasi-statique et dynamique sont relativement proches pour un même transistor. La prise en compte des facteurs de vitesse moyenne dans notre théorie révèle que les deux types de comportement sont également très proches l'un de l'autre lorsque E_d devient négatif (comparaison des figures 64-a et b).

A la vue des relevés expérimentaux, on peut admettre que les conditions dans lesquelles ont été épitaxiées les couches des transistors 471 T et 496 T ne modifient pas qualitativement la nature des caractéristiques. Quantitativement, cependant, on constate que le composant 496 T, dont l'épitaxie a été réalisée par Thomson, a des performances plus intéressantes. Notons pour exemple une fréquence de coupure du gain en courant atteignant 80 GHz, contre 50 GHz pour le transistor 471 T réalisé dans nos laboratoires (figure 66). Cette supériorité est due à la fois à de plus grandes valeurs de transconductance dynamique et à de plus faibles valeurs de la capacité C_{gs} (figure 65).

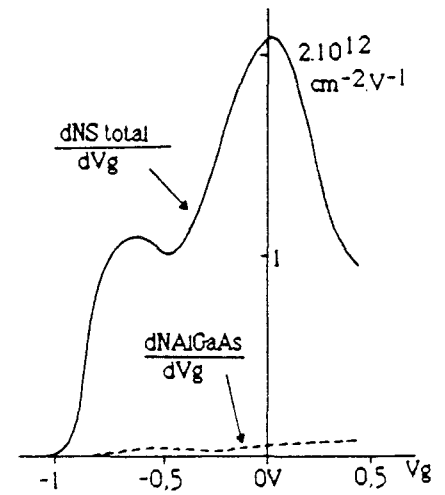
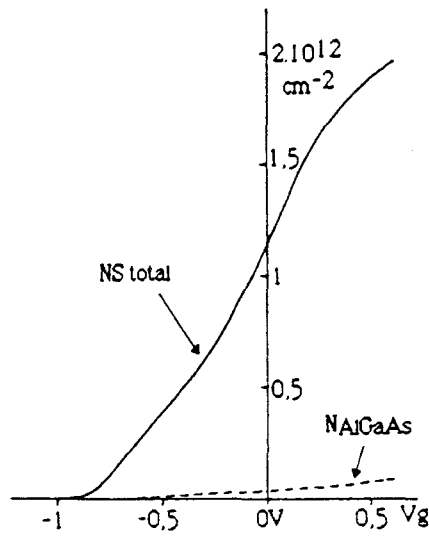
150 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1,25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
150 Å	GaAs	N.I.D.
50 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
1080 Å	AlGaAs	N.I.D.

$$\begin{cases} X_{Al} = 0,3 \\ \Delta E_{C_{GaAlAs/GaAs}} = 0,23 \text{ eV} \\ E_d = 80,5 \text{ meV} \end{cases}$$



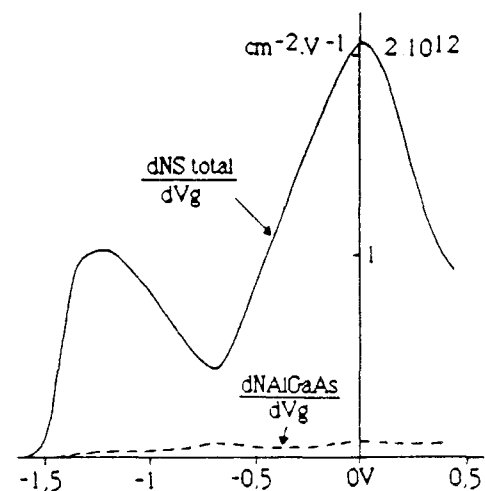
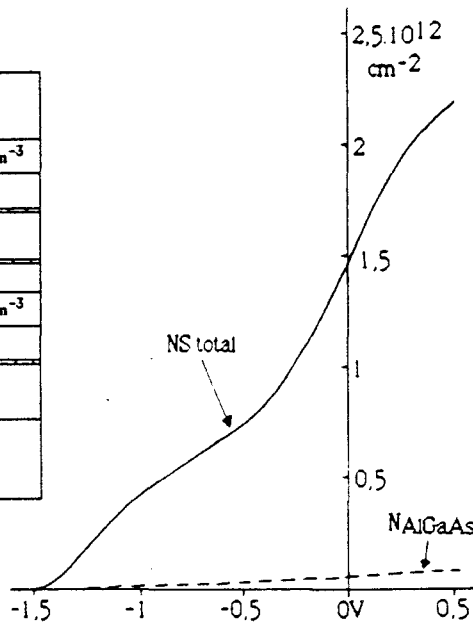
150 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1,25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
150 Å	GaAs	N.I.D.
50 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$7,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
200 Å	GaAs	N.I.D.
850 Å	AlGaAs	N.I.D.

$$\begin{cases} X_{Al} = 0,3 \\ \Delta E_{C_{GaAlAs/GaAs}} = 0,23 \text{ eV} \\ E_d = 80,5 \text{ meV} \end{cases}$$



150 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1,25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
150 Å	GaAs	N.I.D.
50 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1,25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
200 Å	GaAs	N.I.D.
850 Å	AlGaAs	N.I.D.

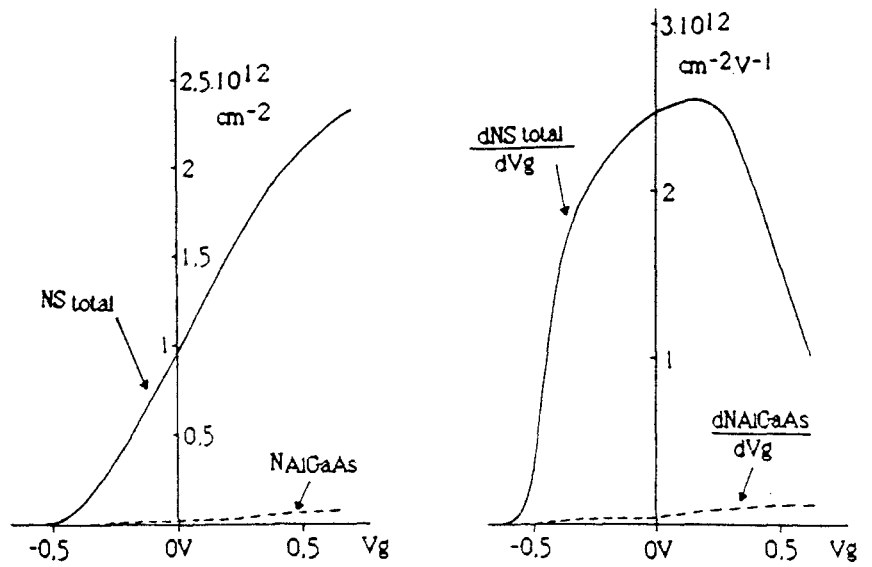
$$\begin{cases} X_{Al} = 0,3 \\ \Delta E_{C_{GaAlAs/GaAs}} = 0,23 \text{ eV} \\ E_d = 80,5 \text{ meV} \end{cases}$$



Figures 67: Evolution de la non linéarité du contrôle et de la commande de charge pour le système classique AlGaAs/GaAs.

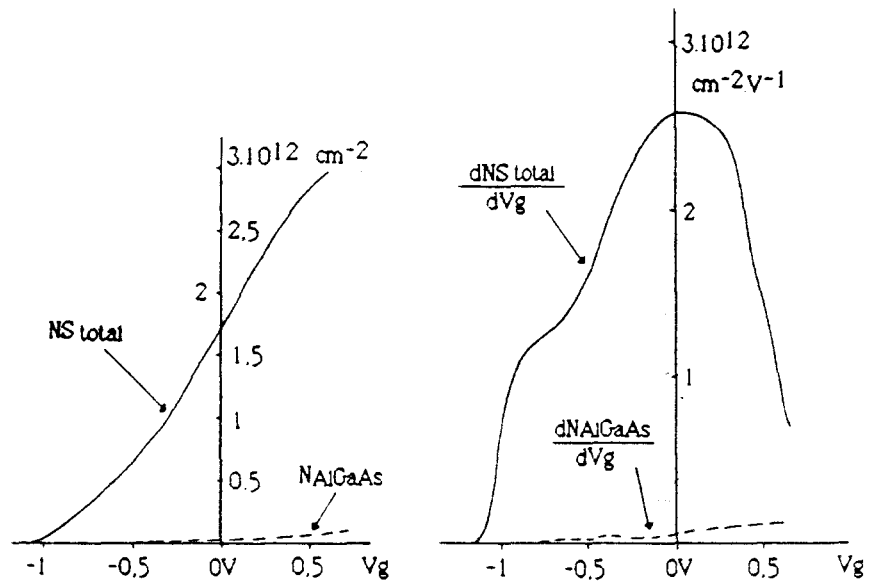
150 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1.25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
150 Å	GaInAs	N.I.D.
50 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
1080 Å	AlGaAs	N.I.D.

$$\begin{cases} X_{\text{In}} = 0.15 \\ Y_{\text{Al}} = 0.25 \\ \Delta E_{\text{cGaInAs/GaInAs}} = 309.6 \text{ meV} \\ E_{\text{d}} = 21.65 \text{ meV} \end{cases}$$



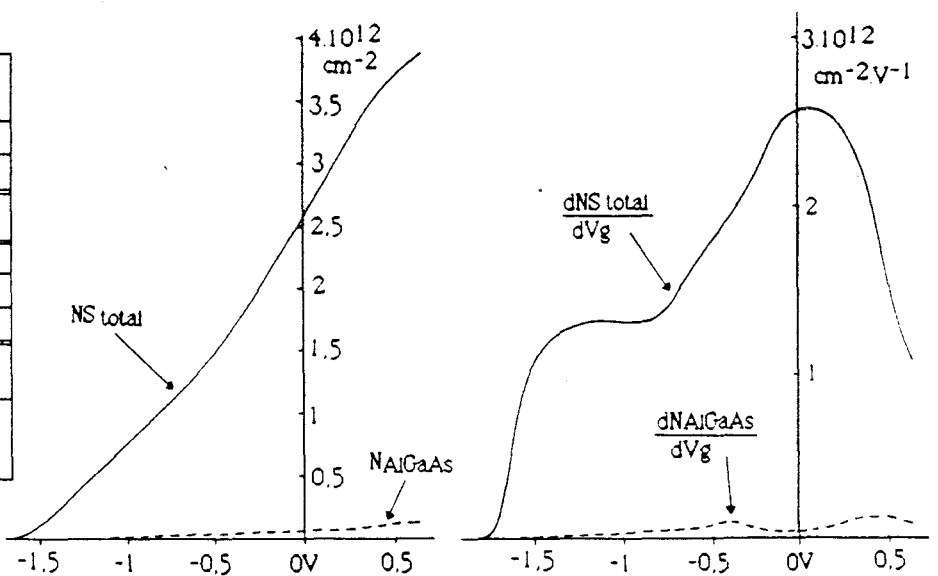
150 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1.25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
150 Å	GaInAs	N.I.D.
50 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$7.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
200 Å	GaInAs	N.I.D.
850 Å	AlGaAs	N.I.D.

$$\begin{cases} X_{\text{In}} = 0.15 \\ Y_{\text{Al}} = 0.25 \\ \Delta E_{\text{cGaInAs/GaInAs}} = 309.6 \text{ meV} \\ E_{\text{d}} = 21.65 \text{ meV} \end{cases}$$



150 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1.25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
150 Å	GaInAs	N.I.D.
50 Å	AlGaAs	N.I.D.
20 Å	AlGaAs	$1.25 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
30 Å	AlGaAs	N.I.D.
200 Å	GaInAs	N.I.D.
850 Å	AlGaAs	N.I.D.

$$\begin{cases} X_{\text{In}} = 0.15 \\ Y_{\text{Al}} = 0.25 \\ \Delta E_{\text{cGaInAs/GaInAs}} = 309.6 \text{ meV} \\ E_{\text{d}} = 21.65 \text{ meV} \end{cases}$$



Figures 68: Evolution de la non linéarité du contrôle et de la commande de charge pour le système pseudomorphique AlGaAs/InGaAs.

STRUCTURE MONOPICTS PSEUDOMORPHIQUE

800 Å	GaAs	3.10^{18}	at/cm ³
300 Å	AlGaAs	23%	NID
Si	$\delta 1 = 4.10^{12}$ cm ⁻²		
20 Å	AlGaAs	23%	NID
10 Å	GaAs		NID
120 Å	InGaAs	15%	NID
10 Å	GaAs		NID
40 Å	AlGaAs	23%	NID
Si	$\delta 2 = 2.10^{12}$ cm ⁻²		
1500 Å	AlGaAs	23%	NID
5900 Å	GaAs	Tampon	NID

300 Å	AlGaAs	23%	NID
Si	2.10^{19} at/cm ³		
20 Å	AlGaAs	23%	NID
20 Å	AlGaAs	23%	NID
10 Å	GaAs		NID
10 Å	GaAs		NID
120 Å	InGaAs	15%	NID
10 Å	GaAs		NID
10 Å	GaAs		NID
50 Å	AlGaAs	23%	NID
Si	10^{19} at/cm ³		
20 Å	AlGaAs	23%	NID
950 Å	AlGaAs	23%	NID

$x_{Al} = 0,23; x_{In} = 0,15; E_d = 10$ meV
 $\Delta E_{C_{AlGaAs/GaAs}} = 0,168$ eV
 $\Delta E_{C_{GaAs/InGaAs}} = 0,115$ eV

Figure 69-a: Epitaxie du transistor 579 T (Wg=100 μm, Lg=0,3 μm).

Figure 69-b: Structure simulée du 579 T.

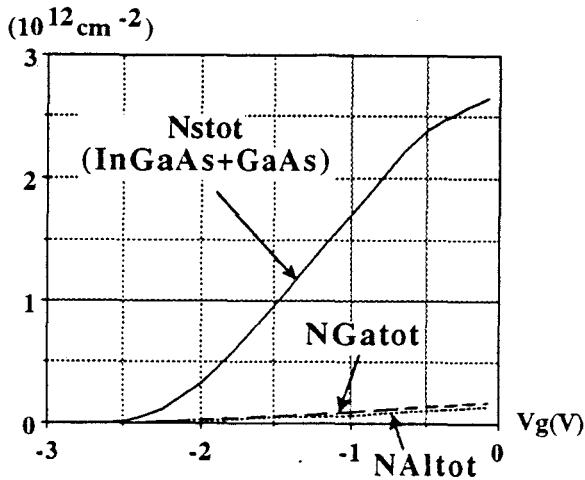


Figure 70-a: Densités totales des porteurs libres.

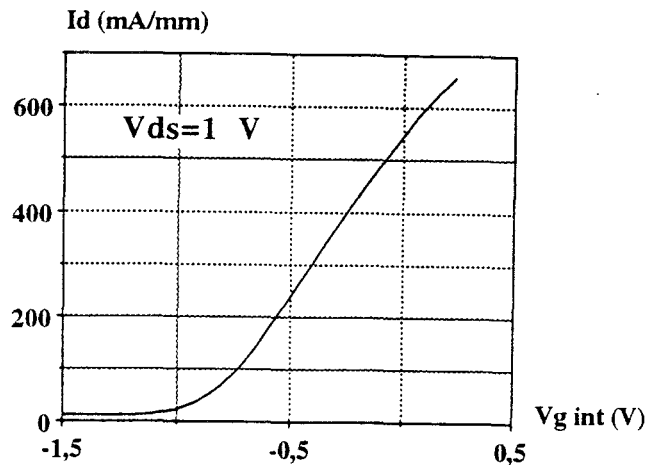


Figure 70-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque.

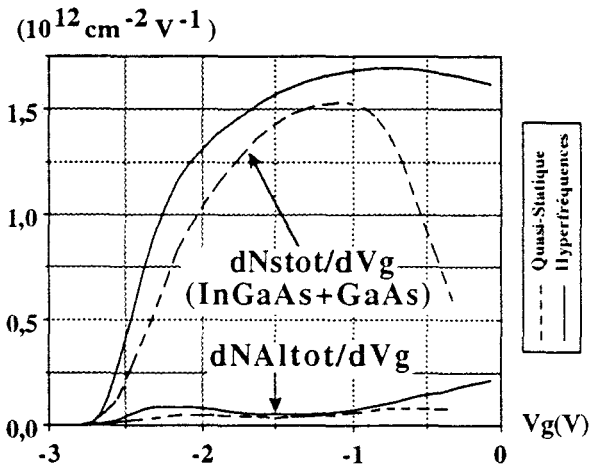


Figure 71-a: Commandes de charge quasi-statique et dynamique pour une valeur de E_d de +10 meV.

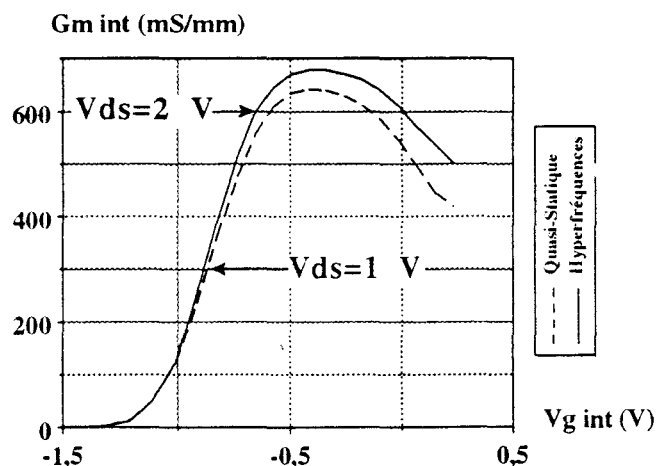


Figure 71-b: Transconductances expérimentales intrinsèques quasi-statique et dynamique.

III-5-3: Structures pseudomorphiques

1°) Intérêt de l'utilisation du matériau pseudomorphique

Pour illustrer ce paragraphe, nous avons repris la trame de la structure AlGaAs/GaAs des composants monopuits 390 T et multipuits 389 T. Les résultats statiques présentés sur les figures 67 sont purement théoriques. Ils ont été obtenus pour un alliage d'aluminium de 30% et pour différentes valeurs δ_2 de la charge du plan de dopage inférieur: de haut en bas, $\delta_2=0,8, 1,5$ et $2,5 \cdot 10^{12}$ at/cm². Trois autres simulations ont également été faites dans le système pseudomorphique AlGaAs/InGaAs avec les mêmes valeurs de δ_2 , mais avec des compositions différentes: $x_{In}=0,15$ et $y_{Al}=0,25$. Les densités totales de porteurs et leurs dérivées sont reportées sur les figures 68.

Pour le composant monopuits comme pour les composants multipuits, la comparaison entre ces deux planches de graphes montre clairement que les caractéristiques du transistor se linéarisent lorsque le système pseudomorphique est utilisé. On note toutefois la disparition complète du minimum de dérivée théorique lorsque δ_2 atteint la valeur $2,5 \cdot 10^{12}$ at/cm². La discontinuité de bande de conduction est ici beaucoup plus importante puisqu'elle est proche de 310 meV. Le confinement des charges dans les puits est meilleur et se traduit par un élargissement de la commande des gaz dans chacun des deux canaux.

Ces premiers résultats de simulation tendent à confirmer les remarques que nous avons déjà faites, au chapitre I, sur le comportement des quelques composants rencontrés dans la littérature et utilisant la filière indium.

2°) Exemple de structure monopuits pseudomorphique (579 T)

2-1) Description de l'épitaxie

Elle comporte un plan de dopage supérieur fortement dopé à $4 \cdot 10^{12}$ at/cm² (figure 69-a). L'unique puits d'InGaAs est encadré par deux fines couches de GaAs d'épaisseur 10 Å chacune. Cette configuration a été choisie d'une part, pour éviter les problèmes de croissance rencontrés habituellement lors de l'épitaxie d'une couche d'InGaAs sur de l'AlGaAs, et d'autre part, pour symétriser la structure du composant 579 T. Cette technique a déjà été rencontrée dans la littérature (voir paragraphe 1-2-5 du chapitre I). On peut ainsi considérer que le canal conducteur est constitué d'un seul puits quantique dont chaque paroi a été dédoublée. La profondeur du puits est alors fixée par les discontinuités de bande de conduction aux interfaces AlGaAs/GaAs (168 meV) et aux interfaces GaAs/InGaAs (115 meV), pour une composition d'alliage de 23% (figure 69-b). Le confinement des porteurs ne peut en être qu'amélioré.

STRUCTURE PSEUDOMORPHIQUE MULTIPUITS

	800 Å	GaAs	3.10^{18}	at/cm ³
	300 Å	AlGaAs	23%	NID
Si			$\delta 1 = 4.10^{12}$	cm ⁻²
	30 Å	AlGaAs	23%	NID
	20 Å	GaAs		NID
	100 Å	InGaAs	15%	NID
	20 Å	GaAs		NID
	50 Å	AlGaAs	23%	NID
Si			$\delta 2 = 4.10^{12}$	cm ⁻²
	30 Å	AlGaAs	23%	NID
	20 Å	GaAs		NID
	100 Å	InGaAs	15%	NID
	20 Å	GaAs		NID
	6300 Å	GaAs	Tampon	NID

Figure 72-a: Epitaxie du transistor 562 T
(Wg=70 μm, Lg=0,3 μm).

	300 Å	AlGaAs	23%	NID	
δ1	20 Å	AlGaAs	23%	2.10^{19}	at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	23%	NID	
	20 Å	GaAs		NID	
	100 Å	InGaAs	15%	NID	
	20 Å	GaAs		NID	
	50 Å	AlGaAs	23%	NID	
δ2	20 Å	AlGaAs	23%	2.10^{19}	at/cm ³
	30 Å	AlGaAs	23%	NID	
	20 Å	GaAs		NID	
	100 Å	InGaAs	15%	NID	
	20 Å	GaAs		NID	
	770 Å	GaAs	Tampon	NID	

$$x_{Al} = 0,23; x_{In} = 0,15; E_d = 10 \text{ meV}$$

$$\begin{cases} \Delta E_{c, AlGaAs/GaAs} = 0,168 \text{ eV} \\ \Delta E_{c, GaAs/InGaAs} = 0,115 \text{ eV} \end{cases}$$

Figure 72-b: Structure simulée du 562 T.

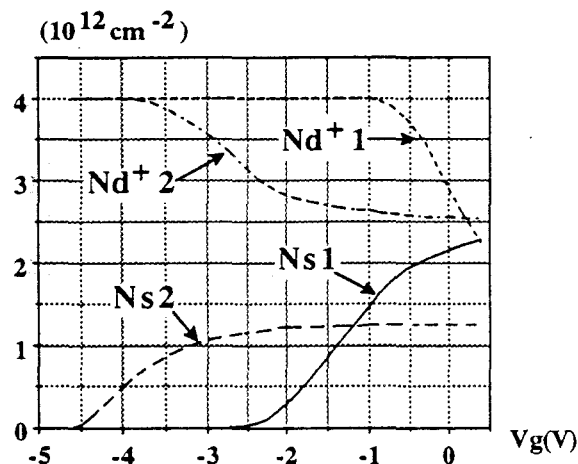


Figure 73-a: Densités de porteurs dans chaque puits et concentrations d'atomes ionisés dans chaque plan de dopage (Ed=+10 meV).

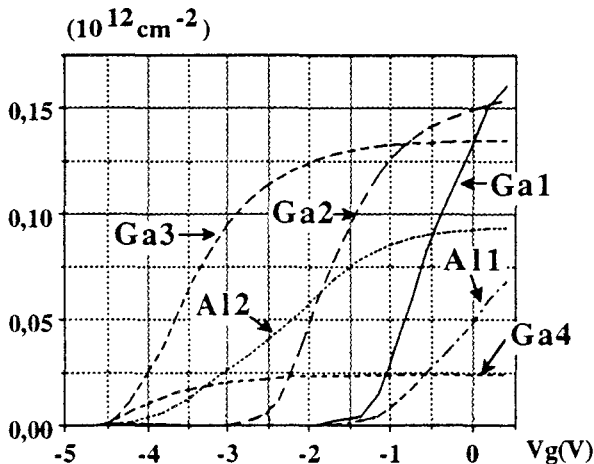


Figure 73-b: Densités de porteurs dans chaque couche d'AlGaAs et de GaAs (Ed=+10 meV).

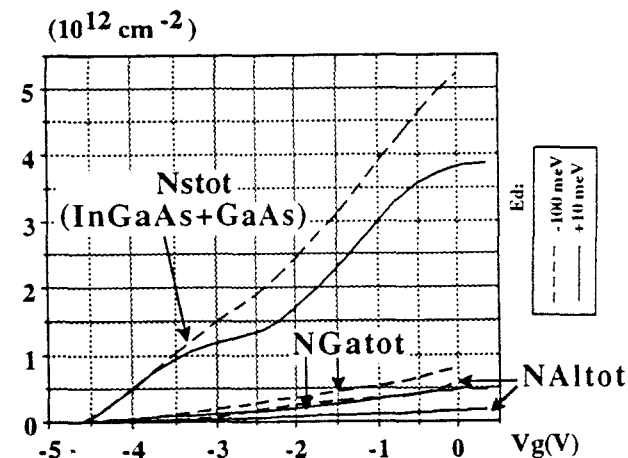


Figure 74-a: Densités globales des électrons libres lorsque Ed vaut +10 ou -100 meV.

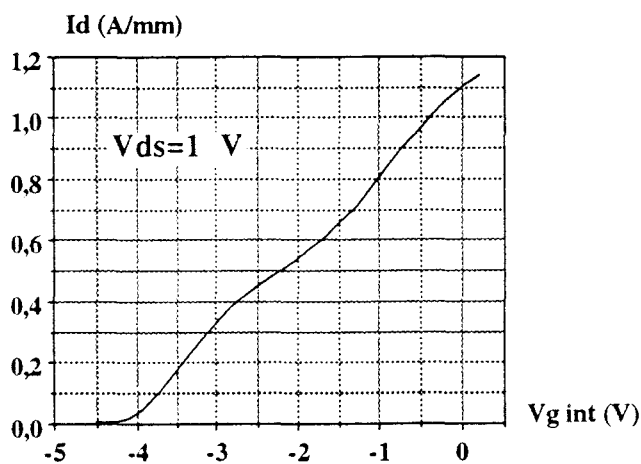


Figure 74-b: Relevé expérimental du courant de drain en fonction de la tension de grille intrinsèque pour le composant 562 T.

2-2) Comparaison théorie/expérience

Nous avons reporté sur la ([figure 70-a](#)) le contrôle des charges dans l'ensemble des couches. $N_{s_{tot}}$ représente ici la densité surfacique des porteurs libres se trouvant dans le canal principal d'InGaAs et dans les deux couches de GaAs qui l'encadrent. L'évolution de $N_{s_{tot}}(Vg)$ est très linéaire. Elle est semblable à celle du courant de drain fourni par le transistor 579 T ([figure 70-b](#)). Les évolutions théorique et expérimentale de la transconductance quasi-statique et dynamique sont, elles aussi, très proches ([figure 71-a et b](#)). Ce comportement très linéaire est caractéristique de l'utilisation du matériau pseudomorphique InGaAs.

Malgré le choix d'une attaque plasma pour réaliser le creusement de grille, on observe que les tensions de pincement théorique et expérimentale ne correspondent pas du tout. Enfin, précisons pour information que ce composant peut atteindre une fréquence de fonctionnement de 48 GHz.

3°) Composant pseudomorphique multipuits à hétérojonctions dédoublées (562 T)

3-1) Description de l'épitaxie

Elle contient 2 puits quantiques d' $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ N.I.D. d'épaisseur identique 100 Å ([figure 72-a](#)). Comme pour la structure pseudomorphique monopuits étudiée précédemment, chaque canal est encadré par une couche de GaAs de 20 Å. Les électrons sont fournis par 2 plans de dopage de même charge surfacique 4.10^{12} at/cm². Ces derniers ont été épitaxiés dans des couches d'AlGaAs à 23% de composition en aluminium.

3-2) Comparaison théorie/expérience

Pour plus de clarté, la répartition électronique des porteurs a été scindée en 2 figures. Les concentrations d'atomes donneurs ionisés dans chaque plan ont été visualisées sur la [figure 73-a](#), pour une valeur E_d de +10 meV. Les densités d'électrons libres dans les couches de GaAs et d'AlGaAs sont reportées sur la [figure 73-b](#). D'après cette dernière, seules les concentrations Ga1, Ga2 et Ga3 des 3 couches de GaAs les plus proches de la grille sont prépondérantes en polarisation directe. Cependant leurs valeurs maximales ne dépassent pas ici $0,175.10^{12}$ at/cm². Elles demeurent relativement faibles par rapport aux densités N_{s1} et N_{s2} contenues dans les puits quantiques.

Selon la position du niveau donneur, E_d , dans la bande de conduction, le contrôle des charges est très non linéaire lorsque E_d vaut -100 meV ([figure 74-a](#)). C'est dans ce cas particulier que le profil de $N_{s_{tot}}(Vg)$ ressemble le plus à l'évolution du courant de drain

STRUCTURE PSEUDOMORPHIQUE MULTIPUITS

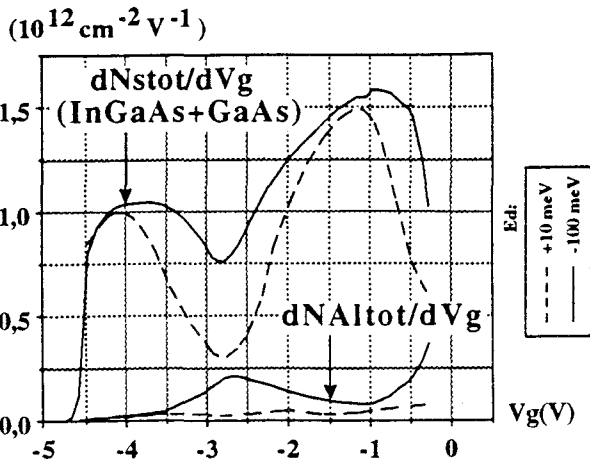


Figure 75-a: Commandes de charge quasi-statiques pour les valeurs de E_d : +10 ou -100 meV.

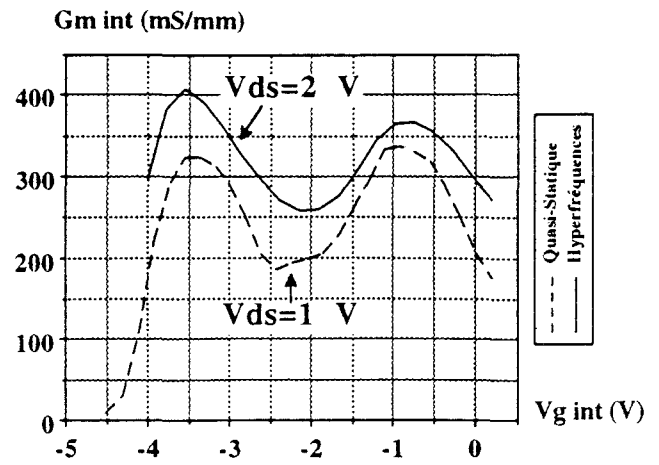


Figure 75-b: Transconductances expérimentales intrinsèques quasi-statique et dynamique.

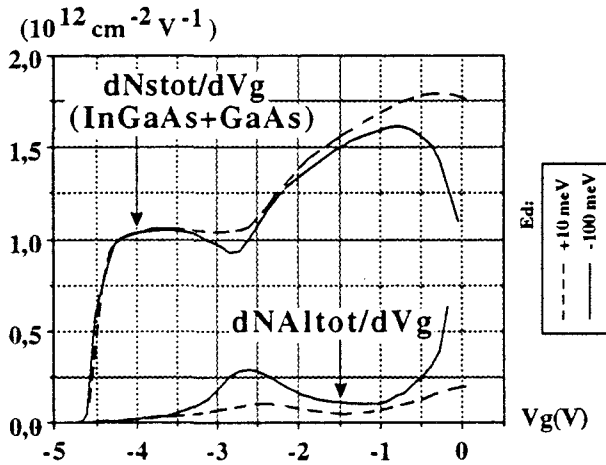


Figure 75-c: Commandes de charge dynamiques pour les valeurs de E_d : +10 ou -100 meV.

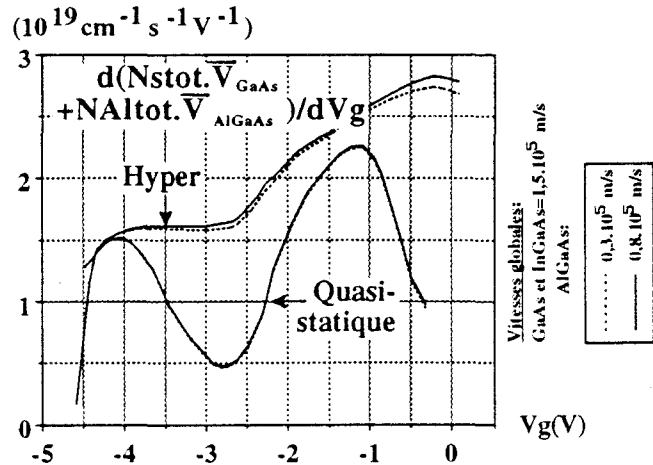


Figure 76-a: Allures approchées des G_m quasi-statique et dynamique lorsque E_d vaut +10 meV.

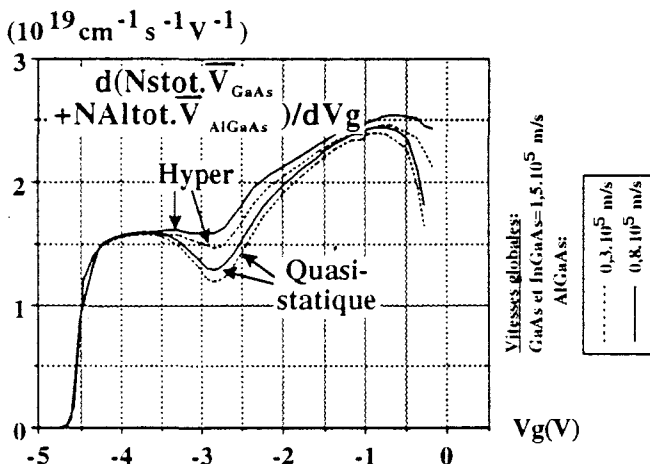


Figure 76-b: Allures approchées des G_m quasi-statique et dynamique lorsque E_d vaut -100 meV.

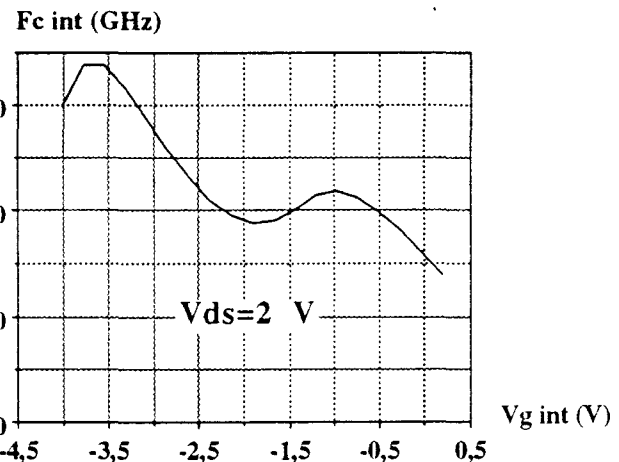


Figure 77: Fréquence expérimentale de coupure du gain en courant du transistor 562 T.

(figure 74-b). Les courbes $\frac{dN_{s,tot}}{dV_g}(V_g)$ des variations de charge quasi-statiques (figure 75-a) et dynamiques petit signal (figure 75-c) mettent en évidence ce fait, avec à nouveau une accentuation de la commande dans l'AlGaAs. Dans le cas où E_d prend la valeur +10 meV (figure 76-a), la prise en compte des facteurs de vitesse moyenne dans les différentes couches ne modifie en rien les allures théoriques approchées des G_m quasi-statique et dynamique.

Par contre, lorsque la vitesse moyenne des porteurs dans l'AlGaAs et E_d valent respectivement $0,3 \cdot 10^5$ m/s et -100 meV (figure 76-b), un minimum commence à apparaître dans l'allure approchée du G_m dynamique. Il est néanmoins beaucoup moins marqué que celui présent dans l'évolution de la transconductance expérimentale (figure 75-b). La valeur du niveau d'énergie des atomes donneurs a été fixée de façon arbitraire. En gardant E_d négatif et en augmentant sa valeur absolue, il est possible de creuser davantage la vallée du G_m dynamique approché. Cependant, il ne permet pas d'expliquer complètement la forte non linéarité des transconductances expérimentales, et encore moins l'importance de l'amplitude du 2nd pic dans les deux régimes de fréquences.

Pour finir, précisons que le composant 562 T atteint une fréquence de coupure de 68 GHz à la tension de polarisation intrinsèque $V_g = -3,66$ V et pour une tension V_{ds} de 2 V (figure 77).

CONCLUSION

L'étude que nous avons menée a été basée sur une analyse théorique et expérimentale de structures plus ou moins non linéaires. Une comparaison directe entre les résultats fournis par un modèle théorique de commande de charge, et les relevés expérimentaux de caractérisation quasi-statique et dynamique petit signal, nous a permis de faire plusieurs observations:

- Le découplage entre les puits quantiques peut s'effectuer simplement en augmentant l'épaisseur globale des couches qui les séparent (561 T).
- Une autre solution nous est offerte si l'on veut garder à l'ensemble de la structure une certaine compacité. Il est également possible de les découpler en augmentant la charge δ_2 contenue dans le plan de dopage inférieur.
- Cependant, le régime dynamique atténué de façon significative la non linéarité du profil de transconductance, en rapprochant l'un de l'autre les deux pics de G_m . Les hyperfréquences auraient par conséquent tendance à coupler davantage les puits de potentiel. A cause de cette particularité, on ne pourra probablement pas tirer autant d'avantages qu'il était prévu, avec ces composants multipuits, pour des applications en mélangeur ou multiplicateur de fréquence.

Des points de divergence sont apparus entre les comportements théoriques et expérimentaux. Nous nous sommes interrogés sur la position du niveau donneur dans la structure de bande, et sur la valeur à accorder à son énergie d'activation E_d . A la lumière de nos simulations de contrôle de charge, les comportements expérimentaux des composants ne peuvent s'expliquer, en partie, que par l'action conjuguée de deux paramètres:

- D'une part, nous avons attribué à E_d une valeur importante négative, plaçant ainsi le niveau donneur dans la bande de conduction, lorsque celui-ci est référencé par rapport au bas de la vallée Γ . Notons que cette valeur doit être suffisante pour libérer davantage de porteurs des atomes d'impureté. Mais elle ne doit pas permettre une ionisation complète des plans de dopage afin de pouvoir distinguer le comportement des transistors selon le régime opératoire: quasi-statique ou dynamique.

- D'autre part, nous avons atténué la commande des électrons dans l'AlGaAs par un facteur de vitesse moyenne très faible. Ceci est d'autant plus vrai qu'en réalité, cette commande aurait plus d'ampleur que celle observée théoriquement.

En ce qui concerne la structure hybride, dans laquelle le puits le plus éloigné de la grille est en InGaAs, l'expérience a montré une prédominance très nette de la commande de ce puits par rapport à celle du puits de GaAs proche de la surface. Cette prédominance n'a pas pu être expliquée par la théorie. Elle peut être attribuée à une erreur sur la valeur estimée du pourcentage d'indium introduit. Enfin, en ce qui concerne la structure dans laquelle les deux puits sont en InGaAs, le nivellement des deux pics de transconductance expérimentale n'a pas non plus pu être reproduit par notre modèle théorique.

Ces divergences ne doivent pas être imputées exclusivement aux insuffisances de la modélisation. Il existe aussi des incertitudes liées à la réalisation technologique. La plus importante concerne l'attaque plasma. Celle-ci est utilisée pour creuser localement la couche superficielle de GaAs fortement dopée ("cap layer"). Dans la plupart des cas, elle préserve l'épitaxie d'AlGaAs juste en dessous car la vitesse d'attaque du plasma est très faible dans l'AlGaAs. Or, il s'avère dans plusieurs cas que la tension expérimentale de pincement est beaucoup trop faible pour que l'épaisseur d'AlGaAs ait été conservée dans son intégralité. Les mécanismes de l'attaque plasma sélective sont encore mal connus et les phénomènes qui lui sont liés peuvent, dans les cas les plus défavorables, entraîner une dégradation superficielle de la structure. Précisons également qu'une incertitude sur la valeur des plans de dopage ne doit pas non plus être écartée.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] "Trap-related effects in AlGaAs/GaAs HEMT's."
C. Canali, F. Magistrali, A. Paccagnella, M. Sangalli, C. Tedesco, E. Zanoni.
IEE Proceedings-G, Vol. 138, N° 1, February 1991.
- [2] "Etude des effets parasites affectant le fonctionnement des transistors à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel."
S. Mottet, J. M. Dumas, J. E. Viallet, A. Belhadj, P. Audren.
Revue Phys. Appl. 24 (1989).
- [3] "Trapping characteristics and a Donor-Complex (DX) Model for the Persistent-Photoconductivity Trapping Center in Te-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$."
D. V. Lang, R. A. Logan.
Phys. Rev. B, Vol. 19, n° 2, January 1979.
- [4] "Shallow and deep donors in direct-gap n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Si grown by molecular-beam epitaxy."
E. F. Schubert, K. Ploog.
Phys. Rev. B, Vol. 30, n° 12, December 1984.
- [5] "Elaboration par épitaxie par jets moléculaires de dopage planaire Silicium dans des couches de GaAs et GaAlAs. Application à la réalisation de transistors à effet de champ microondes."
B. Spingart
Thèse de l'université de Lille, juin 1993.
- [6] "Donor levels in Si-doped AlGaAs Grown by MBE."
M.O. Watanabe.
Japan Journal Appl. Phys., Vol. 23, n° 2, February 1984.
- [7] "Electron activation Energie in Si-doped AlGaAs grown by MBE."
M.O. Watanabe.
Japan Journal Appl. Phys., Vol. 23, n° 9, September 1984.
- [8] "Comprehensive analysis of Si-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0$ to 1): Theory and experiments."
N. Chand, T. Henderson, J. Klem, W. T. Masselink, R. Fischer, Y. Chang, H. Morkoç.
Phys. Rev. B, Vol. 30, 1984.

- [9] "Modeling of Short-Pulse Threshold Voltage Shifts Due to DX Centers in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ MODFET's."
A. Chandra, Mark C. Foisy.
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 38, n° 6, June 1991.
- [10] "Reduction in the concentration of DX centers in Si-doped GaAlAs using the planar doping technique."
B. Etienne, V. Thierry-Mieg.
Appl. Phys. Lett. 52 (15), April 1988.
- [11] "Influence of the DX center on the capacitance-voltage characteristics of δ -doped GaAs."
A. Zrenner.
Appl. Phys Lett.55 (2), July 1989.

ANNEXE

CARACTÉRISATION DES HEMTS MULTICANAUX

Opération	Croissance	Configuration			Caractérisation DC										Caractérisation AC																
					N°	numéro	Grille	Attaque-Creusement de grille	Composant	R_s+R_j R_d+R_j	d_1	$I_{0,5}$	V_t	g_{m1}	g_{m2}	g_{min}	K	V_{bd}	n	$V_{bi}(V)$	V_{ds}	g_{m1}	g_{m2}	g_{min}	C_{gs}	g_d	C_{gd}	K_{gm}	f_c	à V_g	K_{fc}
	δ_1/δ_2 (10^{12} cm ⁻²)	(μm)			$\Omega \cdot mm$	A	mA/mm	V	mS/mm	mS/mm	mS/mm	mS/mm/V	V			V	mS/mm	mS/mm	mS/mm	pF/mm	mS/mm	pF/mm	mS/mm/V	GHz	V	GHz/V	V	dB	V	GHz	V
389	90/11/11 2,5/1,5	0,35N	Chimi Simple	2X50 μ +4/-2	0,44 0,58	300	500	-1,7	210	340	185	490		1,3 0,65	1	260	295		0,3 \uparrow 1,8	0,8 \uparrow 280	0,2 à 0,4	550	38,6 67	-1,2 -1,2	82	1	9,3 11,7	-1,2 -0,6	35	-1,2	
390	90/11/10 2,5/0,8	1,0N	Chimi Simple	2X50 μ +4/0	0,8 1,3	150	260	-0,4		360		1055	10	1,35 0,60	1		510		0,7 \uparrow 3,2	1,1 \uparrow 250	0,3 \uparrow 1,3	1050	26 ---	0,2 --	65	1	6,3 8,7	0 0	26	0,25	
391	90/11/11 2,5/1,5	1,0N	Chimi Double	2X50 μ +6/+2	0,66 0,81	260	320	-1,1		300		365	6	1,35 0,70	1		410		1 \uparrow 4	3 \uparrow 100	0,3 \uparrow 0,7	480	18,5 40	0,5 -0,5	35	3	11,5 14,3	0,5 0,5	16	0	
406	91/12/08 2,5/1,5	0,3T	Chimi Double	2X75 μ -5/+2	2,1 1,5	260	200	-1,1		200		215		1,9 0,49	1,5		440		0,5 \uparrow 2	4 \uparrow 90	0,3 \downarrow 0,13	700	35 44	0,4 0,1	40	3	9,8 11	0,2 0,2	39	0,6	
425 /1	91/02/08 2,5/1,5	0,4N	Chimi Double	2X50 μ -6/0	0,54 0,74	310	390	-1,4		340		295		1,85 0,64	3		400		0,4 \uparrow 2	4 à 17	0,23 \downarrow 0,06	263	33 98	0 0,5	48	3	12,9 15,6	0,25 0	33	0	
425 /2	91/02/08 2,5/1,5	0,4N	Chimi Large	2X50 μ +4/0	0,74 0,85	410	350	-2	115	210	115	250		2 0,56	3		225		0,5 \uparrow 1,6	2,7 \uparrow 21	0,13 à 0,06	270	28 66	-0,8 -0,8	38	3	11 13	-0,75 -0,75	26	-0,75	
426 /1	91/02/09 2,5/3	0,4N	Chimi Double	2X50 μ -4/+6	0,64 0,61	145	450	-1,7	180	350	135	280	5	1,6 0,7	2	290	495	290	0,4 \uparrow 2,7	1 \uparrow 25	0,26 \downarrow 0,1	490	35 65	-1 0,4	65	2	9 13,7	0,5 0,5	29	0,5	
426 /2	91/02/29 2,5/3	0,4N	Chimi Large	2X50 μ +2/+2	0,79 1,06	270	300	-2,3	110	150	100	180		1,5 0,73	3		120		0,3 \uparrow 1,6	0 \uparrow 55	0,08 à 0,22	200	19 45	-1,7 -1,7	34	3	4,8 8,8	-1,5 -1,5	17	-1,5	
430	90/11/11 2,5/1,5	0,3T	Chimi Simple	2X50 μ +6/+6	0,67 0,82	120	190	-0,24		290		545	6	1,3 0,7	3		400		0,3 \uparrow 1,1	2 \uparrow 35	0,21 \downarrow 0,15	625	66 71	0,1 0,1	112	3	9,9 11,3	0,5 0,5	39	0,5	
432	90/11/11 2,5/1,5	0,5N	Chimi Simple	2X100 μ +2/+1	0,52 0,52	220	350	-0,84		400		475		1,3 0,7	3		480		0,2 \uparrow 1,6	3 \uparrow 25	0,2 \downarrow 0,1	470	50 52,5	0,4 0,4	72	3	5,4 13	0,4 0,6	33	0,4	
437	91/02/29 4/2,4	0,4N	Chimi Double	2X50 μ +2/+4	0,68 0,73	135	380	-1,1	240	330	205	540	7	1,7 0,62	2	365	500	360	0,5 \uparrow 3	2 à 25	0,3 \downarrow 0,06	670	36 55	-0,6 -0,6	64	3	10 15	0,5 0,5	29	-0,5	
438	91/02/30 4/4,8	0,4N	Chimi Double	2X50 μ -4/+8	0,75 0,88	85	500	-1,8	215	315	150	280		1,6 0,6	3	330	460	290	0,5 \uparrow 3,1	2 \uparrow 21	0,3 \downarrow 0,04	425	33 65	-1,4 -1,6	43	3	6 11,5	0,5 0,5	29	-1,25	
453 /1	91/04/28 4/6	0,4T	Plasma Simple	2X75 μ +3/-6	0,48 0,71	205	700	-4,3	150	280	0	220	5,5	2,34 0,51	2	245	290	190	0,4 \uparrow 1,7	1 \uparrow 85	0,4	350	38 66	-3,5 -3,5	58	2	4,4 7,1	-0,5 -0,5	33	-3,5	
453 /2	91/04/28 4/6	0,4T	P+C Simple	2X50 μ +6/+6	0,55 0,63	0	340	-1,1	240	170	125	700	4,5	1,6 0,66	2	330	650	320	1 \uparrow 3,4	6,5 \uparrow 36	0,33 \downarrow 0,27	730	33 55	-0,6 -0,6	70	2	6,4 11	0,8 0,8	30	0,8	
454	91/04/29 4/4,8	0,3T	Plasma Simple	2X50 μ +2/+2	0,37 0,41	260	950	-4,4	200	340	0	300		1,6 0,57	2	320	390	250	1 \uparrow 1,6	43 \uparrow 53	0,5	95	46 62	-4 -3,5	9	2	5,3 7,5	-2,5 -0,5	35	-1	
457	91/02/29 4/2,4	0,3T	Plasma Simple	2X50 μ +6/+4	0,48 0,49	-----	1000	- ∞		320		-----		1,8 0,49	2		440		0,6 à 1,5	49 à 89	0,3	-----	53 60	-0,5 -0,25	---	2	8 9	0 0	35	0	

CARACTERISATION DES HEMTS MULTICANAUX.

Opération	Croissance	Configuration			Caractérisation DC										Caractérisation AC														
					N°	numéro δ_1 / δ_2 (10 ¹² cm ⁻²)	Grille (μm)	Attaque -Creusement de grille	Composant	R_s+R_i R_d+R_i $\Omega.\text{mm}$	d_1 \AA	$l_{0,5}$ mA/mm	V_t V	g_{m1} mS/mm	g_{m2} mS/mm	g_{min} mS/mm	K mS/mm/V	V_{bd} V	n $V_{bi}(\text{V})$	V_{ds} V	g_{m1} mS/mm	g_{m2} mS/mm	g_{min} mS/mm	C_{gs} pF/mm	g_d mS/mm	C_{gd} pF/mm	K_{gm} mS/mm/V	f_c à V_g f_{max} GHz	V_g V
464	91/02/29 4/2,4	0,3T	Chimi Simple	2X75 μ +1/+2	0,5 0,66	165	400	-1,4	200	360	140	290		1,6 0,52	1,5	310	720	260	0,7 \uparrow 1,4	50 à 100	0,5	300	83 0,6 52 0,5	50	1	4,6 0,5 7,9 0,5	48	0,5	
470	91/02/29 4/2,4	0,35T	Chimi simple	2X50 μ +6/-4	0,55 0,56	365	700	-3,3	130	290	115	140	6,2	1,4 0,8	2	250	390	240	0,3 \uparrow 1,1	35	0,23 \downarrow 0,13	320	63 -1 76 -1	85	2	10,3 -1,5 11,6 -1	46	-1	
471 PM	91/10/09 3/4	0,35T	Chimi simple	2X35 μ +6/-7	0,4 0,39	130	700	-1,6	425	330	285	890	8à9	1,6 0,63	2	510	475	380	0,5 \uparrow 2,4	35	0,33 \downarrow 0,23	1000	50 -1 81 -1	110	2	6 0 9,2 0,5	43	-1	
496 PM	var1120 3/4	0,3T	Chimi simple	2X50 μ +8/+4	0,29 0,38	340	1000	-3,8	300	280	235	450		1,5 0,68	2	440	295	280	0,4 \uparrow 1,6	3 \uparrow 69	0,33 à 0,23	600	70 -3 75 -3	90	2	7 -1 8,75 -3	51	-3	
496 PM	var1120 3/4	0,3T	Chimi simple	2X35 μ +8/+1	0,27 0,3	120	850	-1,5	510	460	410	900	5,5	1,5 0,65	2	600	550	500	0,4 \uparrow 2,2	1,7 \uparrow 50	0,36 \downarrow 0,25	1100	67 -1 85 -0,8	100	2	9 0,5 10 0,5	53	-1	
497 PM	91/11/25 4/2	0,25T	Plasma simple	2X50 μ +2/+16	0,39 0,39	230	900	-1,7		550		900	5,5	1,7 0,6	2		710		0,5 \uparrow 2	2,6 \uparrow 40	0,6 \downarrow 0,5	1100	69 -0,8 72 -0,8	85	2	instable 7,5 -0,5	51	-1	
520 PM	91/10/09 3/4	0,35T	Plasma simple	2X50 μ 0/-4	0,49 0,58	350	1050	-3,9	330	245	185	450		1,8 0,6	2	450	310	240	0,6 \uparrow 1,1	26 \uparrow 73	0,24 à 0,16	430	83 -3 77 -2,8	75	2	8 -2,5 9,6 -3	45	-3	
561	92/03/26 4/bulk 5	0,35T	Plasma simple	2X50 μ +2/+6	0,37 0,36	250	890	-4,6	220	370	23	350	4,5	1,6 0,65	1,5	300	380	160	0,5 \uparrow 1,7	13 \uparrow 130	0,21 à 0,31	380	61 -3,75 82 -3,5	75	1,5	6 0 9 0	37	-3,5	
562 PM	92/03/27 4/4	0,2T	Plasma simple	2X50 μ -2/+8	0,42 0,35	340	1220	-4,4	275	345	140	220	4	1,7 0,6	2	380	340	250	0,8 \uparrow 1,6	28 \uparrow 110	0,18 à 0,26	410	62 -3,5 75 -3	40	2	6,2 -1 8,8 -0,5	45	-3,5	
579 PM	91/11/25 4/2	0,35T	Plasma simple	2X50 μ -10/-6	0,47 1,01?	160	680	-1,1		520		1010	4	1,7	2		670		0,4 \uparrow 2,5	0,2 \uparrow 34	0,3 \downarrow 0,23	1400	48 -0,4 79 -0,3	97	2	7,2 0 10,4 0	37	-0,5	
580 PM	91/11/25 4/2	0,35T	Plasma simple	2X50 μ +2/+2	0,48 0,55	250	840	-1,9		460		690	8	1,4 0,62	2		630		0,36 \uparrow 0,2	0 \uparrow 35	0,29 \downarrow 0,19	900	50 -1,2 79 -0,8	60	2	7,7 -1 10,5 -0,5	36	-0,5	

(*) 26 GHz pour les HEMTS conventionnels
36 GHz pour les HEMTS pseudomorphiques.

Notice explicative

- Opération:** •numéro d'opération technologique
- Croissance:** •numéro de croissance MBE
• δ_1/δ_2 : charge surfacique contenue dans les plans de dopage supérieur et inférieur (10^{12} at/cm²)
- Configuration:** •longueur de grille estimée (μm) et type (N=normal, T=grille en T)
•nature de l'attaque (chimique ou plasma) et "recess" simple ou double
•Composant: largeur de grille (μm) et localisation du composant sur la plaquette
- Caractérisation DC:** • R_s+R_i, R_d+R_i : résistances d'accès ($\Omega.\text{mm}$)
• d_1 : distance séparant la grille du 1^{er} puits (\AA)
• $I_{0,5}$: courant de drain (mA/mm) à $V_{gs}=+0,5$ V
• V_t : tension de seuil (V)
• g_{m1}, g_{m2}, g_{min} : 1^{er} maximum, 2nd maximum et minimum de G_m (mS/mm)
• K : maximum de dG_m/dV_{gs} (mS/mm/V)
• V_{bd} : tension de claquage (V) à 1 mA/mm
• n, V_{bi} : facteur d'idéalité et tension de built-in de la Schottky (V)
- Caractérisation AC:** • V_{ds} : tension (V) à laquelle ont été mesurées les données suivantes:
• g_{m1}, g_{m2}, g_{min} : 1^{er} maximum, 2nd maximum et minimum de G_m (mS/mm)
• C_{gs} (pF/mm), g_d (mS/mm), C_{gd} (pF/mm):
 0,3 \uparrow 1,8: croît de 0,3 à 1,8
 0,3 \downarrow 0,1: décroît de 0,3 à 0,1
 0,3 à 1,8: varie entre 0,3 et 1,8
 0,3: valeur approximativement constante
• K_{gm} : maximum de dG_m/dV_{gs} (mS/mm/V)
• f_c à V_{gs} : valeur maximale de f_c (GHz) à la tension V_{gs} (V)
• f_{max} à V_{gs} : valeur maximale de f_{max} (GHz) à la tension V_{gs} (V)
• K_{fc} : valeur maximale de df_c/dV_{gs} (GHz/V)

- V_{ds} : tension (V) à laquelle ont été mesurées les données suivantes:
- MAG à V_{gs} : valeur maximale du MAG (dB) relevée à la tension V_{gs} (V) et à la fréquence 26 GHz
- MSG à V_{gs} : valeur maximale du MSG (dB) relevée à la tension V_{gs} (V) et à la fréquence 26 GHz
- f_t à V_{gs} : valeur maximale de la fréquence extrapolée (GHz) pour laquelle $h_{21}^2=0$ dB.

CHAPITRE IV:

ETUDE PROSPECTIVE DE LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE

INTRODUCTION

En vue de réaliser la multiplication de fréquence à partir de transistors, nous allons dans ce chapitre étudier essentiellement par une approche théorique les potentialités non linéaires offertes par les TEGFETs. Nous avons choisi pour cela deux composants présentant des caractéristiques différentes:

- un transistor commercial monopuits (FHX 04-N6) de marque japonaise Fujitsu.
- un transistor multipuits (453 T-1) réalisé dans nos propres laboratoires.

Après avoir caractérisé les deux composants, un modèle purement analytique a été défini pour chacun d'entre eux. Il a ensuite été implanté dans un logiciel de conception assisté par ordinateur: "Microwave Design Simulator" (M.D.S.) de Hewlett-Packard. Grâce à celui-ci, nous avons pu simuler le comportement de ces transistors lors de la multiplication de fréquence dans la gamme 12-36 GHz.

IV-1: DEFINITION ANALYTIQUE DES COMPOSANTS

Nous nous sommes intéressé aux deux non linéarités dynamiques suivantes: la transconductance intrinsèque $G_m(V_g, V_{ds})$ et la capacité grille-source $C_{gs}(V_g)$. L'utilisation du simulateur M.D.S. nécessite de connaître le courant drain-source intrinsèque $I_{ds}(V_g, V_{ds})$ et la charge $Q_{gs}(V_g)$ correspondants. Il nous a fallu par conséquent trouver des formulations analytiques qui soient facilement intégrables. C'est pourquoi nous avons porté notre choix vers les expressions polynômiales. L'approximation par la méthode des moindres carrés a été utilisée pour définir les coefficients numériques de chaque monôme. Nous rappelons son principe dans l'annexe de la page 92.

IV-1-1: Définition du modèle analytique du transistor FHX04-N6

1°) Présentation du composant:

Ce transistor est un composant AlGaAs/GaAs monopuits dopé uniformément. Sa configuration de grille est de $200 \times 0,25 \mu\text{m}^2$. Il a été caractérisé à la tension de

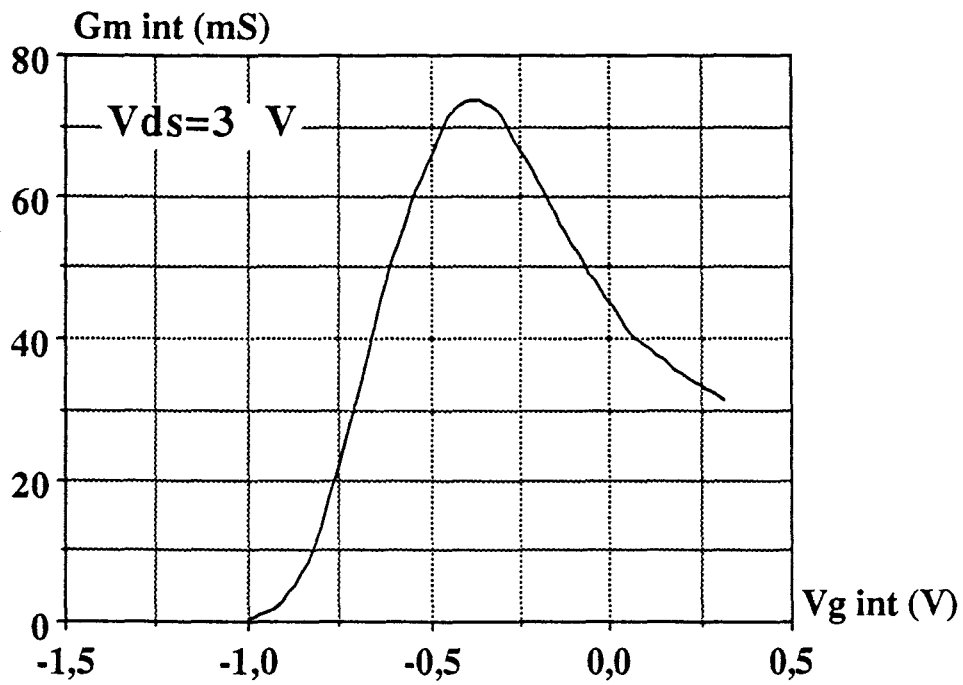


Figure 1: Transconductance dynamique intrinsèque du transistor monopuits FHX04-N6 en fonction de la tension de grille intrinsèque.

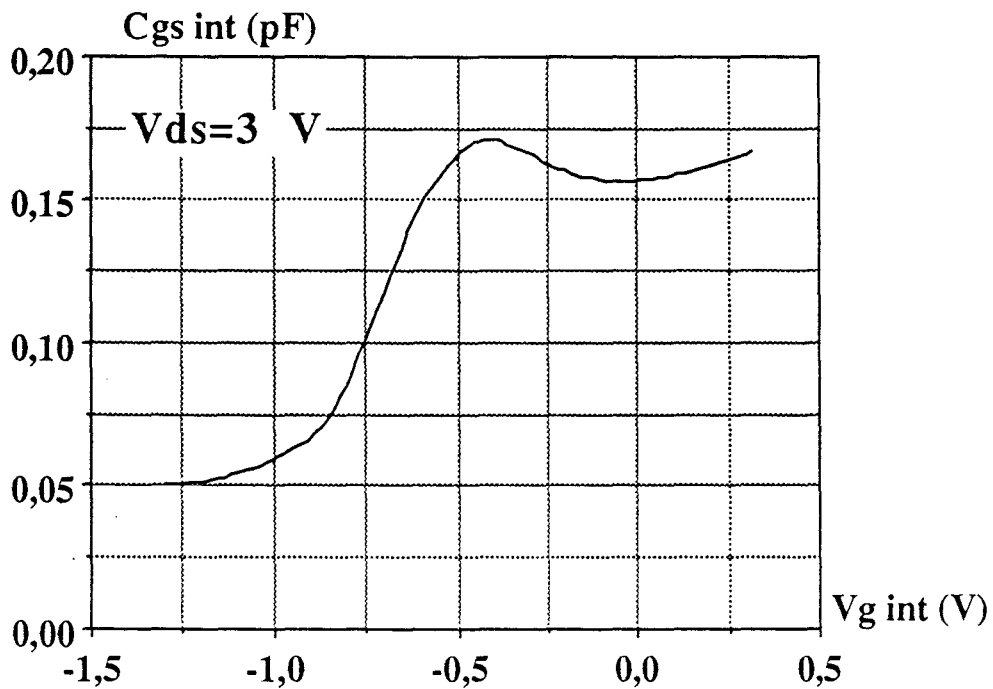


Figure 2: Capacité grille-source dynamique du transistor FHX04-N6 en fonction de la tension de grille intrinsèque.

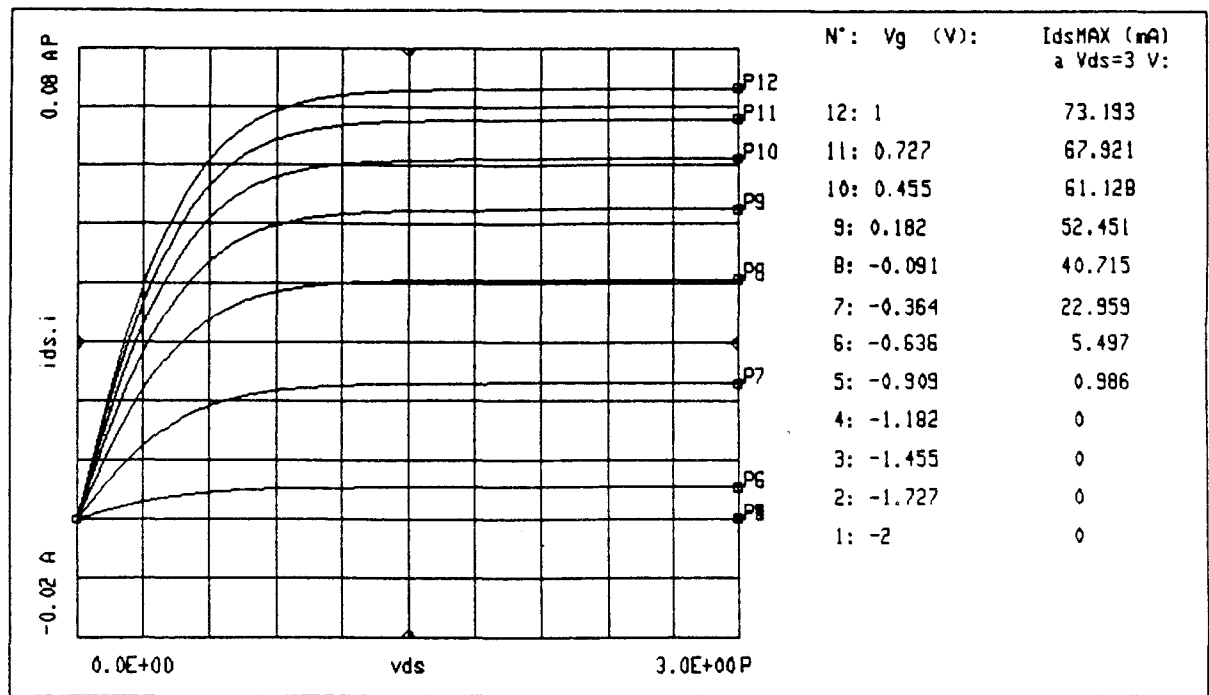


Figure 3: Réseau intrinsèque des caractéristiques dynamiques simulées $I_{ds}(V_g, V_{ds})$ du transistor FHX04-N6.

COMPOSANT FHX04-N6					
I0	+4,5161	I7	-41,37927964626	I14	-136,0048752180
I1	+4,539170886921	I8	-34,23036780915	I15	-160,8836626841
I2	-3,520278547763	I9	+164,7499899075	I16	+86,24481478238
I3	+3,617560673148	I10	-5,079519495608	I17	+37,60732513432
I4	-1,060522753883	I11	-297,2985967566	I18	-20,95541663151
I5	-4,650361256041	I12	+92,59712006659	I19	-0,968459416521
I6	+21,15305061910	I13	+298,3256745089		

Figure 4: Coefficients d'interpolation I_k du polynôme représentant le courant de drain dynamique du transistor monopuits.

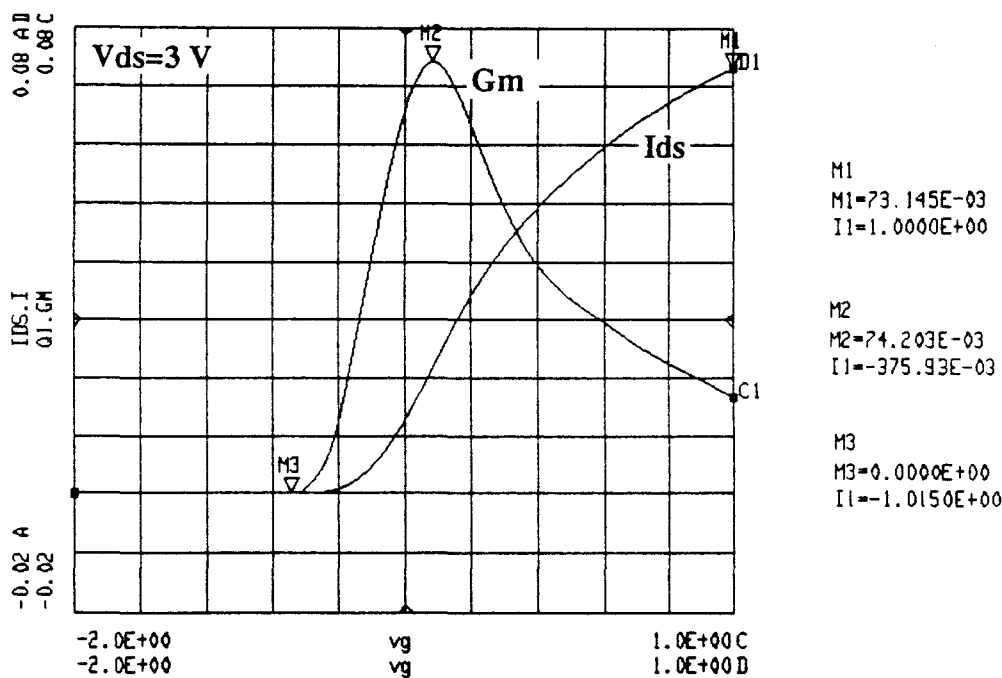


Figure 5: Caractéristiques simulées du courant de drain dynamique et de la transconductance intrinsèque du transistor FHX04-N6, en fonction de la tension intrinsèque V_g .

polarisation de drain 3 V pour des valeurs de tension de grille extrinsèque V_{gs} variant de -1 à +0,5 V. Son courant de drain statique vaut 62 mA à la tension $V_{gs}=+0,5$ V. Sa tension de pincement est proche de -0,9 V. Les deux principales non linéarités auxquelles nous nous intéressons, à savoir la transconductance intrinsèque $G_m(V_g, V_{ds})$ et la capacité grille-source $C_{gs}(V_g)$, ont été représentées respectivement en figures 1 et 2 en fonction des valeurs V_g de la tension de grille intrinsèque. Le G_m présente un profil en "cloche" avec un maximum d'amplitude de 74 mS. L'évolution de la capacité possède un plateau de valeur moyenne 0,17 pF. Précisons enfin que ce transistor peut atteindre une fréquence de coupure du gain en courant de 70 GHz.

2°) Interpolation du courant drain-source intrinsèque dynamique:

Il faut avant toute chose discrétiser la courbe caractérisée de la transconductance en un nombre de points suffisamment important pour éviter toute divergence lors de l'interpolation. Les caractérisations dynamiques n'ayant été réalisées que jusqu'à la tension intrinsèque +0,5 V, nous les avons délibérément extrapolées artificiellement de manière à ce que la courbe soit définie jusqu'à la tension de grille intrinsèque $V_g=+1$ V. L'équation polynômiale de la transconductance a ensuite été déterminée selon le principe décrit en annexe. Le polynôme représentant le courant drain intrinsèque dynamique est obtenu, à une constante près, par une simple intégration. Cette constante est déterminée par la condition suivante:

$$I_{ds}(V_g=V_p)=0$$

L'équation $I_{ds}(V_g)$ que l'on obtient n'est valable que dans l'intervalle $[V_p, +1]$ V. Il est possible d'étendre l'intervalle de validité du polynôme en le multipliant par une expression centrée sur le pincement et qui annule la fonction en deçà de ce point [1]. Le courant intrinsèque dynamique se met finalement sous la forme:

$$I_{ds}(V_g, V_{ds}) = \left(\sum_{k=0}^{19} I_k \cdot V_g^k \right) \cdot 10^{-2} \cdot \left(\frac{1 + \text{TANH}\left(\frac{(V_g + 0,955) \cdot 15}{2}\right)}{2} \right) \cdot \text{TANH}(2 \cdot V_{ds})$$

Bien que cette formulation ne soit rigoureusement valable que pour la valeur de V_{ds} à laquelle a été faite la caractérisation (3 V), le terme supplémentaire $\text{TANH}(2 \cdot V_{ds})$ permet de bâtir le réseau de caractéristiques dynamiques simulé $I_{ds}(V_g, V_{ds})$ (figure 3). Les coefficients I_k du polynôme sont répertoriés dans le tableau de la figure 4. Les caractéristiques simulées du courant de drain dynamique et de la transconductance intrinsèque ont été visualisées en figure 5 en fonction de la tension de grille intrinsèque et pour une polarisation $V_{ds}=3$ V.

COMPOSANT FHX04-N6

Q0	+0,85237	Q7	-4,595292310245	Q14	-4,403954998736
Q1	+1,068012358054	Q8	+2,453856540362	Q15	-3,112709293295
Q2	+5,046130924558 E-2	Q9	+9,779174605195	Q16	+0,859890535236
Q3	+0,349062038299	Q10	-8,109958176938	Q17	+0,554330771355
Q4	-0,463029582942	Q11	-1,113627967793 E1		
Q5	+0,444799701593	Q12	+8,808469892111		
Q6	+1,043954889209	Q13	+7,732120744998		

Figure 6: Coefficients d'interpolation Q_k du polynôme représentant la charge dynamique sous la grille du transistor monopuits.

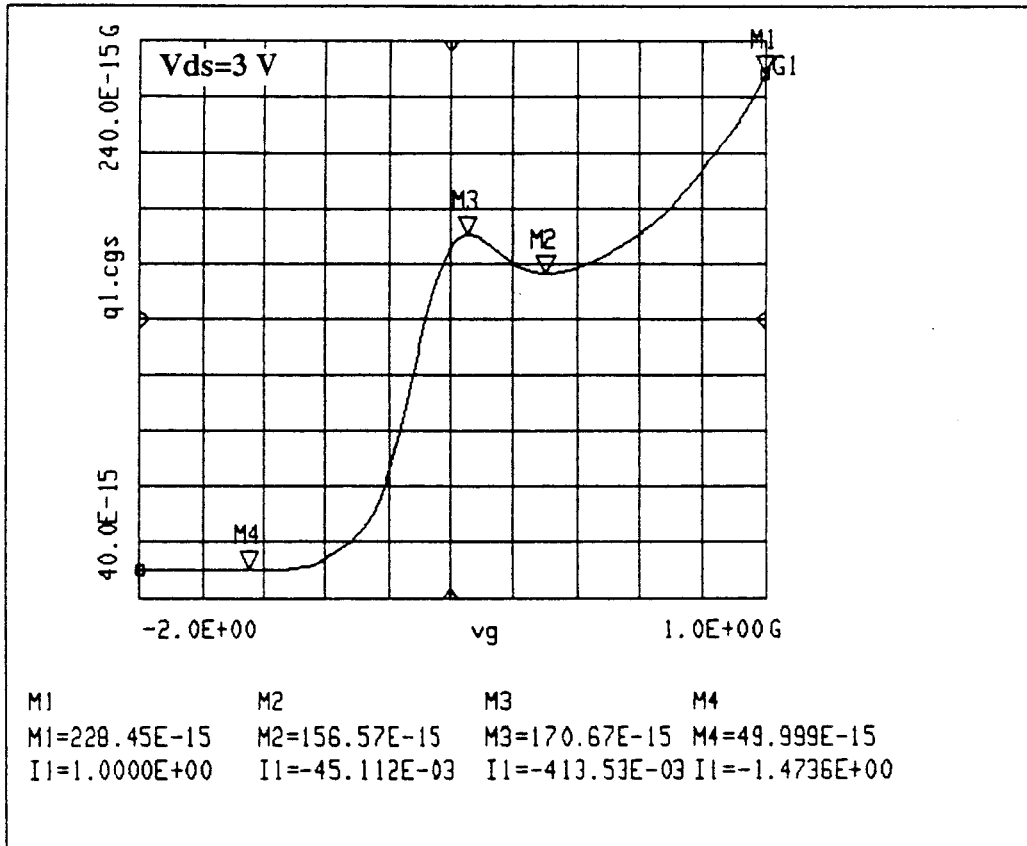


Figure 7: Capacité dynamique simulée du transistor FHX04-N6 en fonction de la tension intrinsèque V_g .

COMPOSANT 453 T-1

I0	+14,70099228	I7	-0,193273153491	I14	-2,273001527913 E-2
I1	+3,879841196553	I8	-3,999262821452 E-2	I15	-6,498257621165 E-3
I2	-0,825896592537	I9	+0,142167819773	I16	-1,190254566262 E-3
I3	-0,360538883773	I10	+0,148140380351	I17	-1,369986586532 E-4
I4	+0,205668212099	I11	+3,067356216380 E-2	I18	-9,056833050542 E-6
I5	+9,524559278406 E-2	I12	-4,817772350144 E-2	I19	-2,629650457373 E-7
I6	-0,128453382331	I13	-4,845209698901 E-2		

Figure 8: Coefficients d'interpolation I_k du polynôme représentant le courant de drain dynamique du transistor multipuits 453 T-1.

3°) Interpolation de la charge dynamique Qgs:

Le principe est le même que celui que nous venons de voir. L'intégration du polynôme d'interpolation approximant $(C_{gs}(V_g) - \text{Capa}_{\text{bord}})$ donne directement celui de la charge $(Q_{gs}(V_g) - \text{Capa}_{\text{bord}} \cdot V_g)$. La détermination de la constante d'intégration est assez délicate puisqu'on ne connaît pas de condition particulière pour la déduire. Cependant, nous l'avons fixée arbitrairement pour que le terme $(Q_{gs}(V_g) - \text{Capa}_{\text{bord}} \cdot V_g)$ s'annule lorsque V_g atteint V_p . L'équation que nous avons introduite dans le simulateur M.D.S. est donnée par:

$$Q_{gs}(V_g) = \left(\sum_{k=0}^{17} Q_k \cdot V_g^k \right) \cdot 10^{-13} \cdot \left(\frac{1 + \text{TANH}((V_g + 1,298) \cdot 40)}{2} \right) + 5 \cdot 10^{-14} \cdot V_g$$

Les coefficients Q_k sont résumés en figure 6. Cette expression est dérivée par le logiciel et la capacité dynamique résultante est présentée sur la figure 7 en fonction de la tension de grille intrinsèque.

Tous les autres éléments du transistor sont supposés constants:

Rg (Ω)	Rd (Ω)	Rs (Ω)	Ri (Ω)	Cgd (pF)	Cds (pF)
2	2,8	3	4	0,02	0,1

Pour mémoire, nous rappelons également ci-dessous les principales caractéristiques du composant FHX04-N6:

Largeur de grille Wg (μm)	Longueur de grille Lg (μm)	Valeur moyenne de Cgs (pF/mm)	Valeur maximale de Gm (mS/mm)	Valeur maximale de Ids (mA/mm)
200	0,25	0,85	371	310

IV-1-2: Définition du modèle analytique du transistor 453 T-1

Ce transistor a déjà été présenté dans le chapitre III. Nous rappelons simplement que c'est un composant AlGaAs/GaAs multipuits particulièrement non linéaire.

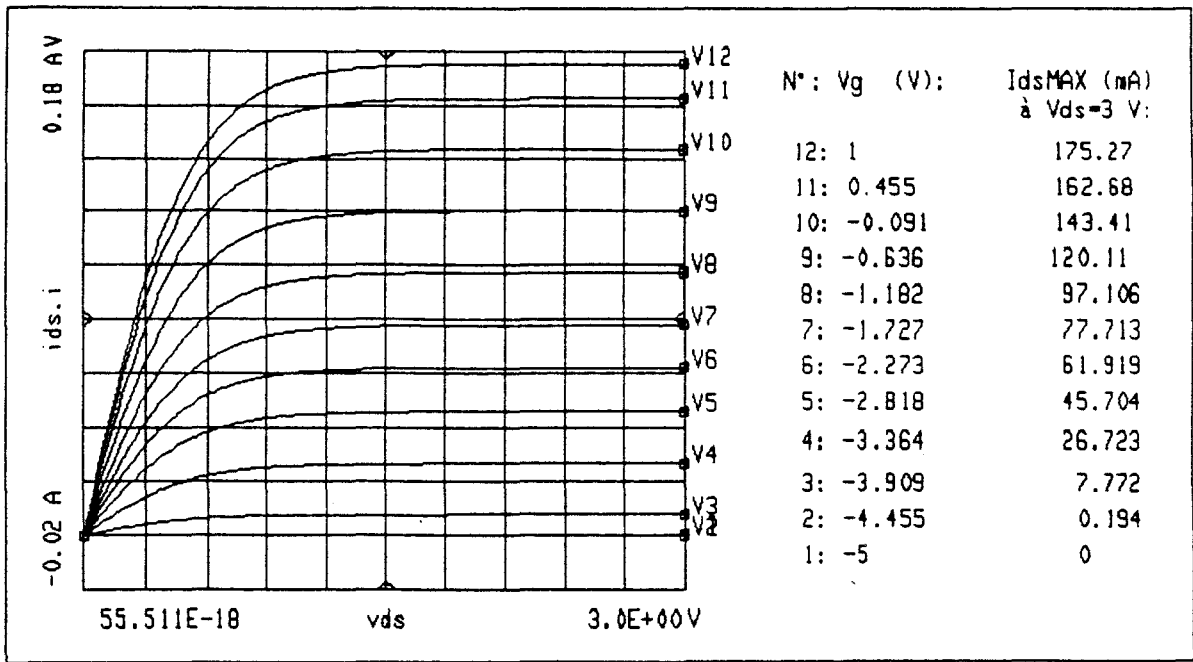


Figure 9: Réseau intrinsèque des caractéristiques dynamiques simulées $I_{ds}(V_g, V_{ds})$ du transistor 453 T-1.

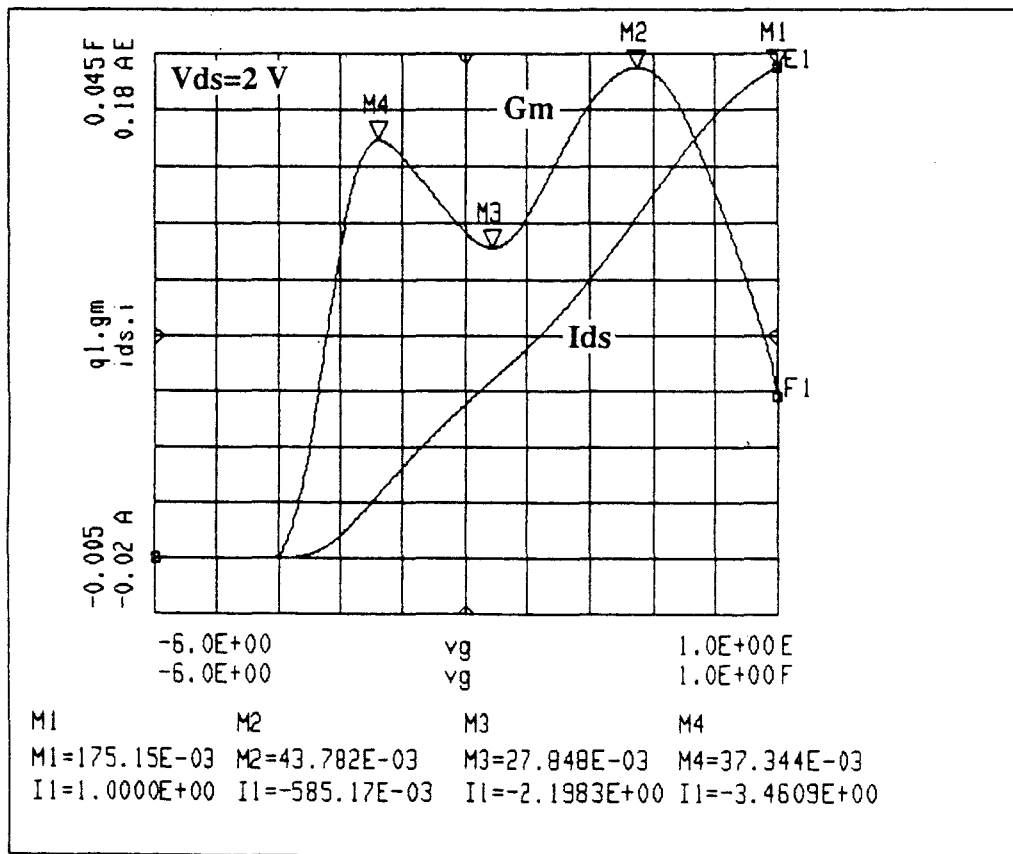


Figure 10: Caractéristiques simulées du courant de drain dynamique et de la transconductance intrinsèque du transistor 453 T-1, en fonction de la tension intrinsèque de grille.

COMPOSANT 453 T-1					
Q0	+5,2319	Q8	+8,763575772921 E-2	Q16	+4,622615530865 E-4
Q1	+1,809844530791	Q9	+2,062497050163 E-3	Q17	+7,800280685899 E-5
Q2	+0,106693357752	Q10	-4,843717176871 E-2	Q18	+9,138171330456 E-6
Q3	+1,791560754845 E-2	Q11	-2,877155647196 E-2	Q19	+7,115332728653 E-7
Q4	+3,985627444907 E-2	Q12	-1,330334336656 E-4	Q20	+3,318129298277 E-8
Q5	-5,628397054420 E-2	Q13	+8,185906208599 E-3	Q21	+7,018017783677 E-10
Q6	-6,808421017921 E-2	Q14	+5,287758124203 E-3		
Q7	+5,489536100447 E-2	Q15	+1,911933122220 E-3		

Figure 11: Coefficients d'interpolation Q_k du polynôme représentant la charge dynamique sous la grille du transistor multipuits.

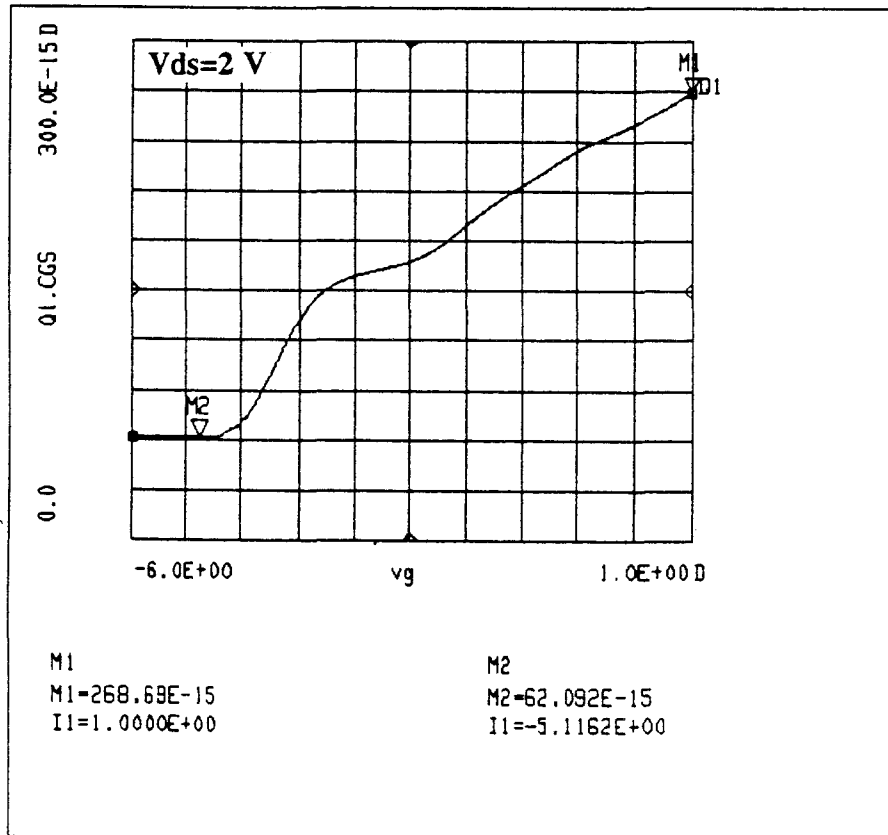


Figure 12: Capacité grille-source dynamique simulée du transistor 453 T-1 en fonction de la tension intrinsèque V_g .

1°) Interpolation du courant drain-source intrinsèque dynamique:

L'interpolation par la méthode des moindres carrés nous permet de mettre le courant drain dynamique sous la forme:

$$I_{ds}(V_g, V_{ds}) = \left(\sum_{k=0}^{19} I_k \cdot V_g^k \right) \cdot 10^{-2} \cdot \left(\frac{1 + \text{TANH}\left(\frac{(V_g + 4,6291) \cdot 40}{2}\right)}{2} \right) \cdot \text{TANH}(2 \cdot V_{ds})$$

Les coefficients du polynôme sont précisés en [figure 8](#). Le réseau de caractéristiques dynamiques $I_{ds}(V_g, V_{ds})$ est visualisé en [figure 9](#). On vérifie grâce à la [figure 10](#) que la dérivation de cette expression par rapport à la tension de grille intrinsèque donne bien la même caractéristique de transconductance que celle issue de la mesure expérimentale (voir [figure 38-b](#) de la page 61).

2°) Interpolation de la charge dynamique Q_{gs}:

La formulation que nous avons injectée dans le simulateur est la suivante:

$$Q_{gs}(V_g) = \left(\sum_{k=0}^{21} Q_k \cdot V_g^k \right) \cdot 10^{-13} \cdot \left(\frac{1 + \text{TANH}\left(\frac{(V_g + 4,7823) \cdot 9}{2}\right)}{2} \right) + 6,21 \cdot 10^{-14} \cdot V_g$$

La valeur des coefficients Q_k est indiquée dans le tableau de la [figure 11](#). La comparaison entre l'évolution de la capacité $C_{gs}(V_g)$ simulée ([figure 12](#)) et celle caractérisée (voir [figure 39-b](#) de la page 61) valide à nouveau notre méthode d'interpolation.

Les autres éléments du transistor sont également supposés constants et valent:

R _g (Ω)	R _d (Ω)	R _s (Ω)	R _i (Ω)	C _{gd} (pF)	C _{ds} (pF)
2,5	3,4	2,6	1,68	0,059	0,15

A titre indicatif, nous rappelons aussi les principales valeurs caractérisant le composant 453 T-1:

Largeur de grille W _g (μm)	Longueur de grille L _g (μm)	Valeur moyenne de C _{gs} (pF/mm)	Valeur maximale de G _m (mS/mm)	Valeur maximale de I _{ds} (mA/mm)
150	0,4	1,10	292	600

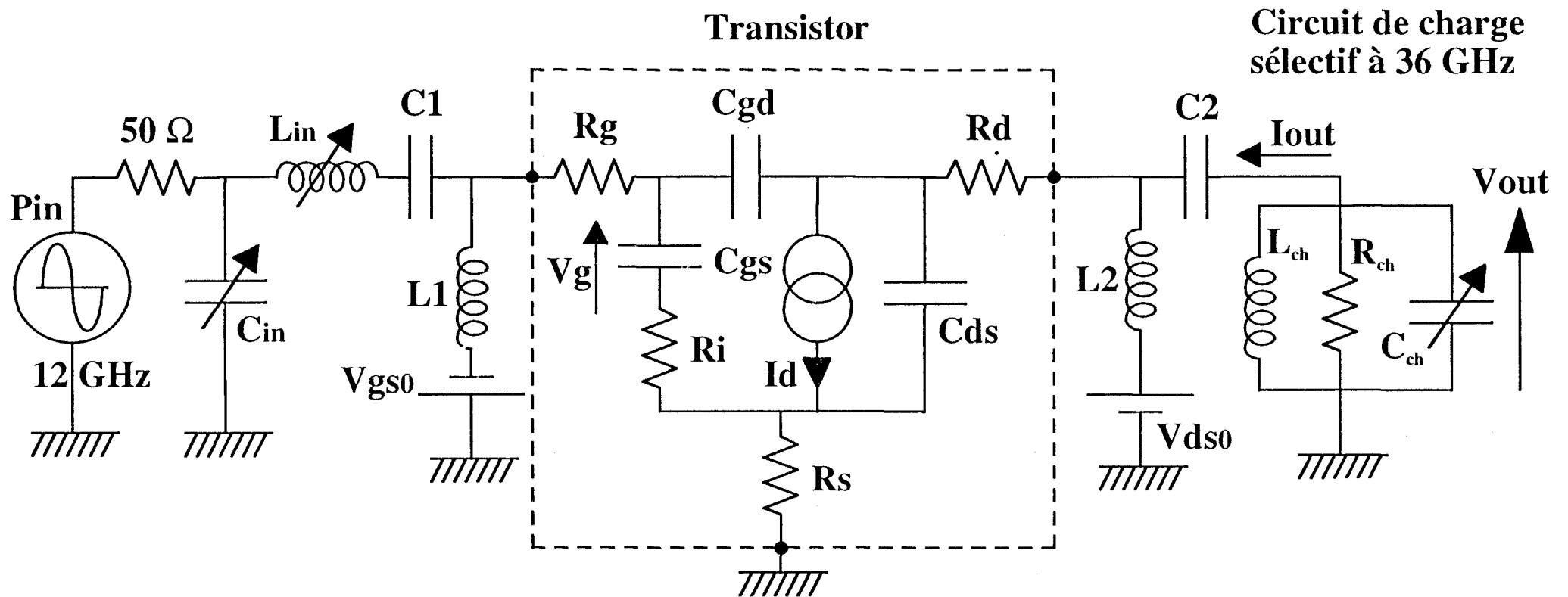


Figure 13: Circuit multiplicateur introduit dans le simulateur non linéaire M.D.S.

IV-2: SIMULATION DU CIRCUIT MULTIPLICATEUR

IV-2-1: Description du circuit

Il a été choisi le plus simple possible. Comme le montre la figure 13, il est composé de plusieurs modules:

- un générateur de résistance interne 50Ω , délivrant une puissance disponible P_{in} et travaillant à la fréquence 12 GHz. L'amplitude du signal sinusoïdal d'excitation varie avec la puissance P_{in} .
- un circuit d'adaptation d'entrée constitué d'une capacité C_{in} en parallèle et d'une inductance L_{in} montée en série.
- un circuit de polarisation statique de grille composé d'une source de tension continue (V_{gso}), d'une inductance idéale $L1$ qui laisse passer le continu mais qui bloque les hyperfréquences, et d'une capacité idéale $C1$ qui elle, par contre, laisse passer les hyperfréquences mais se comporte comme un circuit ouvert en continu.
- le schéma équivalent du transistor.
- un circuit de polarisation statique de drain formé d'une source de tension continue (V_{dso}), d'une inductance $L2$ et d'une capacité $C2$ toutes deux idéales.
- un circuit de charge sélectif parallèle (R_{ch}, L_{ch}, C_{ch}).

IV-2-2: Adaptation d'entrée et accord de sortie

Les éléments variables L_{in} et C_{in} permettent d'adapter l'entrée du transistor à la fréquence source 12 GHz.

Précisons que la valeur des éléments idéaux $C1$, $L1$, $C2$, et $L2$ est fixée directement par le simulateur afin de filtrer le continu des hyperfréquences.

Les éléments L_{ch} et R_{ch} étant figés, l'accord du circuit parallèle (R_{ch}, L_{ch}, C_{ch}) à la fréquence harmonique 36 GHz est perturbé par la capacité drain-source, C_{ds} , du transistor. Cette capacité est en parallèle avec celle du circuit oscillant. La condition de résonance qui permet de court-circuiter la fréquence fondamentale et toutes les harmoniques, exceptée celle d'ordre 3, s'écrit alors:

I_{out} (mA) $P_{in}=-3,5$ dBm $V_{ds}=3$ V

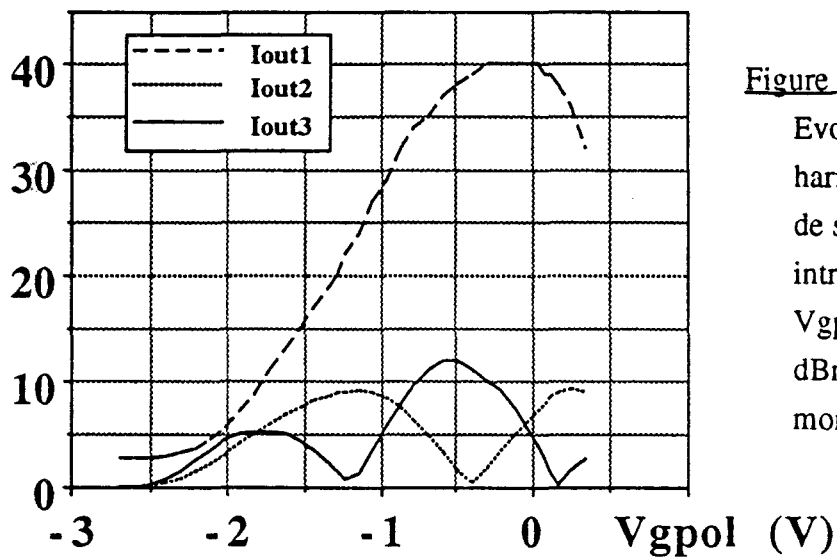


Figure 14:

Evolution du fondamental et des harmoniques d'ordre 2 et 3 du courant de sortie en fonction de la tension intrinsèque de polarisation statique V_{gpol} , pour la puissance $P_{in}=-3,5$ dBm disponible à l'entrée du transistor monopuits FHX04-N6.

V_{out} (mV) $P_{in}=-3,5$ dBm $V_{ds}=3$ V

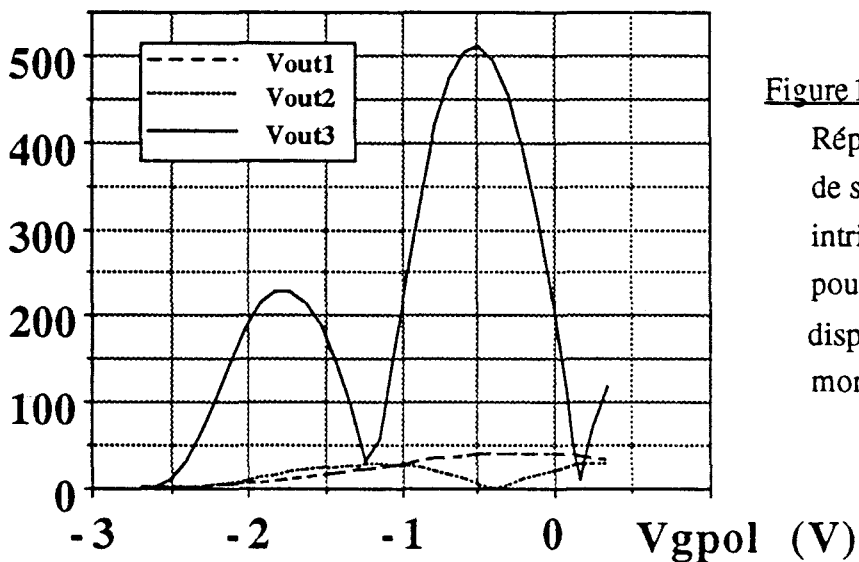


Figure 15:

Répartition harmonique de la tension de sortie en fonction de la tension intrinsèque de polarisation V_{gpol} , pour la puissance $P_{in}=-3,5$ dBm disponible à l'entrée du transistor monopuits.

V_g (V) $P_{in}=-3,5$ dBm $V_{ds}=3$ V

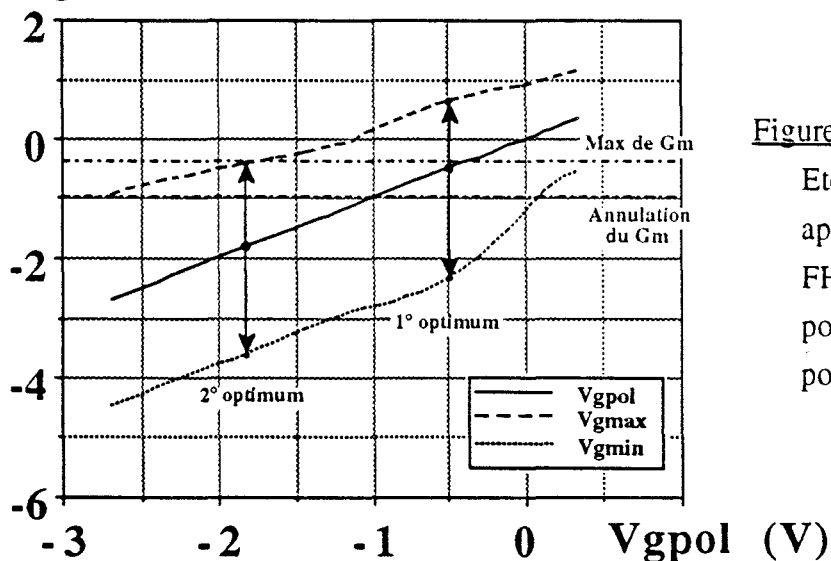


Figure 16:

Etendue de l'excursion dynamique appliquée sur la grille du transistor FHX04-N6 en fonction du point de polarisation intrinsèque, V_{gpol} , et pour la puissance $P_{in}=-3,5$ dBm.

$$L_{ch} \cdot (C_{ch} + C_{ds}) \cdot (2 \cdot \pi \cdot n \cdot f_0)^2 = 1$$

(f_0 étant la fréquence fondamentale, et n , l'harmonique désirée)

Pour une puissance P_{in} donnée de la source à 12 GHz, la procédure d'optimisation choisie consiste à ajuster L_{in} , C_{in} et C_{ch} de manière à ce que le circuit multiplicateur présente une impédance d'entrée purement résistive et de module 50 Ω , et de façon à obtenir en sortie le maximum de puissance disponible.

IV-3: PERFORMANCES DU TRANSISTOR MONOPICTS FHX04-N6 EN MODE TRIPLEUR

IV-3-1: A faible puissance disponible en entrée: $P_{in} = -3,5$ dBm

Pour une puissance disponible de -3,5 dBm (0,447 mW) et une polarisation statique de drain de valeur +3 V, nous avons fait varier la polarisation statique V_{gso} appliquée sur la grille du transistor. L'accord de sortie à 36 GHz a été optimisé en fixant respectivement L_{ch} et R_{ch} à 0,012 nH et 200 Ω . Lorsque cet accord est obtenu, la résistance de charge R_{ch} est normalement parcourue par la majeure partie du courant de sortie I_{out} du transistor, et la différence de potentiel à ses bornes est V_{out} . Nous avons représenté sur les [figures 14](#) et [15](#) la distribution des premières composantes harmoniques du courant et de la tension de sortie.

L'évolution des harmoniques d'ordre 2, I_{out2} , et d'ordre 3, I_{out3} , en fonction de la tension intrinsèque de polarisation statique, V_{gpol} , présente clairement 2 pics. Au maximum de I_{out3} correspond l'annulation de la composante I_{out2} et vice-versa. Alors que les 2 amplitudes optimales de I_{out2} gardent même valeur, celle du pic principal de I_{out3} localisé à la tension intrinsèque $V_{gpol} = -0,49$ V est 2,3 fois plus importante que celle du pic apparaissant à la tension plus négative $V_{gpol} = -1,77$ V. La répartition harmonique des tensions de drain ([figure 15](#)) donne les mêmes évolutions avec évidemment une prédominance de la composante V_{out3} .

La [figure 16](#) indique clairement, suivant le choix du point de polarisation statique, l'excursion de la tension sinusoïdale imposée par la puissance disponible P_{in} . Les pics de I_{out3} et V_{out3} de plus faible amplitude sont obtenus pour une polarisation bien en dessous du pincement. L'angle de conduction $\frac{t_0}{T}$, déjà défini au chapitre I, est très faible et le courant prend en fonction du temps la forme d'une impulsion. On remarque que l'excursion de tension

Gain de conversion (dB)

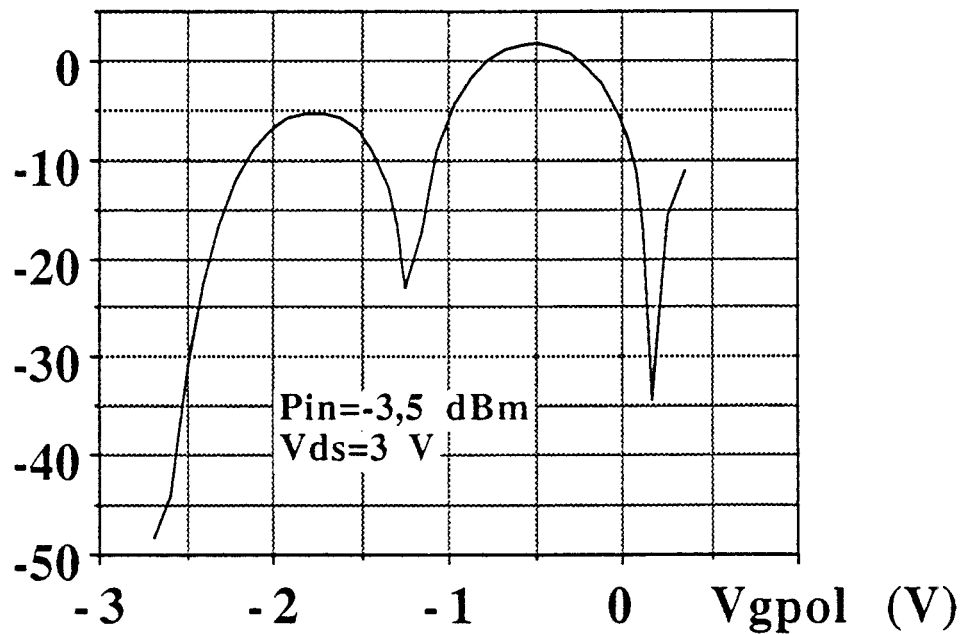


Figure 17: Gain de conversion du transistor FHX04-N6 en mode tripleur pour la puissance $P_{in} = -3,5$ dBm.

η (%) $P_{in} = -3,5$ dBm $V_{ds} = 3$ V

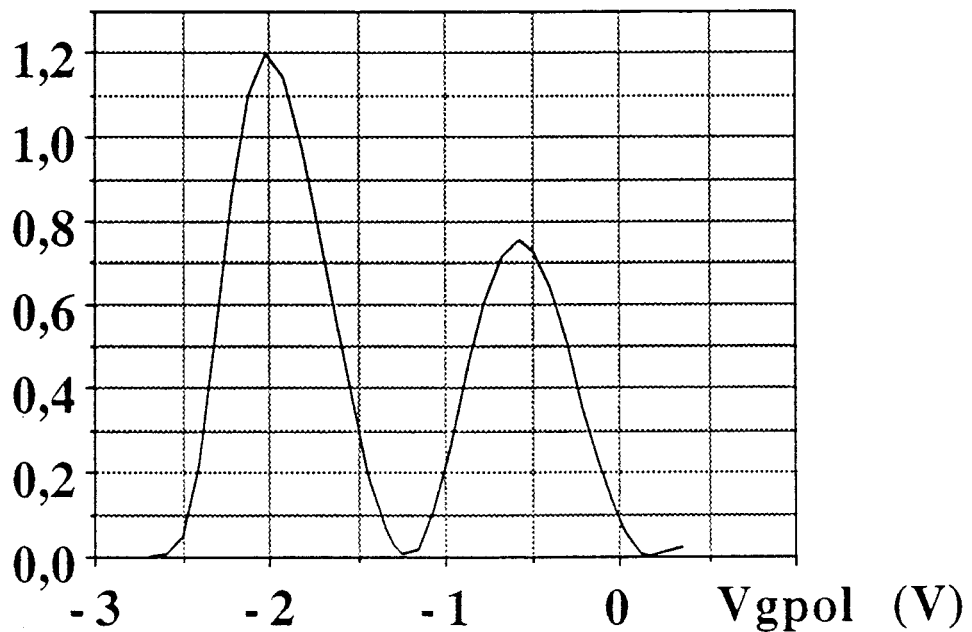


Figure 18: Rendement en puissance du transistor FHX04-N6 en mode tripleur lorsque P_{in} vaut -3,5 dBm

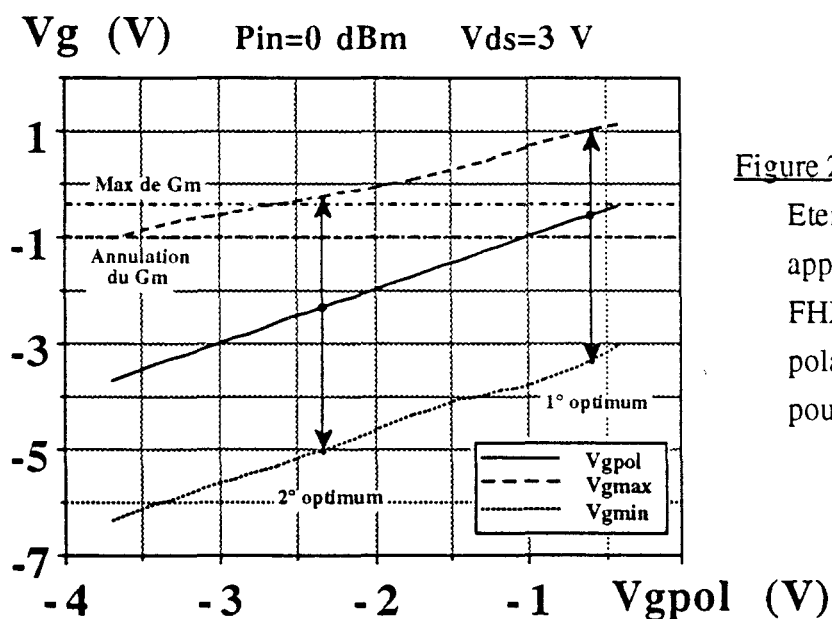
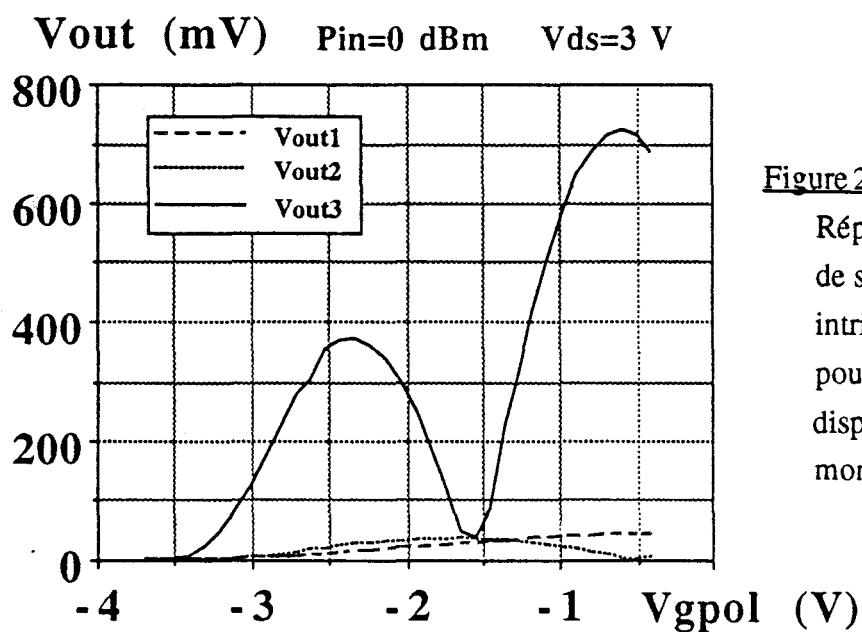
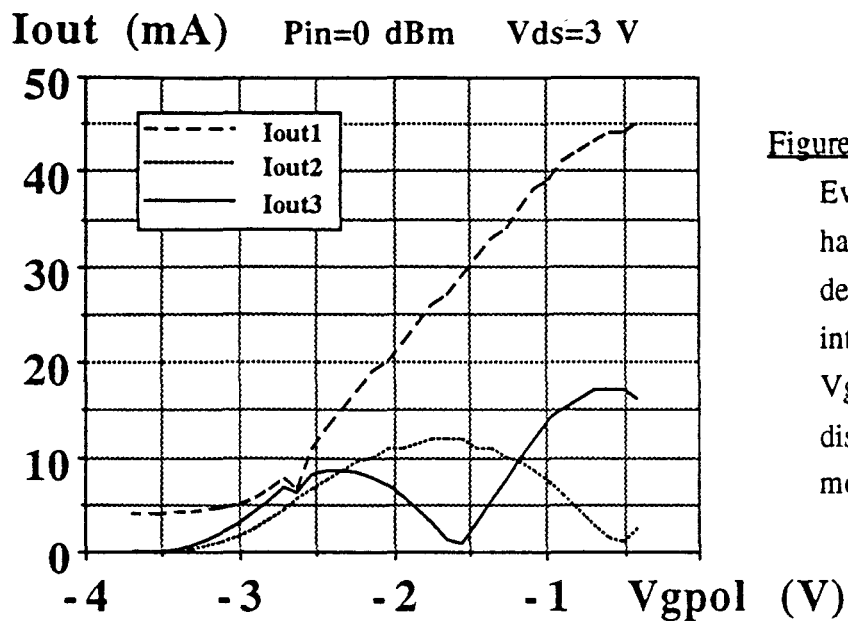
sinusoïdale atteint la valeur maximale de la transconductance. Par contre, le pic principal de V_{out3} a son amplitude maximale lorsque la polarisation statique de grille est voisine mais légèrement inférieure à celle à laquelle est centré le pic de transconductance. Il en résulte que l'excursion de tension autour du point de polarisation décrit par ses 2 alternances le profil entier du courant de drain $I_{ds}(V_g)$.

Pour mieux nous rendre compte des puissances mises en jeu lors du processus de multiplication, nous définissons un gain de conversion (figure 17) et un rendement en puissance (figure 18) respectivement sous la forme:

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{(dB)} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\text{Puissance de sortie à } 3 \cdot f_0}{\text{Puissance d'entrée à } f_0} \right) \\ \eta = \frac{\text{Puissance de sortie à } 3 \cdot f_0}{\text{Puissance continue} + \text{Puissance d'entrée à } f_0} \end{array} \right.$$

La valeur maximale du gain de conversion (1,60 dB) est atteinte pour une polarisation statique intrinsèque $V_{gpol} = -0,49$ V. C'est d'ailleurs à cette même valeur de tension que sont obtenus les pics principaux de I_{out3} et V_{out3} . Le gain est positif car la puissance de sortie à 36 GHz est plus grande que celle de la source d'entrée à 12 GHz: $P_{out3} = 0,65$ mW et $P_{in} = 0,45$ mW. Cependant, à cette même valeur de V_g , le rendement en puissance est plus faible (0,72 %) qu'à la tension plus négative -2 V. Ceci est à imputer à une forte consommation de la puissance continue: $P_{DC} = 90$ mW.

Se polariser à une tension intrinsèque proche de -2 V est plus intéressant si l'on veut privilégier le rendement en puissance au détriment du gain de conversion. En effet, à cette tension, le rendement est multiplié par 1,67 et atteint la valeur 1,2 %. Le gain, quant à lui, diminue et devient négatif (-7,2 dB), c'est-à-dire que la puissance recueillie en sortie à 36 GHz devient plus faible que celle disponible à l'entrée à 12 GHz. En outre, les pics de I_{out3} et V_{out3} sont de plus faible amplitude. Remarquons également que l'excursion dynamique de la tension atteint des valeurs de V_g plus négatives. L'utilisation d'un tel transistor doit donc nécessiter une tension grille-source importante.



Gain de conversion (dB)

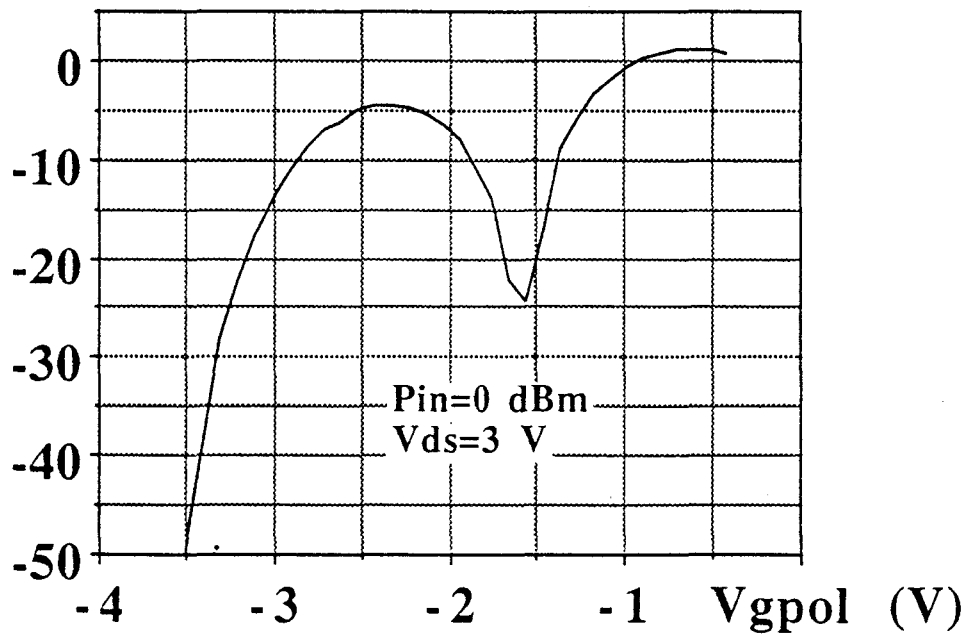


Figure 22: Gain de conversion du transistor FHX04-N6 en mode tripleur pour la puissance $P_{in} = 0$ dBm.

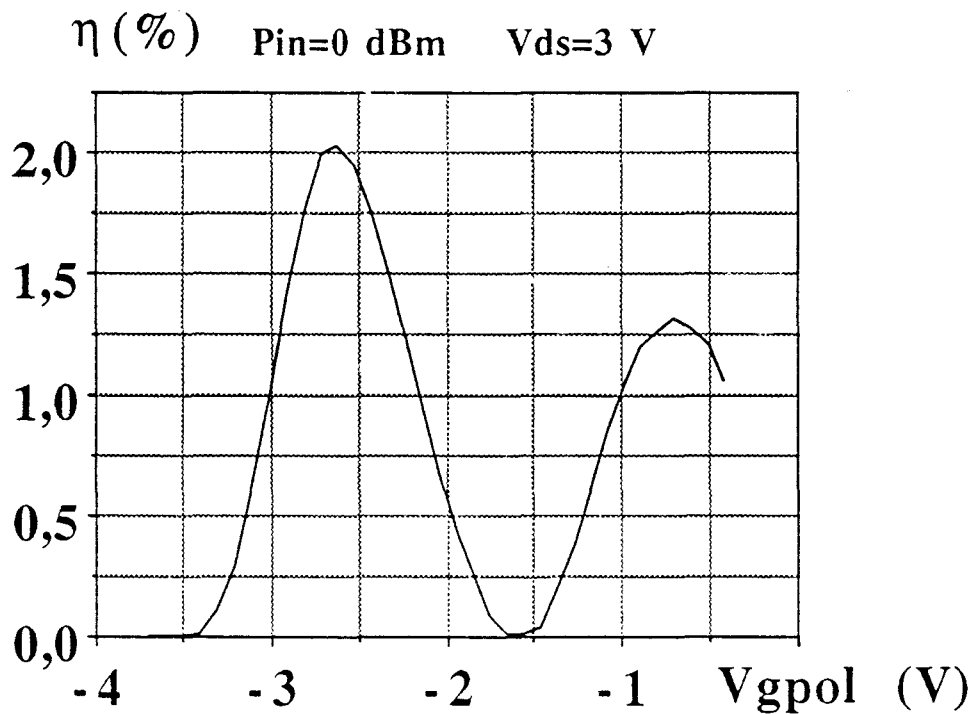


Figure 23: Rendement en puissance du transistor FHX04-N6 en mode tripleur lorsque P_{in} vaut 0 dBm.

IV-3-2: A puissance disponible en entrée plus importante: $P_{in}=0$ dBm

Lorsque la puissance d'entrée est plus importante (1 mW), le comportement du circuit multiplicateur est en tout point identique à celui décrit précédemment (figures 19 et 20). Quelques précisions doivent néanmoins être faites.

En ce qui concerne le 1^{er} pic de V_{out3} , il est à nouveau situé à une tension de polarisation intrinsèque $V_{gpol}=-0,6$ V proche de celle à laquelle est localisé le maximum de la transconductance. Elle est légèrement plus négative que dans la cas où P_{in} valait -3,5 dBm. De ce fait, l'alternance positive décrit davantage le sommet de la transconductance, c'est-à-dire une partie de la caractéristique très non linéaire et particulièrement riche en harmoniques (figure 21). De plus, l'excursion de la tension sinusoïdale étant plus large, une plus grande partie de la caractéristique $G_m(V_g)$ est décrite en polarisation directe. Ces 2 effets contribuent à augmenter les valeurs maximales de la composante V_{out3} de la tension de sortie et de l'harmonique I_{out3} du courant de drain. Notons également que l'alternance négative décrit la non linéarité constituée par le pincement. Comparativement au cas où P_{in} valait -3,5 dBm, à cette polarisation, le gain de conversion est plus faible (1,14 dB) (figure 22). La puissance de sortie à 36 GHz a été doublée ($P_{out}=1,3$ mW) et la puissance disponible à l'entrée à 12 GHz a été multipliée par 2,24: $P_{in}=1$ mW. Néanmoins, le rendement en puissance est, lui, plus important (1,31 %) car la puissance de sortie augmente davantage que la puissance continue consommée qui s'élève ici à 99 mW (figure 23).

Les pics de I_{out3} et V_{out3} de plus faible amplitude sont localisés à une tension de polarisation encore plus négative: $V_{gpol}=-2,32$ V. La valeur maximale V_{gmax} de la tension d'excitation sinusoïdale est légèrement supérieure à celle à laquelle la transconductance est optimale (figure 21). Ainsi, l'alternance positive décrit également la partie la plus non linéaire de la caractéristique $G_m(V_g)$, et les valeurs de I_{out3} et V_{out3} sont supérieures à celles trouvées pour $P_{in}=-3,5$ dBm. Bien qu'il soit négatif, le gain de conversion est supérieur à celui produit à plus faible P_{in} (-4,6 contre -5,4 dB) (figure 22). Ceci est dû à une plus grande augmentation de la puissance de sortie P_{out} . Le rendement en puissance, quant à lui, est bien meilleur car il est multiplié par 1,7 (figure 23) et atteint la valeur 2 %. Mais n'oublions pas que l'excursion de la tension d'excitation autour du point de polarisation dépend de la puissance disponible P_{in} . Dans le cas présent, cette excursion atteint la valeur minimale intrinsèque $V_{gmin}=-5$ V. Elle risque par conséquent de détruire le transistor. C'est pourquoi il ne semble pas judicieux de travailler à de fortes puissances P_{in} et de se polariser simultanément bien en dessous du pincement.

Iout (mA) Pin=-3.5 dBm Vds=2 V

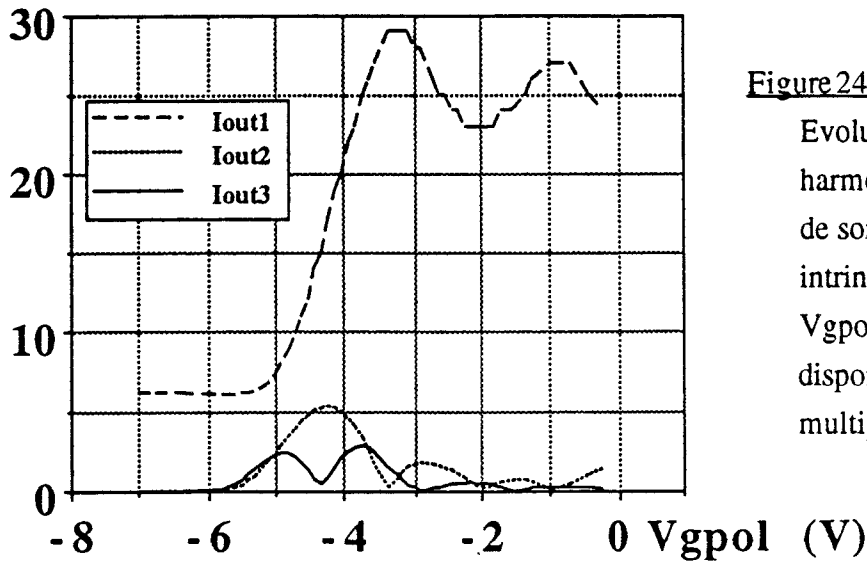


Figure 24:

Evolution du fondamental et des harmoniques d'ordre 2 et 3 du courant de sortie en fonction de la tension intrinsèque de polarisation statique Vgpol, pour la puissance Pin=-3,5 dBm disponible à l'entrée du transistor multipuits 453 T-1.

Vout (mV) Pin=-3.5 dBm Vds=2 V

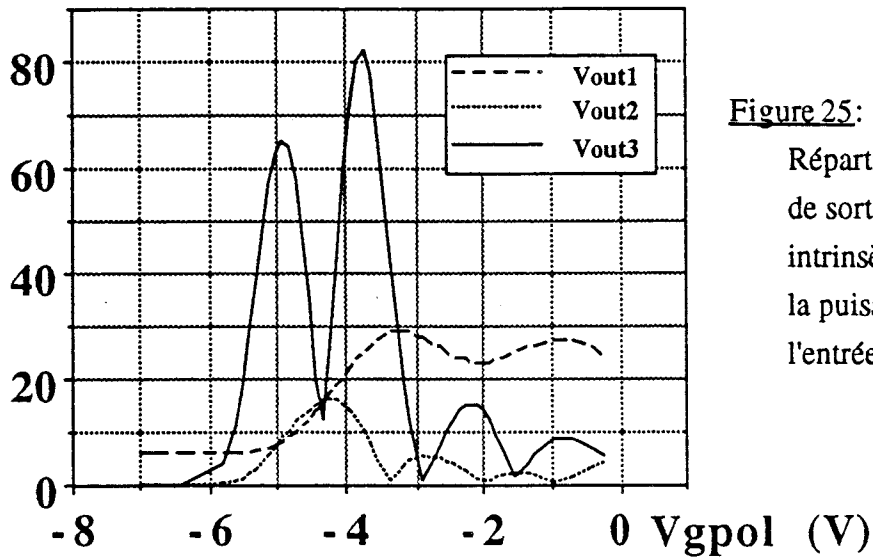


Figure 25:

Répartition harmonique de la tension de sortie en fonction de la tension intrinsèque de polarisation Vgpol, pour la puissance Pin=-3,5 dBm disponible à l'entrée du transistor 453 T-1.

Vg (V) Pin=-3.5 dBm Vds=2 V

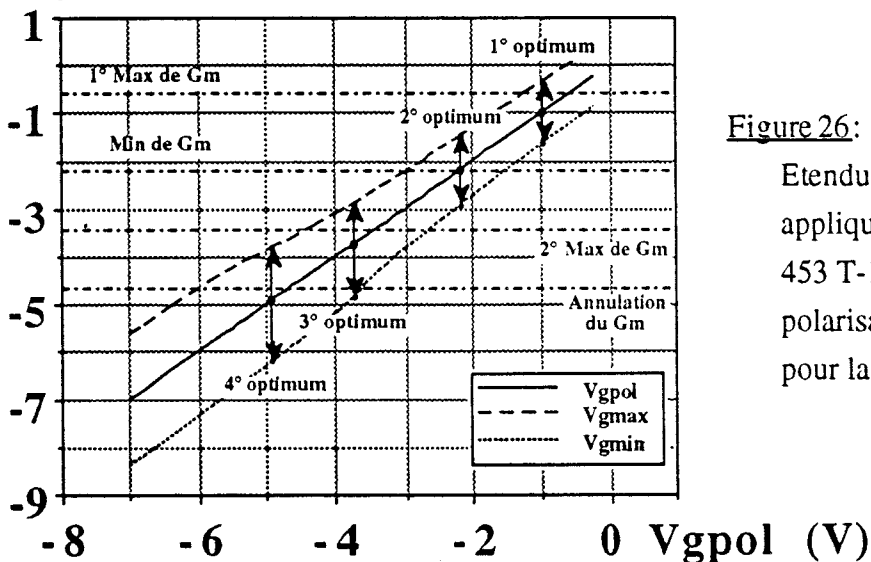


Figure 26:

Etendue de l'excursion dynamique appliquée sur la grille du transistor 453 T-1 en fonction du point de polarisation intrinsèque, Vgpol, et pour la puissance Pin=-3,5 dBm.

Gain de conversion (dB)

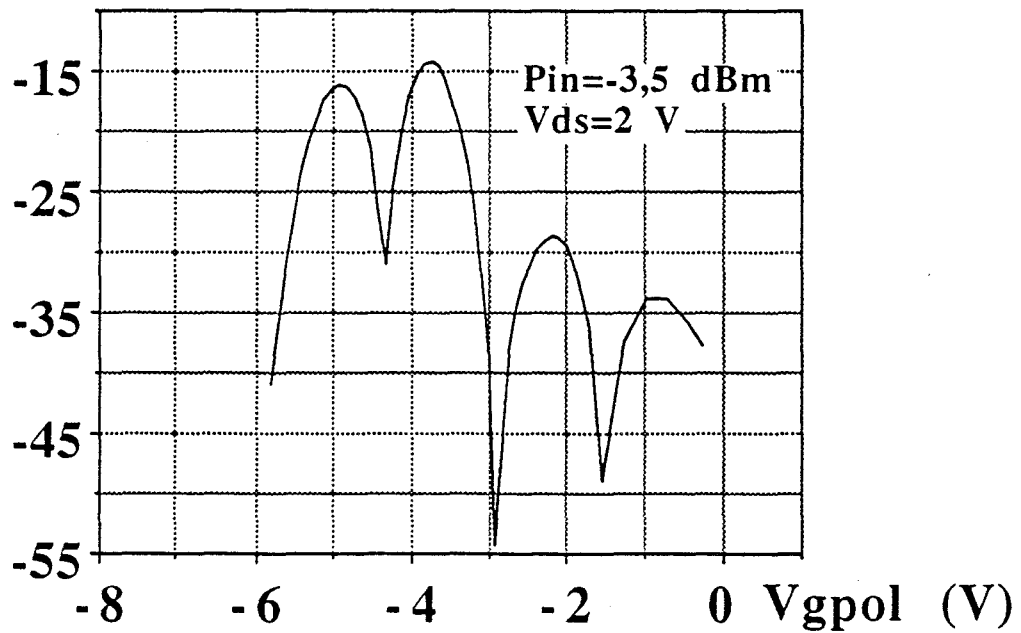


Figure 27: Gain de conversion du transistor 453 T-1 en mode tripleur pour la puissance $P_{in} = -3,5$ dBm.

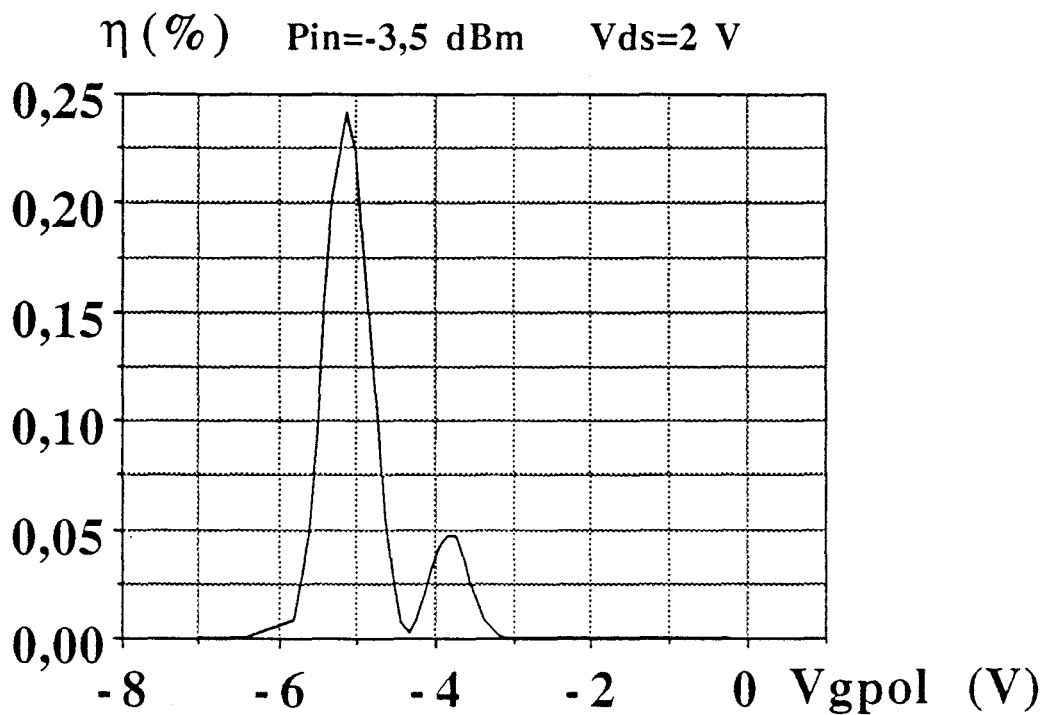


Figure 28: Rendement en puissance du transistor 453 T-1 en mode tripleur lorsque P_{in} vaut -3,5 dBm

I_{out} (mA) $P_{in}=0$ dBm $V_{ds}=2$ V

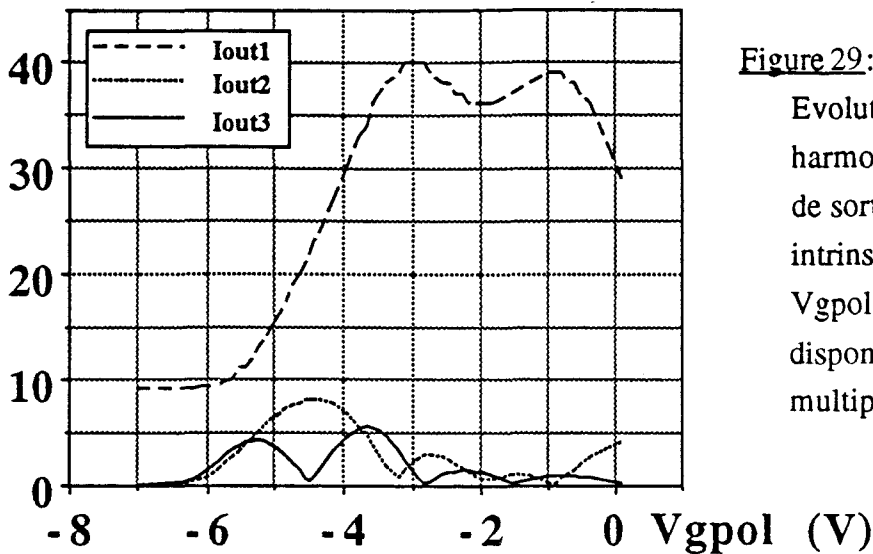


Figure 29:

Evolution du fondamental et des harmoniques d'ordre 2 et 3 du courant de sortie en fonction de la tension intrinsèque de polarisation statique V_{gpol} , pour la puissance $P_{in}=0$ dBm disponible à l'entrée du transistor multipuits 453 T-1.

V_{out} (mV) $P_{in}=0$ dBm $V_{ds}=2$ V

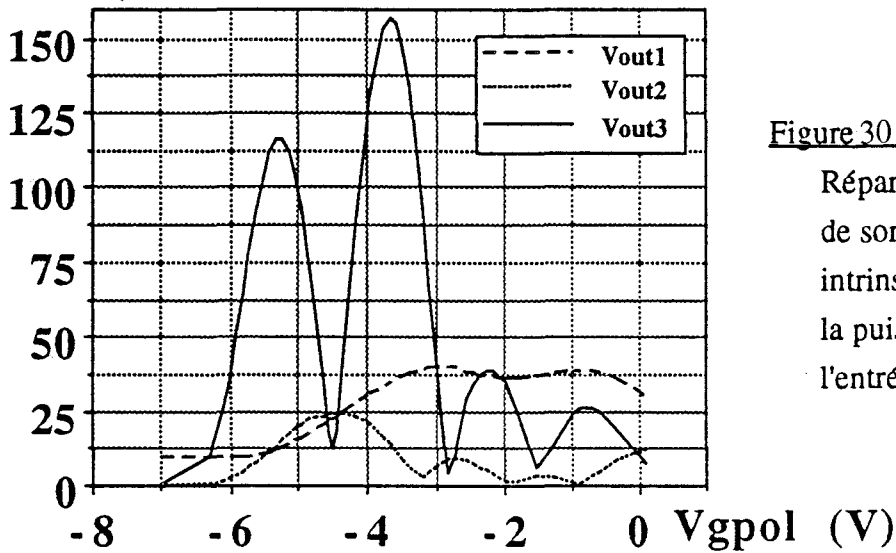


Figure 30:

Répartition harmonique de la tension de sortie en fonction de la tension intrinsèque de polarisation V_{gpol} , pour la puissance $P_{in}=0$ dBm disponible à l'entrée du transistor 453 T-1.

V_g (V) $P_{in}=0$ dBm $V_{ds}=2$ V

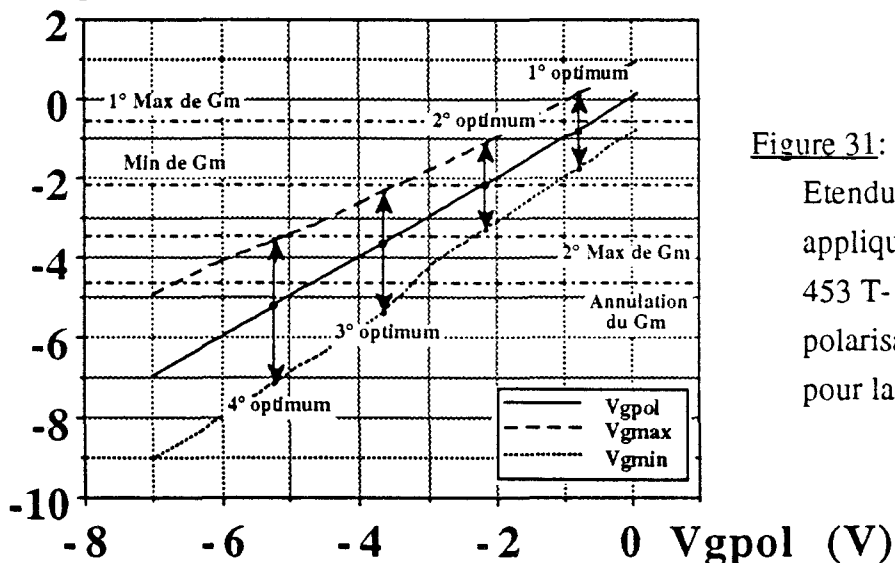


Figure 31:

Etendue de l'excursion dynamique appliquée sur la grille du transistor 453 T-1 en fonction du point de polarisation intrinsèque, V_{gpol} , et pour la puissance $P_{in}=0$ dBm.

Gain de conversion (dB)

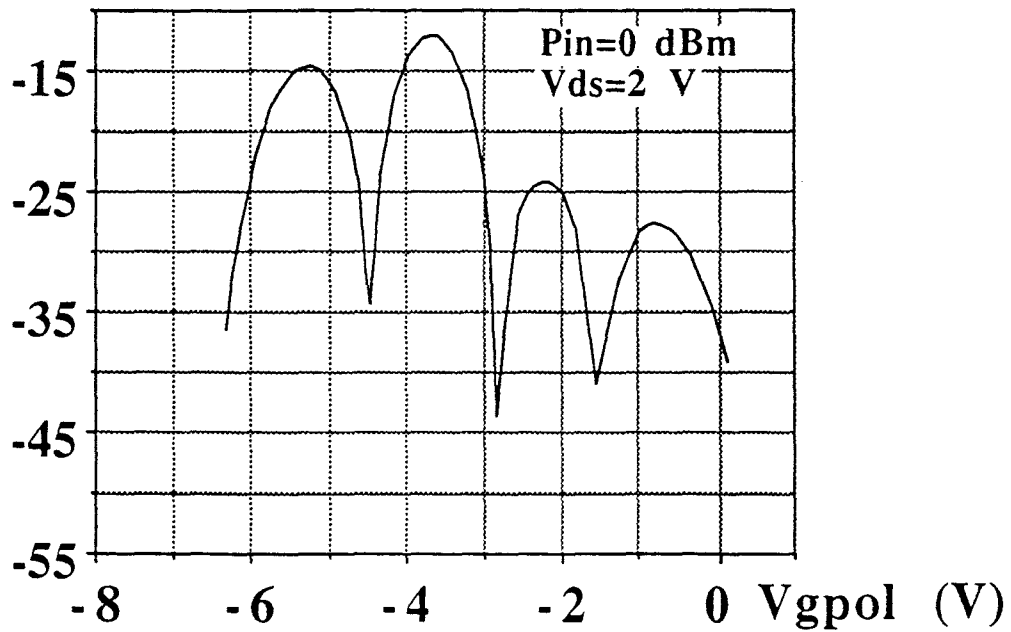


Figure 32: Gain de conversion du transistor 453 T-1 en mode tripleur pour la puissance $P_{in}=0$ dBm.

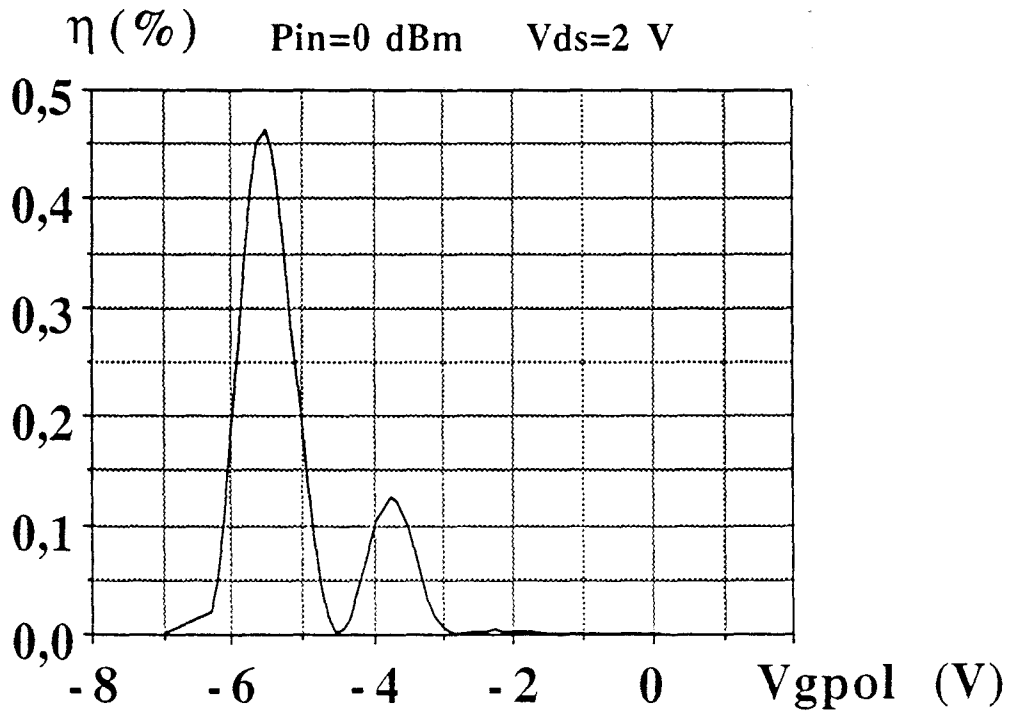


Figure 33: Rendement en puissance du transistor 453 T-1 en mode tripleur lorsque P_{in} vaut 0 dBm.

IV-4: PERFORMANCES DU TRANSISTOR MULTIPUITS 453 T-1 EN MODE TRIPLEUR

IV-4-1: A faible puissance disponible en entrée: $P_{in} = -3,5$ dBm

L'existence de 2 pics d'amplitude maximale sur le profil de transconductance génère cette fois 4 pics distincts dans l'évolution des composantes harmoniques d'ordre 3 du courant de sortie, I_{out3} (figure 24), et de la tension correspondante, V_{out3} (figure 25). D'après la figure 26, on peut attribuer à chaque optimum une zone non linéaire particulière de la caractéristique $G_m(V_g)$ décrite par l'excitation sinusoïdale.

Le pic de V_{out3} de plus faible amplitude (8,54 mV) est obtenu lorsque l'excitation dynamique parcourt le pic principal de transconductance, autour de la polarisation statique $V_{gpol} = -0,97$ V. Un optimum un peu plus important (15 mV) apparaît à la tension -2,17 V. Il se situe précisément au creux de la vallée du G_m et est induit par l'excitation de ses 2 versants. La valeur maximale de la tension harmonique (82 mV) se produit, quant à elle, lorsque la tension sinusoïdale imposée par la puissance disponible à l'entrée du transistor décrit à la fois le 2nd pic de transconductance et la zone non linéaire provoquée par le pincement. Le parcours de l'unique zone de pincement donne aussi une composante harmonique de grande amplitude (65 mV) mais qui est plus faible que dans le cas précédent. Les valeurs optimales du gain de conversion (figure 27) et de V_{out3} sont atteintes pour une même tension de polarisation: $V_{gpol} = -3,75$ V. Cependant, la diminution de la puissance de sortie à 36 GHz explique l'absence totale de gain. Mais une compensation relative entre cette puissance et celle continue donne une valeur maximale du rendement atteignant 0,24 % (figure 28).

IV-4-2: A puissance disponible en entrée plus importante: $P_{in} = 0$ dBm

Les résultats obtenus après décomposition harmonique du courant et de la tension de sortie sont présentés respectivement en figures 29 et 30. Ils sont semblables à ceux que nous venons de décrire. L'origine de chaque pic est la même que précédemment (figure 31). L'augmentation de la puissance disponible à l'entrée ne fait qu'amplifier les phénomènes observés puisque, l'excitation étant plus large, une plus grande partie de la transconductance est ainsi parcourue. Il s'en suit de plus grandes amplitudes des composantes I_{out3} et V_{out3} . Néanmoins, même si la puissance continue demeure suffisamment faible pour multiplier le rendement en puissance par 1,9 (figure 33), la puissance fournie à la sortie ne suffit pas à amplifier de façon significative le gain de conversion (figure 32).

CONCLUSION

Ces premiers éléments d'étude ont été réalisés sur des composants complètement différents. Pour un fonctionnement des TEGFETs en mode tripleur, il en résulte qu'il est important de bien choisir à la fois le point de polarisation statique de grille et la puissance disponible à l'entrée du transistor

L'analyse des fonctionnements de ces deux types de composants conduit aux remarques suivantes:

- La non linéarité liée à la raideur du pincement est primordiale pour obtenir du FET monopuits comme du FET multipuits un fonctionnement en tripleur.
- La présence dans la caractéristique $I_d(V_g)$ de non linéarités supplémentaires est aussi un atout potentiel pour disposer d'autres possibilités de fonctionnement en mode tripleur. Il importe de remarquer que ces non linéarités secondaires correspondent aux points d'inflexion de la caractéristique $I_d(V_g)$.
- En ce qui concerne les deux transistors étudiés, la raideur au pincement est plus importante dans le cas du monopuits. De plus, ce dernier présente un seul point d'inflexion très marqué, alors que le multipuits en possède trois, mais qui sont beaucoup moins prononcés. Comme nous avons pu le constater, le composant monopuits offre de meilleures performances. Cette supériorité se concrétise par un gain de conversion voisin de 1,6 dB et un rendement en puissance de l'ordre de 2 %.
- La question est de savoir s'il serait possible de réaliser un multipuits qui serait davantage favorable à la multiplication de fréquence que celui utilisé dans notre étude. Il faudrait pour cela amplifier, en régime dynamique hyperfréquence, les différentes non linéarités de la caractéristique $I_d(V_g)$. On revient donc au problème qui consiste à réaliser une structure ayant sur son profil de transconductance dynamique deux pics d'amplitude très importante, et qui seraient découplés par une vallée très profonde.

ANNEXE

I: RAPPEL DE LA METHODE DES MOINDRES CARRÉS [2]

Soit une fonction f définie sur un intervalle $[a,b]$ par $n+1$ points de coordonnées $(x(i),y(i))$, avec $i=0,1,\dots,n$. Par exemple, $f(x(i))=y(i)$ peut correspondre à des valeurs de mesure expérimentales. Si l'on veut approximer cette fonction par une expression polynômiale, il va falloir développer f dans la nouvelle base constituée par l'ensemble des polynômes orthogonaux de degré ℓ , $T_\ell(\epsilon(i))$, avec $A < \epsilon(i) < B$. Le changement de base s'effectue en posant comme nouvelle variable:

$$\epsilon(i) = \frac{[(B-A).x(i) + A.b - a.B]}{b-a}, \quad a \text{ et } b \text{ étant distincts}$$

La fonction f peut alors être approchée par une nouvelle fonction g mise sous la forme d'une combinaison linéaire des vecteurs de la nouvelle base, et dont les coefficients a_ℓ sont à déterminer, soit:

$$g: \begin{cases} [A,B] \rightarrow \mathfrak{R} \\ \epsilon(i) \rightarrow g(\epsilon(i)) = \sum_{\ell=0}^r a_\ell \cdot T_\ell(\epsilon(i)) \end{cases}$$

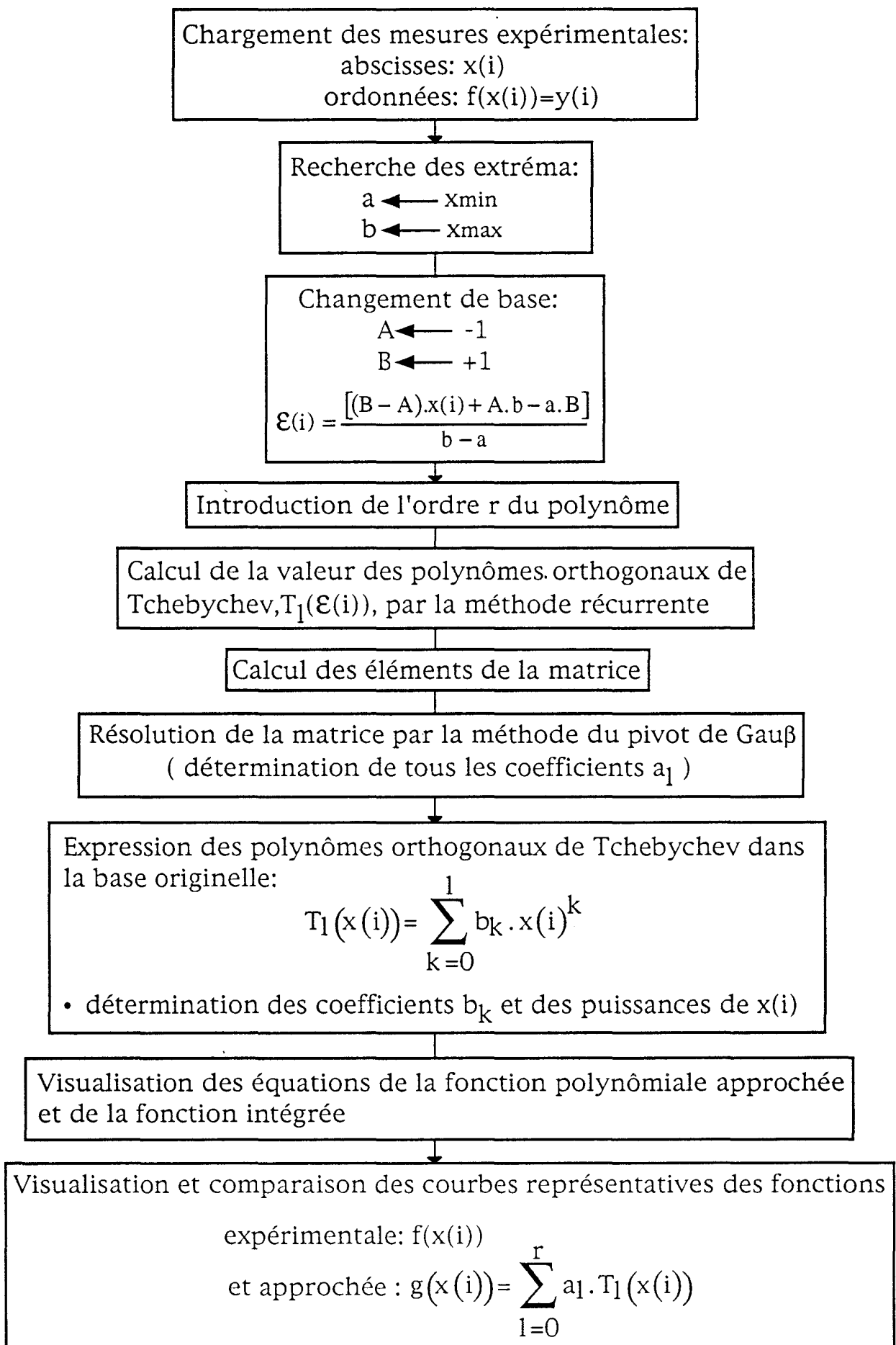
Le principe de l'approximation par la méthode des moindres carrés consiste à faire passer la courbe représentative de la fonction g entre les points expérimentaux de coordonnées $(\epsilon(i),y(i))$. Pour que cette condition soit remplie, la somme des carrés des distances des $g(\epsilon(i))$ aux $y(i)$,

$S = \sum_{i=0}^n \left[y(i) - \sum_{\ell=0}^r a_\ell \cdot T_\ell(\epsilon(i)) \right]^2$, doit être minimale. Ceci se traduit par l'annulation des dérivées

partielles $\frac{\partial S}{\partial a_k}$. Les relations ainsi obtenues peuvent se mettre sous la forme:

$$\sum_{\ell=0}^r a_\ell \cdot \left(\sum_{i=0}^n T_\ell(\epsilon(i)) \cdot T_k(\epsilon(i)) \right) = \sum_{i=0}^n (y(i) \cdot T_k(\epsilon(i))), \quad k \text{ étant fixé}$$

Elles constituent un système à r équations dont les solutions sont les coefficients a_ℓ . La résolution de ce système s'effectue par la méthode du pivot de Gauß.



Organigramme de la procédure numérique d'interpolation des caractéristiques expérimentales par la méthode des moindres carrés.

II: CHOIX DE LA BASE DE DEVELOPPEMENT

Les caractérisations expérimentales dont nous serons amené à rechercher les équations approchées peuvent avoir des profils très non linéaires. Il est donc nécessaire de disposer d'une base dans laquelle les calculs seront stables et dans laquelle les risques d'oscillation de ces nouvelles fonctions seront très limités. Pour ce faire, nous avons choisi de les développer dans la base constituée par les polynômes orthogonaux de Tchebychev.

Le polynôme de Tchebychev $T_\ell(\varepsilon(i))$ de degré ℓ est défini dans l'intervalle $[-1,1]$. Pour chaque valeur de $\varepsilon(i)$, il se calcule aisément en utilisant les relations de récurrence que l'on trouve habituellement dans les ouvrages:

$$\begin{cases} T_0(\varepsilon(i)) = 1 \\ T_1(\varepsilon(i)) = \varepsilon(i) \\ T_\ell(\varepsilon(i)) = 2.\varepsilon(i).T_{\ell-1}(\varepsilon(i)) - T_{\ell-2}(\varepsilon(i)) \quad \text{pour } \ell \geq 2 \end{cases}$$

Cependant, ces formulations récurrentes ne sont pas d'un usage facile. Il serait plus judicieux d'en connaître directement les expressions en fonction des puissances de $\varepsilon(i)$. En considérant les formules de Moivre et du binôme de Newton, on peut établir une nouvelle définition des fonctions polynômiales de Tchebychev de degré ℓ :

$$T_\ell: \begin{cases} [-1,1] \rightarrow \mathfrak{R} \\ \varepsilon(i) \mapsto T_\ell(\varepsilon(i)) = \sum_{p \leq \frac{\ell}{2}}^{\frac{1}{2}} \binom{\ell}{p} (-1)^p \cdot \varepsilon(i)^{\ell-2.p} \cdot \sum_{j=p}^{\frac{1}{2}} C_1^{2.j} \cdot C_j^{j-p} \end{cases}$$

($C_1^{2.j}$ étant ici le nombre des combinaisons de ℓ termes 2.j à 2.j)

Il suffit ensuite de les exprimer dans la base originelle pour obtenir l'équation de la fonction approchée g sous la forme d'une combinaison linéaire des puissances de $x(i)$, et pour parvenir ainsi facilement à l'expression intégrée, à une constante d'intégration près. Les différentes étapes de la procédure de résolution numérique sont visualisées sur l'organigramme de la figure ci-contre.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Thèse de 3^e cycle, à paraître
Y. Mouquet, Lille.
- [2] "Méthode de calcul numérique."
J. P. Nougier.
Edition Masson (1985).

CONCLUSION GENERALE

L'étude que nous venons de présenter a concerné les structures multipuits à plans de dopage. Nous nous étions fixé pour but de définir de nouvelles structures particulièrement non linéaires afin de pouvoir les exploiter dans des circuits mélangeur ou multiplicateur de fréquence.

La technologie des plans de dopage a été choisie car elle permet de rapprocher davantage les réservoir d'électrons des puits de potentiel, et de faciliter ainsi le contrôle des canaux. Un autre avantage est qu'elle donne une meilleure compacité à l'ensemble des épitaxies. Elle réduit de cette manière la tension de pincement des transistors et apporte, de façon générale, une meilleure montée en fréquence.

Les couches que nous avons fait croître contiennent pour la plupart deux plans de dopage et deux puits de potentiel. L'introduction de ces deux canaux était destinée, par leurs contrôles successifs, à amplifier la non linéarité des composants. Nous avons montré à ce sujet que la charge contenue dans le plan de dopage le plus éloigné de la grille est le paramètre prépondérant qui permet de sculpter le profil de la transconductance.

Des approches théoriques et expérimentales nous ont aidés à mieux cerner les problèmes apparus. Nous pouvons considérer que pour les structures faiblement dopées nos simulations quasi-statique et dynamique petit signal permettent de prévoir, dans une assez bonne mesure, le comportement des transistors. Des écarts importants commencent à apparaître, notamment en régime petit signal, lorsque le dopage introduit dans le plan inférieur atteint $4,8 \cdot 10^{12}$ at/cm². Comme nous avons pu le constater à plusieurs reprises, des phénomènes physiques non prévisibles sont apparus lors de la caractérisation des composants et demeurent encore non totalement élucidés. Nous nous sommes efforcé, par une approche théorique, d'apporter quelques éléments de réponse non exhaustifs. L'annulation de la transconductance en régime quasi-statique peut avoir, selon nous, deux causes possibles. Il pourrait tout d'abord s'agir d'un effet de coude ("kink") très localisé variant avec la tension V_{ds} appliquée. D'autre part, étant données les très fortes concentrations d'atomes silicium introduites sur de si faibles épaisseurs, une quantification énergétique des niveaux donneurs pourrait apparaître, formant ainsi une mini bande constituée de plusieurs niveaux d'énergie d'activation voisine mais différente.

Ceci pose le problème de la modélisation du "piégeage" des porteurs libres sur leur atome donneur. Nous avons choisi un modèle très simple à un seul niveau pour réaliser toutes nos simulations. Or, il s'avère que celui-ci n'est pas spécialement adapté à la modélisation du plan de dopage. Le travail que nous avons entrepris n'en constitue en fait qu'une première approche. A l'avenir, il serait particulièrement intéressant d'étudier théoriquement le plan de dopage comme un puits de potentiel à part entière au sein même de la structure, et de tenir compte de cette façon d'une meilleure quantification de ses niveaux d'énergie. Cette étude ne pourrait se

faire efficacement qu'en poursuivant conjointement les travaux expérimentaux commencés dans nos laboratoires par M. Spingart sur les plans de dopage épitaxiés dans le matériau AlGaAs.

Des composants ont été réalisés dans le système classique de matériaux AlGaAs/GaAs et dans le système pseudomorphique AlGaAs/InGaAs/GaAs. Suivant l'objectif visé, deux observations peuvent être faites:

- Il est apparu, au cours de nos études théoriques et expérimentales, que l'utilisation du système pseudomorphique linéarise les évolutions du courant drain-source statique et de la transconductance dynamique. De ce fait, l'emploi des matériaux InGaAs et AlGaAs dans une même structure paraît plus adapté à l'amplification de puissance.
- Le comportement des transistors conçus à partir du système classique AlGaAs/GaAs est différent. L'expérience a montré que pour obtenir une non linéarité prononcée, il faut découpler davantage les puits de GaAs et préférer le dopage uniforme au dopage planaire.

Enfin, l'aspect fonctionnel a été abordé en modélisant un tripleur de fréquence dans la gamme 12-36 GHz, à l'aide d'un logiciel de conception assisté par ordinateur: MDS (Microwave Design Simulator). Il en ressort que les structures multipuits n'offrent pas de supériorité particulière sur les structures classiques à un seul puits de potentiel. La raison principale est que les non linéarités présentées par les structures multihétérojonctions apparaissent essentiellement dans le profil de la transconductance. Mais en fait, elles sont peu perceptibles dans la caractéristique $I_d(V_g)$ qui est l'élément déterminant de la fonction multiplication de fréquence.