

No 594

50376
1990
223

50376
1990
223

THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Techniques de Lille
Flandres Artois

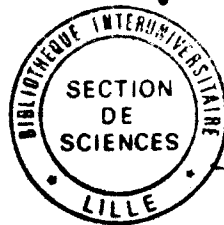
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité: ÉLECTRONIQUE

par

Farid TEMÇAMANI

**OPTIMISATION THEORIQUE ET EXPERIMENTALE
DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP
MULTICANAUX, A GAZ BIDIMENSIONNEL
D'ELECTRONS AlGaAs/GaAs POUR
L'AMPLIFICATION DE PUISSANCE EN
HYPERFREQUENCES**



Soutenu le 29 Octobre 1990 devant la commission d'examen.

Membres du jury :	Mr E. CONSTANT	Président
	Mr Y. CROSNIER	Directeur de thèse
	Mr J. GRAFFEUIL	Rapporteur
	Mr R. FAUQUEMBERGUE	Rapporteur
	Mr C. RUMELHARD	Examineur
	Mr G. SALMER	Examineur

A la mémoire de ma mère,

à ma famille,

à mes amis.

Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de L'Université de Lille Flandres-Artois. Je remercie Monsieur le Professeur G. SALMER de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et pour les conseils qu'il m'a prodigués.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT me fait l'honneur de présider la commission d'examen. Je l'en remercie vivement.

Monsieur le Professeur Y. CROSNIER a assuré la direction de ce travail. Ses conseils, sa patience, ses qualités humaines ainsi que ses compétences scientifiques ont été indispensables à l'aboutissement de ce travail. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Mes plus vifs remerciements vont à Messieurs R. FAUQUEMBERGUE Professeur à l'USTLFA, J. GRAFFEUIL Professeur à l'Université P. Sabatier de Toulouse et C. RUMELHARD responsable de la filière MMIC à Thomson DAG pour avoir accepté d'honorer par leur présence la commission d'examen et de juger ce travail.

Je remercie tout particulièrement Messieurs A. BELACHE, Y. DRUELLE, H. GERARD et R. KOZLOWSKI pour l'aide efficace et continue qu'ils m'ont apportée, pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Je ne saurais oublier de remercier tous mes amis du C.H.S. et de l'UFR d'IEEA pour l'encouragement et la sympathie qu'ils m'ont témoignés tout au long de ce travail.

Messieurs C. FRANÇOIS et J. LANOO ainsi que tout le personnel enseignant, administratif et technique de l'IUT du Littoral de Calais m'ont honoré de leur amitié et m'ont offert leur aide précieuse durant mon travail dans cet établissement. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je voudrais également remercier le Laboratoire d'Electronique de Philips de Limeil Brevannes et le Centre d'Electronique de Thomson CSF de Corbeville pour nous avoir fourni des composants électroniques sans lesquels, la partie expérimentale de notre travail n'aurait pas pu être complète.

Mesdames E. DELOS, S. LEPILLET, Monsieur E. PLAYEZ de la centrale de caractérisation et Mademoiselle P. LEGRIS, Messieurs B. GRIMBERT, D. VANDERMOERE et J.VAMBREMEERSCH de la centrale de technologie m'ont aidé à la réalisation et l'expérimentation de mes composants. Le personnel du C.I.T.I. m'a offert beaucoup de facilités pour la mise au point de mes programmes numériques. Je remercie vivement toutes ces personnes.

Ce mémoire a été réalisé au Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information, avec le logiciel de traitement de texte LATEX (imprimante P400PS) par Mesdames I. DERUDDER et M. VANDAELE. Je tiens à les remercier pour la grande qualité du travail de dactylographie et leur patience sans limite.

Je remercie enfin Monsieur J.P. DEHORTER pour le travail de reprographie de ce mémoire.

Ce travail a été soutenu sous contrat par la D.R.E.T.

Table des matières

1 Etude Théorique et Expérimentale du Claquage dans le TEGFET	1
1.1 INTRODUCTION	1
1.2 Rappels sur le claquage dans le MESFET et particularité du TEGFET	2
1.3 Etude expérimentale	4
1.3.1 Aspects du claquage à observer	4
1.3.2 Dispositif de mesure	4
1.3.3 Echantillons testés	6
1.3.4 Principaux résultats obtenus	7
1.3.4.1 TEGFET classiques	7
1.3.4.2 TEGFET pulse-doped	8
1.3.4.3 Structures multicouches	8
1.4 Modélisation du claquage (au pincement) par avalanche	9
1.4.1 Hypothèses générales	9
1.4.1.1 Théorie de l'avalanche	9
1.4.1.2 Equations de base	10
1.4.1.3. Problème des coefficients d'ionisation	11
1.4.2 Modèle unidimensionnel	12
1.4.3 Modèle bidimensionnel	13
1.4.3.1. Description du modèle	13
1.4.3.2. Résultats typiques obtenus	14
1.4.3.3. Comparaison avec l'expérience	15
1.4.3.4. Résultats obtenus pour le multipuits	16
1.5 Modélisation du claquage par effet tunnel	17
1.5.1 Rappels sur la théorie de l'effet tunnel	17
1.5.1.1. Contact Schottky sur semiconducteur fortement dopé	17
1.5.1.2. Contact Schottky sur semiconducteur peu dopé	18

1.5.2	Application au TEGFET	18
1.5.2.1.	Résultats obtenus pour le TEGFET classique	19
1.6.2.2.	Résultats obtenus pour les TEGFET "pulse-doped"	20
1.5.3	Test de température	21
1.5.4	Transition tunnel-avalanche : rôle du dopage	23
1.6	Conclusion	24
2	Recherche de structures optimales de TEGFET de puissance	33
2.1	Présentation du composant	33
2.1.1	Principe	33
2.1.2	Structure	34
2.2	Optimisation en puissance	35
2.2.1	Position du problème	35
2.2.2	Critères d'optimisation	36
2.2.2.1	Critères "statiques"	36
2.2.2.2	Critères "dynamiques"	37
2.3	Modèles existants	39
2.3.1	Modèles bidimensionnels	39
2.3.1.1	Modèles particuliers (Monte-Carlo)	39
2.3.2.2	Modèles Hydrodynamiques	40
2.3.2	Modèles unidimensionnels ou pseudobidimensionnels	41
2.3.2.1	Modèles quantiques	42
2.3.1.4	Modèles non quantiques	43
2.4	Outils d'optimisation	43
2.4.1	Modèle théorique	44
2.4.1.1	Principe	44
2.4.1.2	Méthode de calcul	44
2.4.1.3	Discussion de la validité du modèle	46
2.4.1.3.1	Statistique utilisée	46
2.4.1.3.2	Erreur due à la non prise en compte	48
	de la quantification	48
2.4.1.3.2	Prise en compte des pièges	49
2.4.2	Caractérisations expérimentales	50
2.4.2.1	Etude statique	50
2.4.2.2	Mesure de la mobilité	50
2.4.2.3	Mesure de la capacité $C_g(V)$	51

2.4.2.4	Caractérisation hyperfréquences	51
2.4.3	Critère d'interprétation des résultats de modélisations	51
2.5	Structures classiques : tentative d'optimisation et limitations principales	53
2.5.1	Résultats typiques obtenus	54
2.5.1.1	Fonctionnement en statique	54
2.5.1.2	Fonctionnement dynamique petit signal	54
2.5.1.3	Fonctionnement dynamique grand signal	55
2.5.2	Tentative d'optimisation	56
2.5.2.1	Choix du dopage de la couche D'AlGaAs	56
2.5.2.2	Choix du spacer	57
2.5.3	Conclusion	58
2.6	Structure pulse-doped	58
2.6.1	Principe	58
2.6.2	Structure moyennement pulse-doped	59
2.6.2.1	Etude théorique	59
2.6.2.2	Etude expérimentale	60
2.6.3	Structures fortement pulse-doped	62
2.6.3.1	Etude théorique	62
2.6.3.1.1	Résultats typiques	62
2.6.3.1.2	Choix de la couche d'AlGaAs	63
2.6.3.2	Etude expérimentale	64
2.6.3.3	Conclusion	65
2.7	TEGFET multipuits	65
2.7.1	Introduction	65
2.7.2	Principe de la modélisation	66
2.7.3	Critères d'optimisation spécifiques au multicouche	67
2.7.4	Exemple typique de résultats obtenus	68
2.7.5	Choix des couches intérieures	68
2.7.6	Choix de la couche superficielle	69
2.7.7	Réalisation technologique préliminaire: CHS 144	70
2.7.2.7	Caractérisation statique	70
2.7.7.2	Caractérisation hyperfréquences	71
2.7.7.3	Mesure de mobilité	72
2.8	Structure multicouche pulse-doped	73
2.8.1	Opération CHS 226	73

2.8.1.1	Caractérisation statique	74
2.8.1.2	Caractérisation hyperfréquences	75
2.8.1.3	Conclusion	75
2.8.2	Opération 233	75
2.8.2.1	Caractérisation statique	76
2.8.2.2	Caractérisation hyperfréquences	77
2.8.2.3	Capacité de grille et mobilité	77
2.9	Conclusion - structure optimale	78
3	Analyse théorique et expérimentale des performances en puissance	85
3.1	Introduction	85
3.2	Grandeurs relevées	86
3.2.1	Puissance d'entrée et de sortie	86
3.2.2	Courant de drain	86
3.2.3	Rendement en puissance	88
3.2.4	Courant de grille	89
3.3	Banc de mesure	90
3.4	Etude du TEGFET monopuits	90
3.4.1	Résultats typiques obtenus	91
3.4.1.1	Etude en V_{gs}	91
3.4.1.2	Etude en V_{ds}	93
3.4.1.3	Etude en fréquence	95
3.4.2	Recherche de corrélations entre les caractéristiques des transistors et leurs performances en puissance	96
3.4.3	Etude du TEGFET multipuits CHS 233	98
3.4.3.1	Etude petit signal	99
3.4.3.2	Essais de puissance à V_{gs} variable	99
3.4.3.3	Essais de puissance à V_{ds} variable	99
3.5	Conclusion	100
4	Etude Théorique de la résistance de source du TEGFET "pulse-doped"	103
4.1	Nature physique de la résistance de source	104
4.2	Modèle	104
4.2.1	Présentation détaillée	105
4.2.1.1	Expression de la résistance de source	105

4.2.1.2	Détermination de la structure de bande (figure 4.3) . . .	106
4.2.1.3	Détermination des éléments de la ligne distribuée . . .	108
4.2.2	Principaux résultats obtenus	110
4.2.2.1	Etude en fonction de l'épaisseur d'AlGaAs non dopé .	110
4.2.2.2	Etude en fonction de la résistance de contact R_{c2} . . .	111
4.2.2.3	Etude en fonction de la distance source-grille	112
4.2.2.4	Etude en fonction du dopage du cap layer	113
4.3	Conclusion	114
5 Analyse théorique et expérimentale en petit et grand signaux de l'impédance de sortie		117
5.1	Problème posé	117
5.2	Etude de l'impédance de sortie en petit signal	118
5.2.1	Présentation du modèle	118
5.2.1.1	Schéma équivalent	118
5.2.1.2	Méthode de calcul	118
5.2.1.3	Validation du modèle	119
5.2.2	Principaux résultats obtenus	121
5.2.2.1	Evolution avec la fréquence	121
5.2.2.2	Interprétation physique	121
5.2.2.3	Effet de la transconductance g_m	122
5.2.2.4	Effet de C_{gd}	123
5.2.2.5	Effet de L_s	123
5.2.3	Résultats expérimentaux obtenus en petit signal	123
5.3	Etude sur le banc de charge active (Takayama)	124
5.3.1	Principe et banc de mesure	124
5.3.2	Principaux résultats obtenus	125
5.3.2.1	Comparaison avec les résultats obtenus sur un banc classique	125
5.3.2.2	Résultats typiques	126
5.3.2.3	Autres résultats	126
5.4	Conclusion	128

Introduction

Introduction

Les télécommunications ont connu ces dernières années un essor très important. L'accroissement des besoins en communications et la nécessité de joindre des régions très éloignées les unes des autres ont mis en évidence l'insuffisance des moyens terrestres (câbles et faisceaux hertziens). Ceci a conduit, il y a plus de vingt ans, à l'apparition des premiers satellites de télécommunication.

Depuis la demande, toujours croissante dans de nombreux autres domaines, a conduit récemment au développement de programmes très variés quant à leurs objectifs. Ainsi en télécommunication et en télévision, il y a les projets TELECOM 1A, 1B, 1C et TELECOM 2 pour la France et les projets INTELSAT VI et VII pour le trafic international. En observation maritime, il y a les projets POSEIDON (France), ERS1 (Europe) et RADARSAT (Canada) dont le but est d'observer l'état de la mer, la cartographie et l'identification des glaces de mer. En météorologie, il y a les satellites METEOSAT en orbite géostationnaire et NOAA et ARGOS en orbite basse. Cette liste est loin d'être exhaustive car il existe d'autres projets concernant les mesures en astronomie (projets PRONAOS), en transmission de données (projet DRSS de l'ESA), en télécommunications mobiles, etc.

Ces projets ont cependant un point commun car ils utilisent tous les hyperfréquences comme support allant de la bande C (projet Télécom 2) jusqu'en millimétrique (projet de la NASA de communications intersatellites à 60 GHz). L'intérêt de ce choix est multiple. Les hyperfréquences permettent, entre autres, d'avoir un débit d'informations important, d'éviter l'absorption atmosphérique et d'augmenter la résolution pour les satellites d'observation.

Des problèmes d'encombrement font de plus en plus que ces projets utilisent des équipements microondes en semiconducteur. Ceux-ci se retrouvent à tous les niveaux : réception, amplification, antennes actives et utilisent principalement le transistor à effet de champ MESFET. Ceci conduit au remplacement progressif des amplificateurs à tubes à ondes progressives (TWT) par des amplificateurs de puissance à l'état solide (SSPA) moins encombrants et surtout beaucoup plus linéaires, donc ne demandant pas d'équipements supplémentaires de linéarisation.

Le développement des SSPA a été relativement freiné jusqu'à présent par leurs puissances émises moins importantes que celles des TWT. Cet inconvénient tend toutefois à s'amenuiser dans la mesure où de grands progrès ont été accomplis dans le domaine de la sensibilité en réception grâce à la mise au point de transistors à effet de champ très faible bruit : les "TEGFETs".

Une seconde étape a été franchie avec cette nouvelle génération de composants basés sur le principe d'un gaz bidimensionnel d'électrons inhérent à la présence d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs . Si ce composant a montré une bien meilleure montée en fréquence que le MESFET, autorisant d'excellentes performances en réception faible bruit. Malheureusement, en amplification de puissance, une amélioration de la même ampleur n'a pas pu être obtenue d'emblée en raison de limitations fondamentales inhérentes à la physique même du composant.

Le premier but de notre travail a été d'abord de remonter aux causes de ces limitations physiques. Le second a été par la conception de structures optimales, d'obtenir des performances intéressantes. Notre tâche s'annonçait particulièrement difficile du fait qu'il n'existait presque pas dans la littérature de publications ou de communications relatives à la physique de ce composant en amplification de puissance. Celles-ci se limitaient à exposer les performances. Notre seule référence a été l'ensemble des études menées précédemment sur le MESFET GaAs dont une partie a pu être transposée au cas du TEGFET.

Notre étude comporte plusieurs axes importants. La présentation qui en est faite, ne relate nullement un ordre chronologique. Toutes les études partielles ont été menées parallèlement. Et c'est de cet ensemble que nous avons pu acquérir une idée cohérente du problème et concevoir de façon efficace la structure optimale.

Le plan de ce mémoire est le suivant. Dans le premier chapitre, nous nous penchons sur un problème qui apparaissait, il y a quelques années (et parfois encore aujourd'hui) comme un obstacle essentiel à la réalisation de TEGFET de puissance. Ce problème est celui de la tension de claquage. Nous présentons d'abord une étude expérimentale paramétrique tenant compte des différents éléments technologiques. Nous donnons ensuite, pour l'analyser, une étude théorique considérant les deux origines possibles du claquage : ionisation par choc et effet tunnel. Nous arrivons enfin à la

définition de la structure permettant d'obtenir la tension de claquage la plus élevée possible.

Le second chapitre est le chapitre central de ce mémoire. Nous y présentons la démarche générale suivie pour aboutir à une structure optimale. Nous insistons plus particulièrement dans ce chapitre sur les conditions de courant maximum et de linéarité tout en tenant compte des autres impératifs traités dans les autres chapitres. Nous aboutirons alors à une structure optimale.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation des résultats d'essais de puissance. Nous nous efforçons d'y définir les paramètres les plus sensibles pour améliorer les performances de puissance. Nous y montrons la validité globale des études d'optimisation présentées dans le deuxième chapitre.

Dans le quatrième chapitre, nous abordons le délicat problème posé par la résistance parasite d'accès de source. Nous y développons une approche de modélisation concernant plus particulièrement la structure dite "pulse-doped" adoptée à la suite de notre recherche d'optimisation.

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous nous penchons sur le problème de l'impédance de sortie. Ce chapitre comporte une étude en petit signal à partir du schéma équivalent du composant. Celle-ci est complétée par une étude expérimentale sur un banc à charge active. L'ensemble de cette étude nous permettra d'interpréter certaines limitations apparues lors d'essais en puissance du TEGFET.

Chapitre 1

Etude Théorique et Expérimentale du Claquage dans le TEGFET

Chapitre 1

Etude Théorique et Expérimentale du Claquage dans le TEGFET

1.1 INTRODUCTION

L'excursion de tension disponible en sortie d'un transistor est un élément essentiel pour la puissance que peut fournir le composant. Elle dépend principalement de la tension de claquage. L'expérience a montré que certains composants ayant d'excellents atouts tels qu'un bon courant et une fréquence de coupure élevée ont été handicapés par une tension de claquage trop faible. Il a été montré par ailleurs qu'une étude théorique et expérimentale est nécessaire pour définir la structure optimale pour la tension de claquage. Ainsi, dans le cas du MESFET GaAs une amélioration de plusieurs volts a été obtenue en ajoutant des zones très dopées sous les électrodes de drain et de source [1] ou encore en utilisant des structures recessées [2-4] .

Dans le cas du TEGFET malgré une structure géométrique ressemblant à celle du MESFET, la tension de claquage reste dans certains cas dramatiquement faible. Ceci est lié à la nature physique du TEGFET. Le canal étant localisé au niveau de l'hétérojonction, son rapprochement de la grille (indispensable pour avoir une bonne commande de charge) passe nécessairement par la diminution de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaAs. Cet amincissement de la couche d'AlGaAs doit forcément être accompagné d'une augmentation de dopage pour conserver une valeur raisonnable du courant. On peut remarquer ici que les performances les plus intéressantes ont été obtenues avec

des composants dopés à plus de 10^{18} cm^{-3} . Un calcul simple permet de prévoir, dans ces conditions, un champ électrique de l'ordre de 10^6 V/cm ce qui a pour conséquence une apparition prématurée du claquage (à peine 4 ou 5 V). De plus des champs aussi élevés peuvent avoir d'autres inconvénients tels que le vieillissement rapide des composantes et la détérioration progressive de son contact Schottky. Le travail que nous présentons dans ce chapitre a pour but de définir une structure capable de surmonter ces difficultés.

1.2 Rappels sur le claquage dans le MESFET et particularité du TEGFET

Le problème dans le MESFET s'est posé il y a plus d'une dizaine d'années. Les études tant théoriques qu'expérimentales, avaient montré que la géométrie et la structure du composant ont une importance capitale pour son comportement en claquage. Des règles de construction ont été ainsi acquises au fil des années. Ces règles ont été ainsi observées dans la conception des TEGFETs dès leur apparition. Nous allons donc les rappeler :

- Zones de contact N^+ : Cette technique a été proposée au départ par M. Fukuta [1]. Son but est de réduire le champ électrique au voisinage des électrodes de source et de drain en ajoutant entre ces électrodes et la couche active des zones très dopées. Elle a l'avantage supplémentaire d'améliorer les contacts ohmiques et de réduire les résistances d'accès. Dans le cas du TEGFET le problème est que ces couches très dopées ne peuvent pas être de même nature que la couche active. Deux difficultés se posent : l'oxydation de l'AlGaAs qui détériore le contact ohmique et les pièges inhérents à ce matériau qui réduisent son dopage effectif. La solution a été de déposer une couche N^+ en GaAs sur laquelle sont faits les contacts de drain et de source. L'attaque de cette couche permet le dépôt du contact Schottky de grille sur la couche active.

- Recess de grille : Cette technique consiste à creuser la couche active pour y déposer la grille. Il en résulte que l'épaisseur de la couche active est plus grande sous le drain et la source que sous la grille. Ceci entraîne une diminution de la densité de charge sous le drain et le "recul" du domaine de haut champ vers la grille. Ce procédé proposé par T. Furutsuka et al [2] a permis l'augmentation de la tension de claquage à canal ouvert. Il a été ensuite amélioré par Furutsuka et al [3] et Fukuta [4].

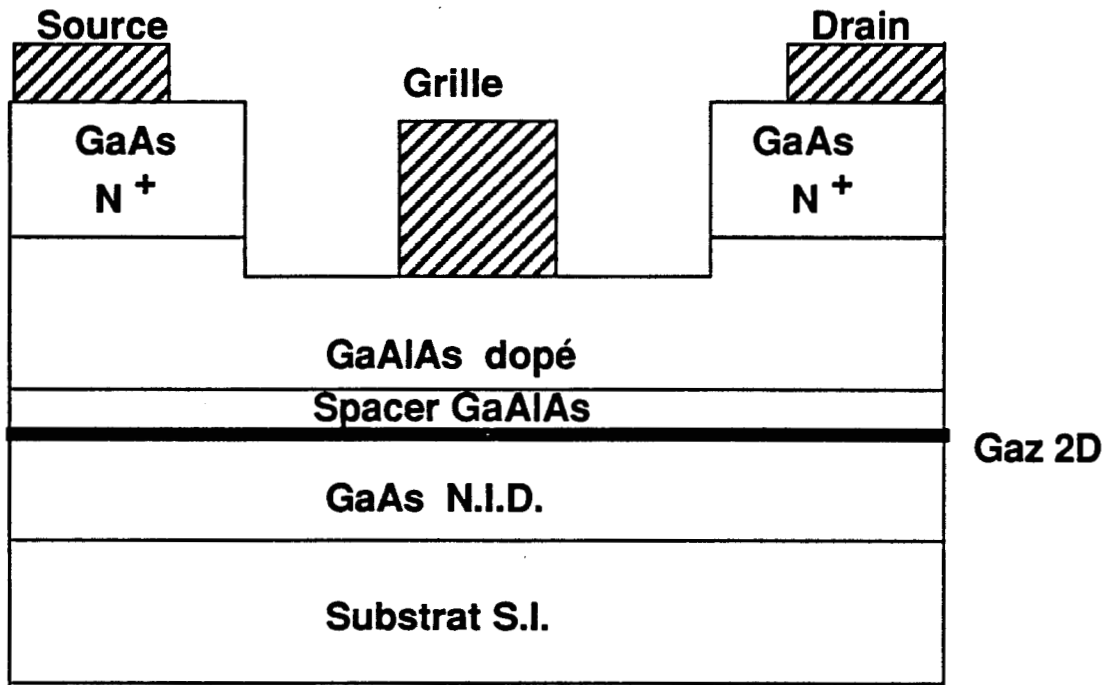


Figure 1.1 : Représentation schématique d'une structure classique du TEGFET AlGaAs / GaAs .

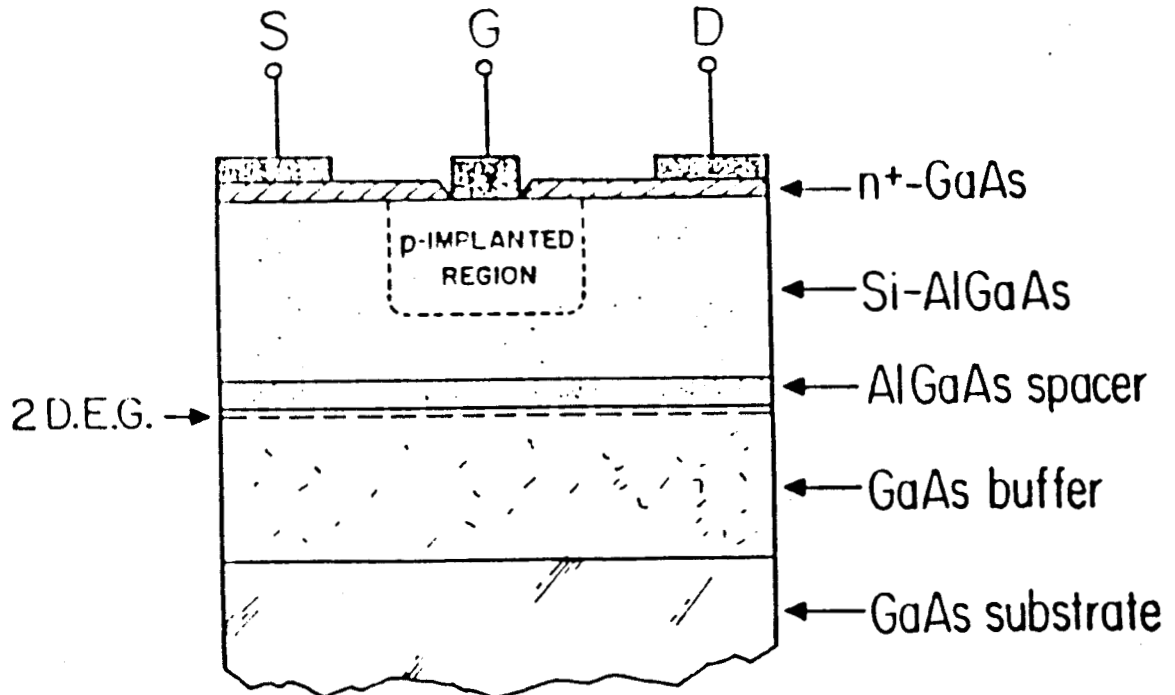


Figure 1.2 : Structure proposée par C.S. Lam et al [18] pour l'amélioration de la tension de claquage.

L'amélioration observée expérimentalement a été par la suite expliquée [5] [6] et optimisée [6] [7] grâce à la modélisation.

- Couche buffer (ou tampon) : L'importance de la couche tampon a été étudiée par R. Yamamoto et al [8] . Cette couche tampon peut constituer une limitation non négligeable de la tension de claquage dans les conditions de pincement. C. Tsironis [9] a montré qu'un claquage précoce peut être causé au pincement par les charges piégées à l'interface entre la couche active et le substrat semi-isolant. Il a été montré également qu'une couche tampon de bonne qualité pouvait atténuer cet effet et améliorer la tension de claquage.

- Distance grille-drain : La carte du champ, que ce soit dans le canal ou dans la zone désertée, dépend énormément de cette distance. Des résultats plus ou moins contradictoires ont été publiés concernant le choix de cette distance [10] [11]. Le travail qui apporte le plus d'éclaircissement est sans doute celui de Wroblewski [6]. Ce dernier a établi les valeurs de dopage et de polarisation de grille pour lesquelles la tension de claquage entre drain et source dépend de L_{gd} et les conditions d'optimisation de cette distance.

TEGFET : Structure pulse-doped

Les procédés que nous venons de citer ont résolu le problème du claquage du MESFET. Des tensions de claquage suffisamment élevées pour permettre un fonctionnement en puissance ont été obtenues. Dans le cas du TEGFET, les structures conventionnelles (figure 1.1) présentent une tension de claquage souvent trop faible limitant les performances [13-17] et ce malgré l'utilisation des mêmes procédés que pour le MESFET. Diverses tentatives ont été effectuées pour concevoir des structures nouvelles apportant un remède à ce problème. Par exemple, C.S. Lam et al [18] ont proposé une structure TEGFET où la zone active est légèrement dopée P sous la grille (figure 1.2). A.I. Akiwande et al [19] ont réalisé un TEGFET LDD (lightly doped drain). Dans ce composant la zone active est peu dopée dans la région entre grille et drain (figure 1.3) ce qui empêche le champ électrique de prendre des valeurs élevées.

Si ces deux structures fournissent une amélioration sensible de la tension de claquage, leur réalisation technologique reste cependant difficile et compliquée. Nous avons opté au laboratoire pour une autre solution, plus simple. Elle consiste en un

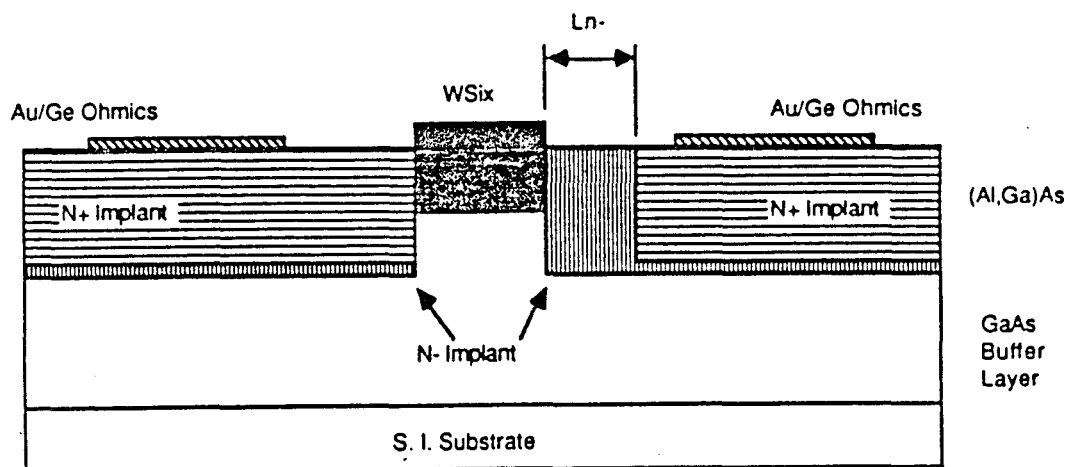


Figure 1.3 : Structure proposée par A.I. Akiwande et al [19].

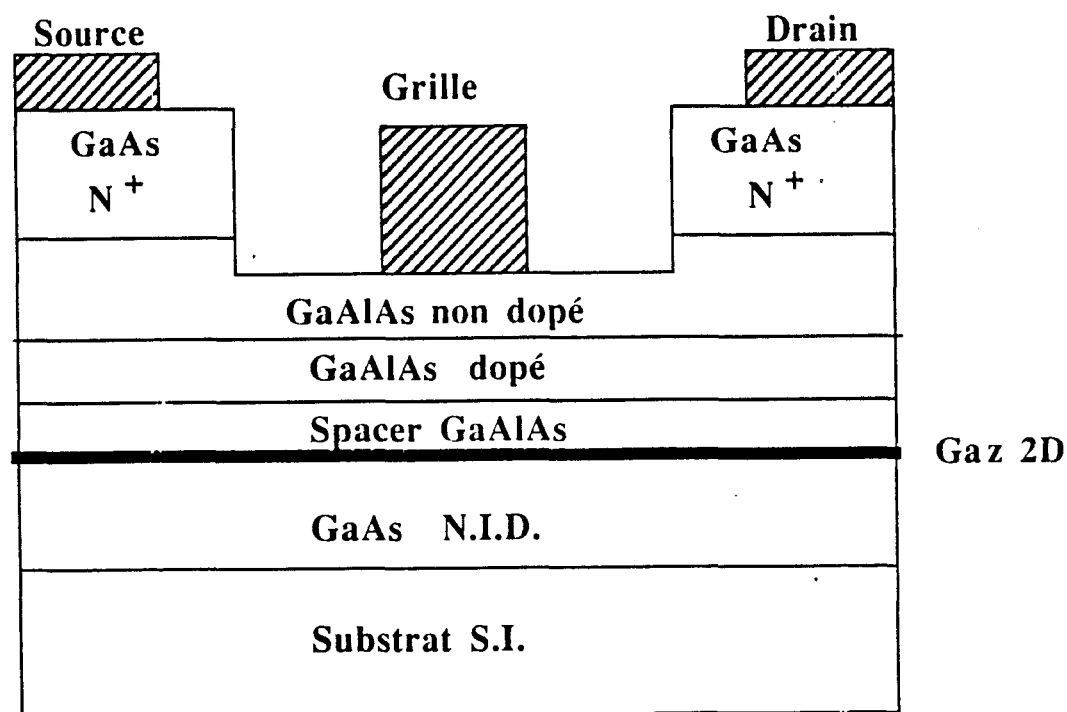


Figure 1.4 : Représentation schématique de la structure dite "pulse-doped" .

dopage différencié de la zone active d'AlGaAs : faible près de la grille et élevé près de l'hétérojonction (figure 1.4). La couche supplémentaire d'AlGaAs non dopé est susceptible de jouer un rôle d'isolant et peut "retarder" ainsi le claquage. Comme dans le prochain chapitre, nous la désignerons dans la suite sous le dénomination "pulse-doped".

1.3 Etude expérimentale

1.3.1 Aspects du claquage à observer

L'étude expérimentale a pour but de caractériser les conditions d'apparition du claquage dans le TEGFET. Or nous savons d'après les études menées dans le passé que le claquage dans le transistor à effet de champ est de deux sortes :

- Claquage dans le canal : Il est dû à la multiplication par ionisation des porteurs transitant de la source vers le drain. Ce phénomène apparaît quand le courant est important, c'est-à-dire à "canal ouvert". Si après apparition de cette augmentation du courant de drain on continue à augmenter la tension V_{ds} , le claquage peut être étendu à la zone désertée et provoquer l'apparition de courant de grille.

- Claquage de la zone désertée : Pratiquement ce claquage a lieu quand le transistor est fortement pincé. Pour les tensions V_{ds} faibles, le courant I_d est évidemment nul. A partir d'une certaine valeur de V_{ds} , on relève l'apparition et l'augmentation rapide de ce courant. Ce phénomène est systématiquement accompagné d'un courant de grille. Ce claquage se passant uniquement dans la zone désertée, il est de même nature que celui que l'on peut observer en appliquant une forte tension inverse sur le contact Schottky sans polarisation de drain. Nous reviendrons sur ce point dans la suite du chapitre.

Ces différentes formes de claquage mises en évidence dans le cas du MESFET sont en fait communes à tous les transistors à effet de champ et spécialement le TEGFET.

1.3.2 Dispositif de mesure

Le dispositif expérimental comprend deux bancs de mesure différents en rapport avec les aspects du claquage que nous venons de voir. Deux relevés sont effectués :

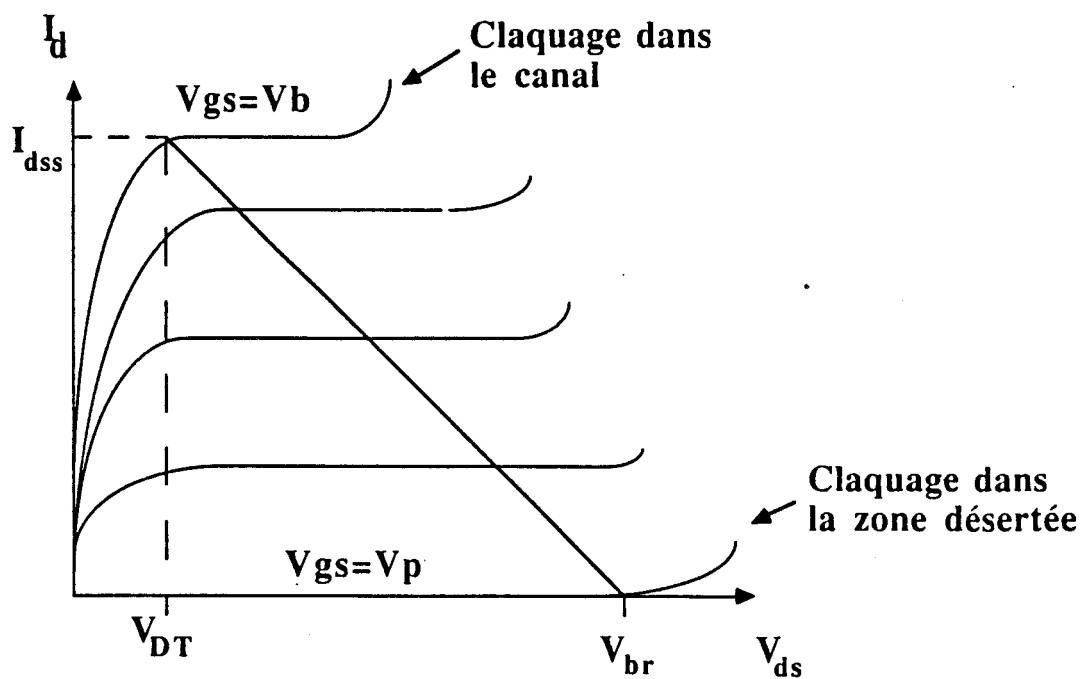


Figure 1.5 : Représentation simplifiée du diagramme de fonctionnement dans le réseau I-V.

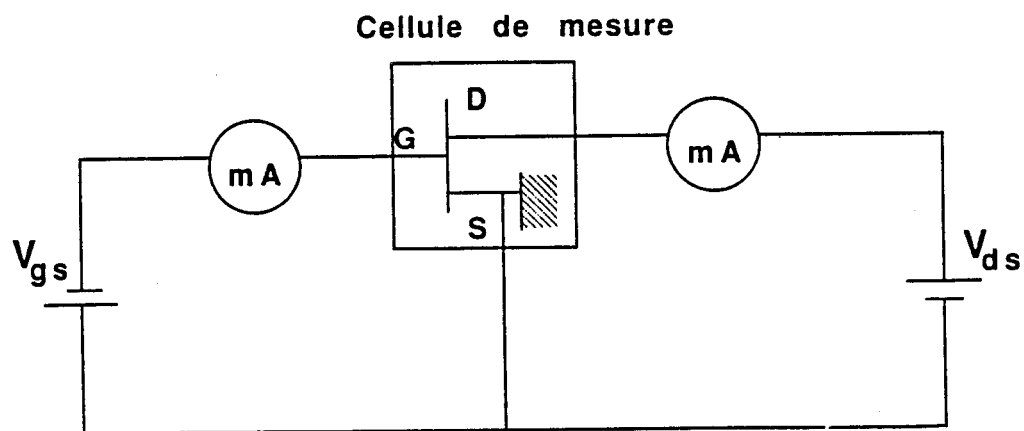


Figure 1.6 : Schéma du montage permettant le relevé du claquage en "transistor".

- Relevé en "transistor" : C'est le relevé du réseau de caractéristiques $I_d = f(V_{ds})$ avec comme paramètre V_{gs} suffisamment élevés de manière à voir l'apparition du claquage. Nous nous sommes intéressés aux deux zones du réseau où apparaissent les deux types de claquage cités précédemment : la zone du pincement et la zone à canal ouvert ($V_{gs} \simeq OV$).

L'attention sera particulièrement portée sur le claquage au pincement. En effet comme le montre le diagramme de fonctionnement du transistor (figure 1.5), le claquage à canal ouvert à condition qu'il ne soit pas trop faible (3 à 4 volts) ne constitue pas une limitation pour le transistor. Le claquage au pincement est par contre une des limites de la zone "utilisable" du réseau, un intérêt particulier lui sera également accordé dans l'étude théorique.

- Relevé en "diode" : Dans ce relevé le drain du transistor est porté au même potentiel que la source et du fait même du montage de transistor dans son boîtier il est ainsi à la masse. On mesure le courant inverse en fonction de la tension V_{gs} entre grille et source (qui est la même que V_{gd}). Ce relevé ne correspond pas exactement aux conditions normales de fonctionnement du transistor. Il permet cependant de faire des comparaisons avec la modélisation qui comme nous le verrons plus loin, utilise des conditions opératoires similaires.

En ce qui concerne le banc de mesure, le transistor est placé dans un boîtier BMH 60 lequel est placé dans une cellule en laiton accessible des fiches OSM. Cette cellule est reliée au milliampèremètre et l'alimentation par des câbles du type coaxial ou des fils séparés.

Le détail des bancs de mesure est présenté respectivement sur les figures 1.6 et 1.7. Avant de clore ce paragraphe, il importe de souligner que les mesures effectuées sur ce dispositif entraînent dans le transistor des champs électriques élevés et peuvent être parfois destructives. Des précautions ont été prises dont les trois principales sont :

- Au moment du claquage, l'application prolongée d'une tension continue sur le transistor peut accélérer sa détérioration. Les tensions V_{gs} et V_{ds} ont été pulsées pour éviter l'échauffement du composant d'une part et réduire la durée pendant laquelle il est soumis aux contraintes de mesure d'autre part. Les impulsions de la tension V_{ds} ont une durée de 100 ns. Elles sont "encadrées" par des impulsions de V_{gs} de 300 ns.

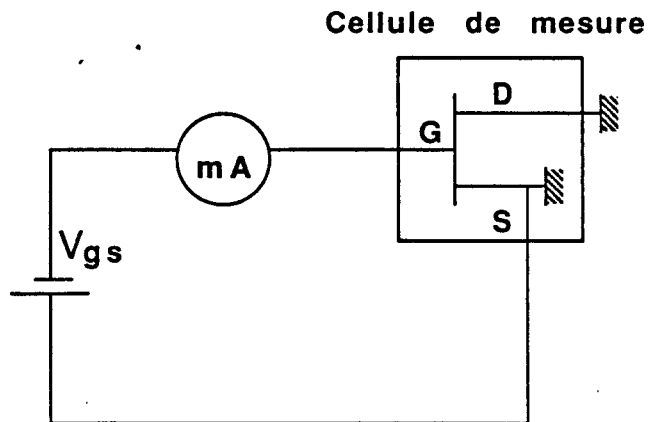


Figure 1.7 : Schéma du montage permettant le relevé du claquage en "diode".

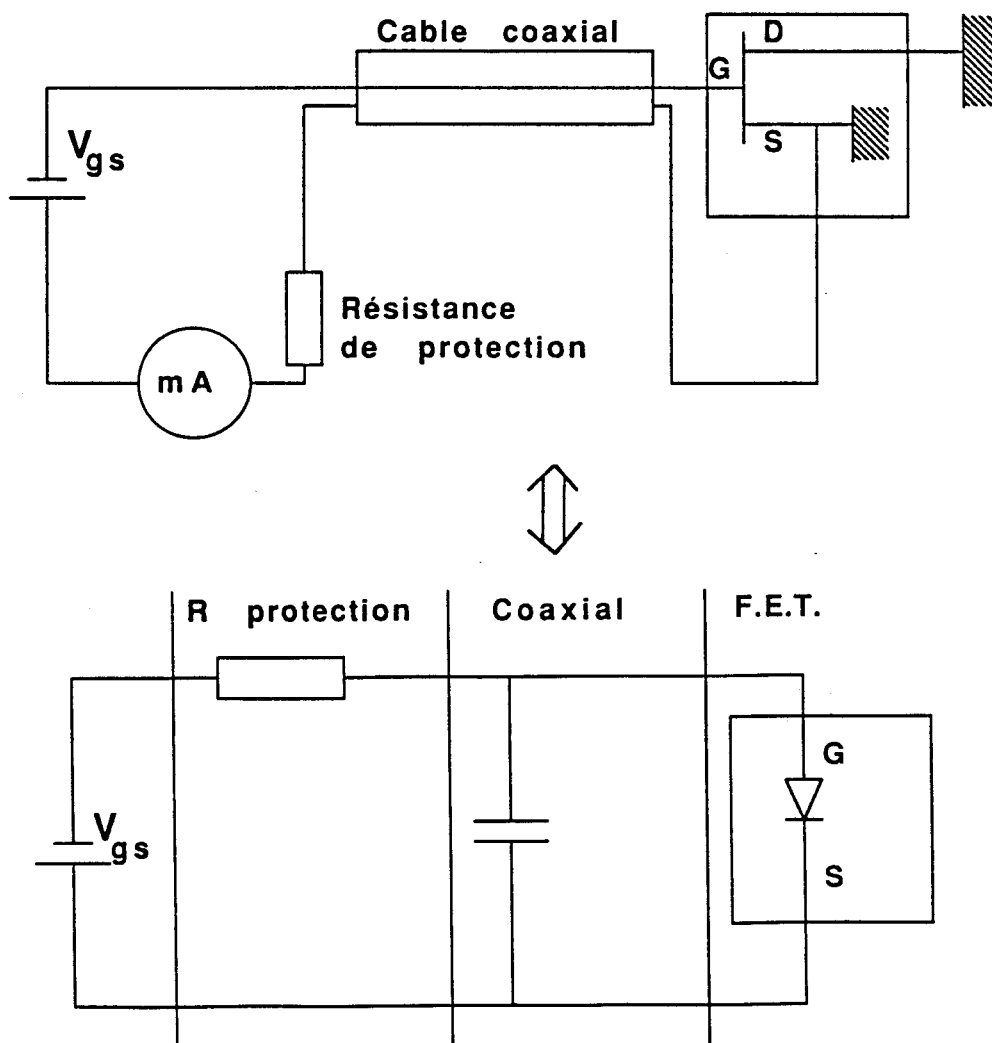


Figure 1.8 : Modification du schéma équivalent du montage introduite par l'utilisation d'un câble coaxial.

Cette dernière précaution est très importante car si les impulsions de V_{ds} sont plus larges que celles de V_{gs} , le composant se trouve brutalement soumis à canal ouvert à un créneau de tension V_{ds} et peut être détérioré par les courants transitoires qui en résultent.

- L'accroissement du courant de grille (ou celui de drain pour la configuration transistor) au claquage étant brutal, des variations même extrêmement faibles de la tension d'alimentation entraînent des variations considérables du courant. La mise en série dans le circuit de grille d'une résistance de protection d'assez grande valeur ($10k\Omega$) est indispensable. La chute de tension à ses bornes réduit la tension appliquée sur la grille et permet une meilleure description de la caractéristique inverse.
- L'utilisation de fils conducteurs séparés est préférable à celle d'un câble coaxial. En effet, le câble coaxial présente une capacité non négligeable ($0,1 \text{ nF/mètre}$). Quand le courant dans le circuit est nul, cette capacité se charge sous l'effet de la tension d'alimentation (figure 1.8). A la montée du courant, la résistance "vue" par cette capacité n'est plus infinie. Elle se décharge dans le FET. Par exemple, pour une tension de claquage de 10 V et une diode passante équivalente à quelques dizaines de $k\Omega$, la pointe de courant déchargé sera de l'ordre du milliampère, donc loin d'être négligeable.

1.3.3 Echantillons testés

Le but de notre étude expérimentale est de définir la dépendance de la tension de claquage vis-à-vis des paramètres technologiques du composant. Pour ce faire nous avons choisi différents échantillons avec des paramètres différents tels que le dopage et la couche d'AlGaAs, le pourcentage en aluminium etc... .

Avant de clore la présentation des échantillons signalons qu'ils viennent en partie de constructeurs extérieurs différents (LCR Thomson, LEP, . . .) et en partie de notre laboratoire. Le tableau 1.I présente un récapitulatif de leurs caractéristiques technologiques.

TEGFET	Ga As N ⁺	Epitaxie	Al Ga As			V _{br} (V)
			x	N _d	a (Å)	
Th 3591	560 Å 2.10 ¹⁸	MBE	0.19	3.10 ¹⁷	1000	20
Th 4108	560 2.10 ¹⁸	MBE	0.24	6.4 10 ¹⁷	1000	10
Th 4270	NON	MBE	0.21	7.10 ¹⁷	1000	11
Th 3558	250 10 ¹⁸	MBE	0.21	10 ¹⁸	1500	9
LEP 502	400 1.5 10 ¹⁸	MOCVD	0.28	10 ¹⁸	380	7
LEP 526	500 5.10 ¹⁸	MOCVD	0.28	2.5 10 ¹⁸	400	8
CHS 141	2000 2.10 ¹⁸	MBE	0.25	2.10 ¹⁸	600	4
NEC 202	?	MBE	?	1.5 10 ¹⁸ (estimé)	400 (estimée)	7

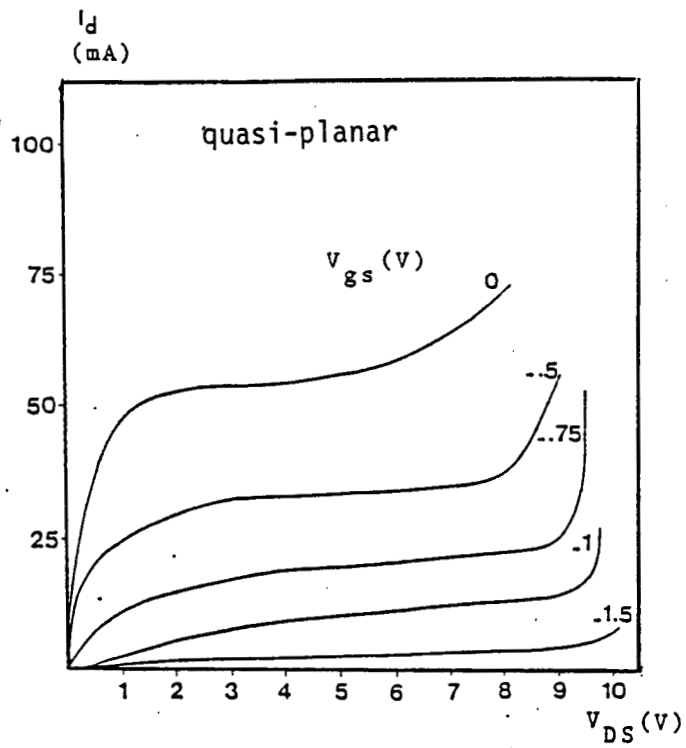
Tableau 1.I : Récapitulatif des caractéristique électriques et technologiques des échantillons testés.

1.3.4 Principaux résultats obtenus

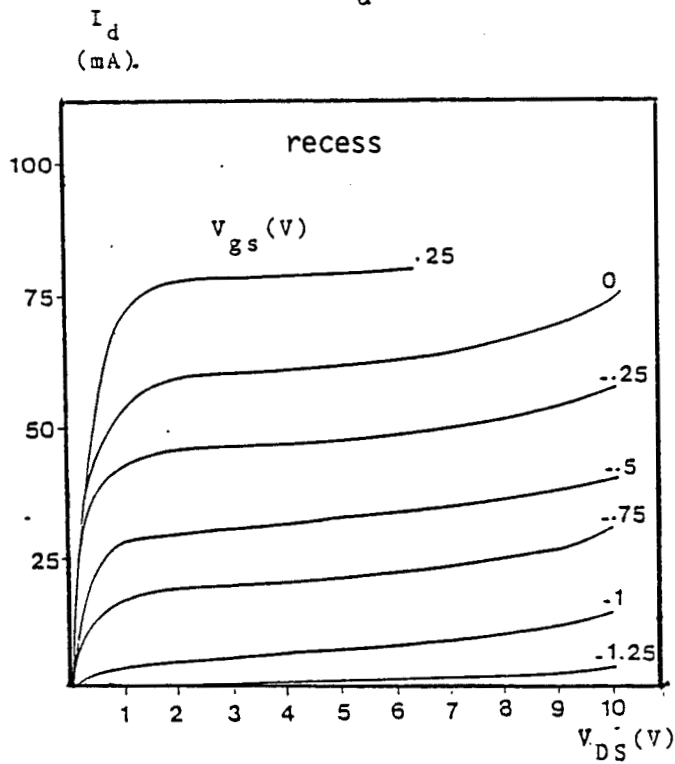
1.3.4.1. TEGFETs classiques

Dans le but d'essayer de dégager des corrélations entre la tension de claquage et la technologie, nous avons systématiquement observé le claquage d'un nombre important de TEGFETs d'origines diverses. Leurs caractéristiques technologiques sont, rappelons-le, résumées sur le tableau 1.I avec les tensions de claquage au pincement correspondantes. Certaines similitudes de comportement avec ceux des MESFETs ont pu être relevées. Ainsi, à canal ouvert, le claquage peut présenter des évolutions assez différentes de celles que l'on a au pincement, comme le montre la figure 1.9a. Mais il ne s'agit pas d'une règle absolue car certains composants présentent, au contraire, comme le montre la figure 1.9b, des évolutions tout-à-fait similaires au pincement et en présence de courant. Les structures de couches étant, dans ces deux exemples, très proches, les différences de comportement observées ne peuvent donc être attribuées qu'à des différences concernant la profondeur et la forme du recess ou la distance grille-drain. La sensibilité du claquage à canal ouvert à l'égard de ces paramètres est un fait commun à beaucoup de transistors à effet de champ, comme il a été montré tant théoriquement qu'expérimentalement pour le MESFET [2] [6] [20] et dernièrement lors d'une modélisation du MOSFET [21]. Une autre similitude avec le MESFET est le recul systématique de la tension de claquage pour les tensions V_{gs} inférieures à la tension de pincement. Un exemple typique est donné par la figure 1.10, où l'on constate qu'au delà de la tension de pincement de - 0,8 V, la caractéristique de claquage se décale de - 1 V sur l'axe V_{ds} pour chaque diminution de - 1 V de la tension V_{gs} , ce qui correspond à une tension grille-drain quasi-constante. Le comportement a été largement montré dans le cas du MESFET [20] et, physiquement, est attribué à la localisation du claquage dans la zone désertée de grille au voisinage du coin de celle-ci, côté drain. Cette localisation du claquage en pincement est typique des structures à effet de champ à grille enterrée.

Nous avons essayé sur un plan quantitatif d'étudier l'influence des paramètres relatifs à la couche d'AlGaAs, c'est-à-dire : le dopage, l'épaisseur et le taux d'aluminium. Il est apparu que ces deux derniers paramètres n'ont pas d'influence importante. Par contre, il n'en est pas de même pour le dopage qui, comme dans le cas des MESFETs, s'est avéré déterminant pour le claquage du contact Schottky. C'est ce que montre la figure 1.11 où sont reportées les tensions de claquage obtenues soit en configuration transistor, au pincement, soit en configuration diode. Pour la comparaison les résultats



- a -



- b -

Figure 1.9 : Exemple de relevé expérimental obtenu pour une structure quasi-planar (a) et une structure recessée (b).

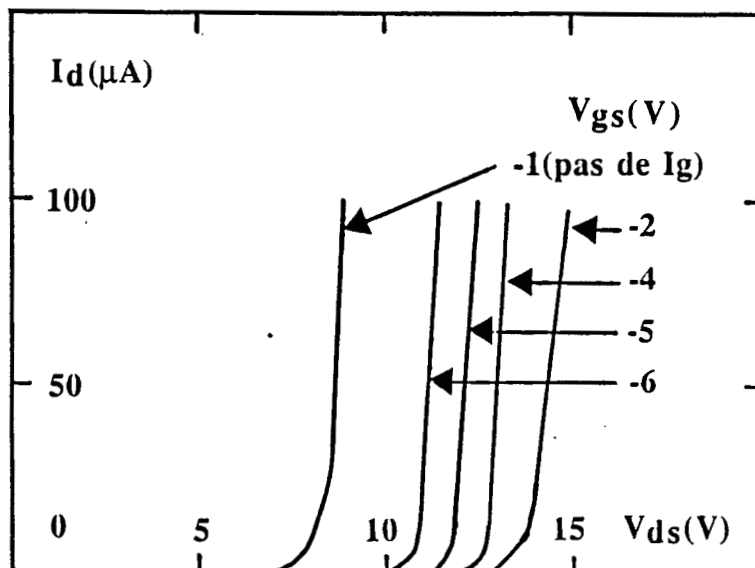


Figure 1.10 : Exemple de relevé en transistor montrant le "recul" de la tension de claquage avec la tension V_{gs} .

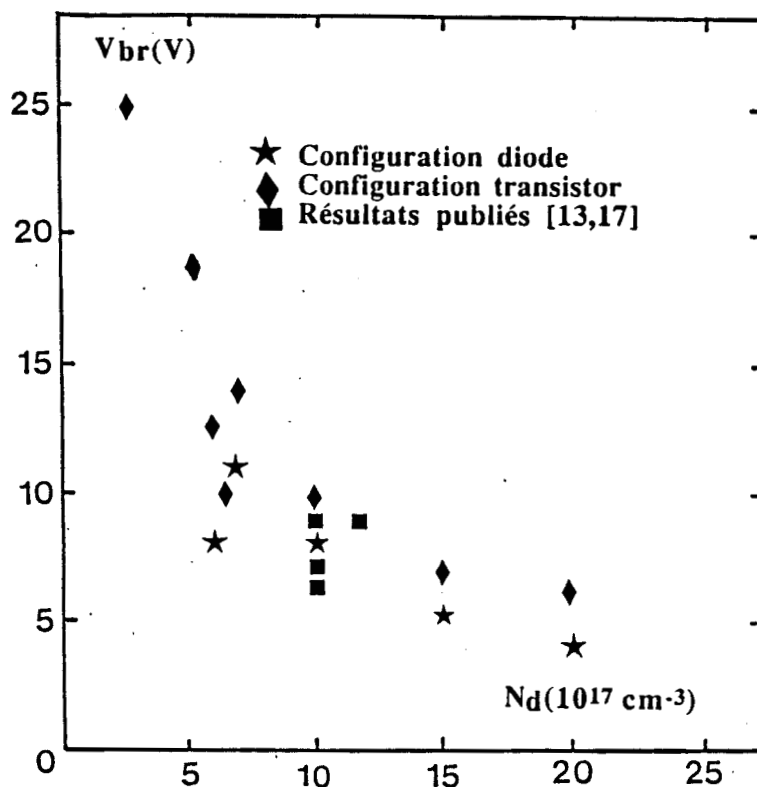


Figure 1.11 : Valeurs expérimentales de la tension de claquage (mesurées au laboratoire ou relevées dans la littérature) de structures à dopage uniforme.

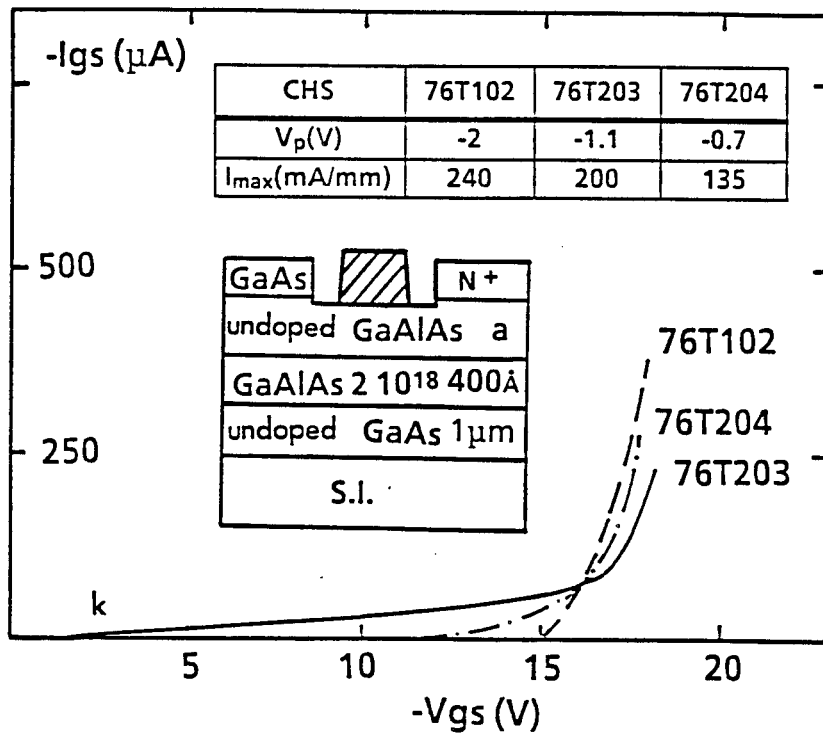


Figure 1.12 : Relevé des caractéristiques inverses de grille pour trois échantillons de la série 76 ayant des profondeurs de recess de grille différentes.

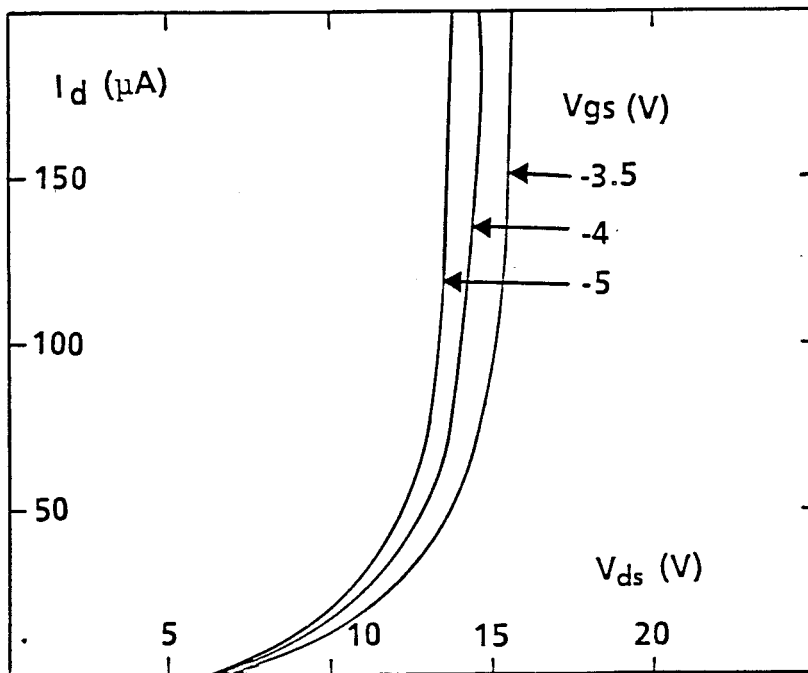


Figure 1.13 : Exemple de relevé en transistor montrant le "recul" de la tension de claquage avec V_{gs} , pour une structure pulse-doped.

publiés dans la littérature ont également été reportés et apparaissent en bon accord avec nos propres mesures. L'enseignement essentiel de cette figure est la très forte décroissance de la tension de claquage avec le dopage. Celle-ci descend en-dessous de 5 V quand le dopage dépasse 10^{18} cm^{-3} , ce qui montre la complète incompatibilité des structures classiques de TEGFET pour la puissance.

1.3.4.2. TEGFET pulse-doped

La première structure de ce genre que nous avons testée est la structure CHS 76 réalisée au laboratoire. Elle a montré une excellente tenue en claquage. La valeur moyenne de la tension de claquage est en effet de 15 Volts. Ce résultat a été confirmé par d'autres structures pulse-doped, notamment avec le CHS 142 qui a montré une tension de claquage supérieure à 20 Volts.

Une étude en fonction de l'épaisseur d'AlGaAs non dopée demeurant sous la grille après l'attaque du recess, a mis en évidence un résultat assez surprenant. L'amélioration observée pour le CHS 76 (de 10 Volts par rapport à une structure dopée uniformément à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) semble à peu près indépendante de cette épaisseur. A titre d'exemple, la figure 1.12 montre qu'une caractéristique presque identique est obtenue pour différents échantillons faits sur une même plaque mais ayant subi une attaque de recess de durée variable (entraînant des tensions de pincement différentes).

Un point commun avec les structures classiques a été noté. C'est l'évolution de la tension de claquage au pincement en fonction de la tension V_{gs} qui, comme le montre la figure 1.13, présente un recul de la tension de claquage à pincement croissant (au-delà de l'annulation du courant de drain).

1.3.4.3. Structures multicouches

Ces structures ont été également systématiquement testées en claquage. Bien que nous n'ayons pas disposé d'échantillons aussi nombreux et variés que pour les structures monopuits, nous avons pu néanmoins établir expérimentalement les aspects essentiels du comportement en claquage du TEGFET multicouche.

Les deux premières structures qui ont été testées sont le transistor CHS 143 et le

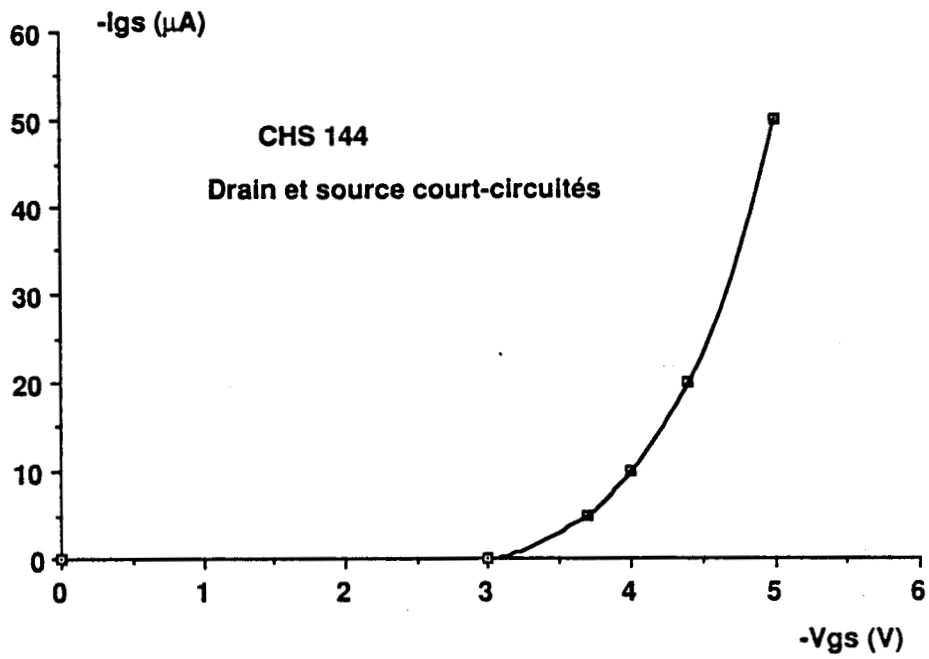


Figure 1.14 : Relevé de la caractéristique inverse de grille pour une structure multicouche à couche supérieure d'AlGaAs dopée uniformément .

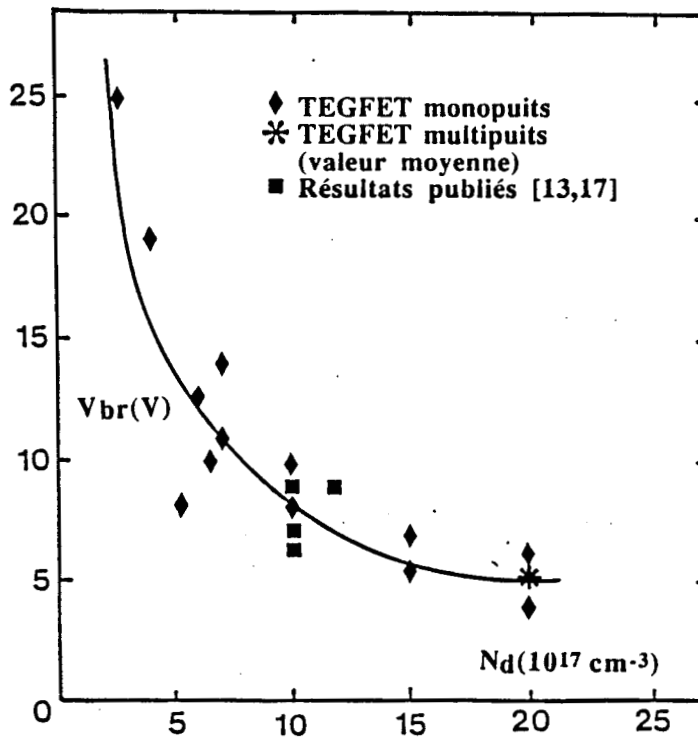


Figure 1.15 : Valeurs expérimentales de la tension de claquage de TEGFET . monopuits et multipuits (couches supérieures d'AlGaAs dopées uniformément) .

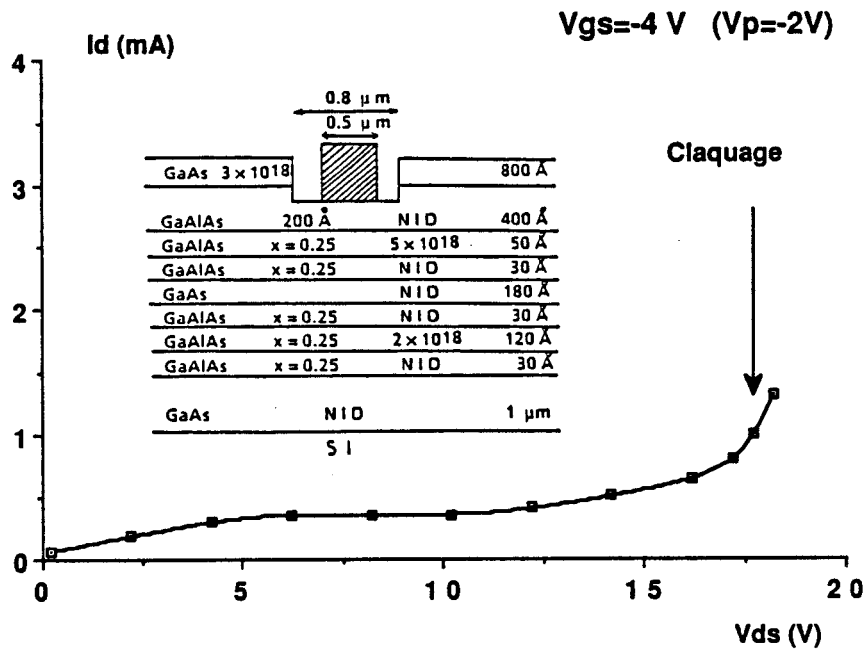


Figure 1.16 : Structure et caractéristique du claquage au pincement d'un TEGFET multipuits et pulse-doped (CHS 233) .

transistor CHS 144. La figure 1.14 donne un exemple de caractéristique obtenue pour un des échantillons CHS 144. La tension de claquage moyenne relevée est de 5 Volts.

Les échantillons CHS 143 et 144 ayant des couches supérieures d'AlGaAs homogènes et de dopage similaires, nous avons procédé à une comparaison de leur tension de claquage avec celles des monopuits (figure 1.15). Il est apparu à la suite de cette comparaison que la tension de claquage dépend surtout du profil de dopage de la couche supérieure d'AlGaAs et pas des couches internes.

Nous avons également testé des structures multicouches de type "pulse-doped" (CHS 226 et CHS 233). Un résultat typique (relevé pour un échantillon CHS 233) est présenté sur la figure 1.16. La valeur moyenne obtenue pour la tension de claquage est de 15 volts. Cette excellente tenue en tension confirme d'une part l'importance de la couche supérieure d'AlGaAs pour le comportement en claquage et d'autre part la nécessité pour celle-ci d'avoir un profil de dopage différencié.

1.4 Modélisation du claquage (au pincement) par avalanche

1.4.1 Hypothèses générales

1.4.1.1. Théorie de l'avalanche

Pour la plupart des composants à semiconducteurs, il est admis que l'ionisation par choc est responsable de leur claquage. Nous avons supposé au départ de notre étude qu'il en est de même pour le TEGFET. Il nous paraît donc nécessaire avant d'exposer nos modèles de simulation, de rappeler les bases physiques sur lesquelles ils sont bâtis.

La théorie de l'ionisation par choc est basée sur l'idée suivante : au pincement, une forte polarisation de la grille peut entraîner des champs électriques élevés dans la zone désertée. Les rares porteurs (ici électrons) qui y sont présents peuvent alors acquérir après une première collision suffisamment d'énergie pour provoquer l'ionisation d'un atome du réseau au cours de la collision suivante. Ce phénomène est cumulatif car les porteurs ainsi engendrés provoquent d'autres ionisations et ainsi de suite.

Pour des valeurs moyennes du champ électrique, le courant se retrouve multiplié

par un certain facteur d'une extrémité à l'autre de la ligne de champ : c'est le régime de multiplication. Lorsque la tension sur la grille dépasse une valeur critique, ce facteur de multiplication prend des valeurs très élevées. Le courant s'accroît rapidement et peut conduire à la destruction du composant : c'est le régime d'avalanche.

Pour étudier quantitativement ce phénomène très complexe, on est amené à utiliser le coefficient d'ionisation α qui est rappelons-le le nombre moyen de porteurs créés par ionisation par unité de parcours. α est évidemment une fonction croissante du champ électrique. Il est connu que la condition de claquage est définie pour une ligne de champ [26] et si l'on suppose un seul type de porteurs (ici les électrons), par :

$$\int_0^L \alpha \, dl = 1 \quad (1.1)$$

où l est l'abscisse curviligne sur la ligne de champ considérée.

Cette description est certes sommaire. Nombreux sont les auteurs qui l'ont décrite de façon détaillée [26] [27] .

1.4.1.2. Equations de base

Ces modèles ont pour base la résolution de deux équations fondamentales ; l'équation de Poisson (1-2) et celle de la continuité du courant (1-3) :

$$\nabla^2 V(x, y) = -\frac{q}{\epsilon}(N_d(x, y) - n(x, y)) \quad (1.2)$$

$$\vec{J}_n = q [-\mu_n \times n(x, y) \vec{grad} V(x, y) + D_n \vec{grad} n(x, y)] = 0 \quad (1.3)$$

Nous avons supposé que le courant total dans la structure est nul car nous nous plaçons dans les conditions de pincement. ,

La résolution des équations (1-2) et (1-3) permet d'avoir la répartition du potentiel dans le composant et par conséquent celle du champ électrique. En faisant varier la valeur de la tension sur la grille on détermine celle qui vérifie la condition de claquage (1-1) : c'est la tension de claquage.

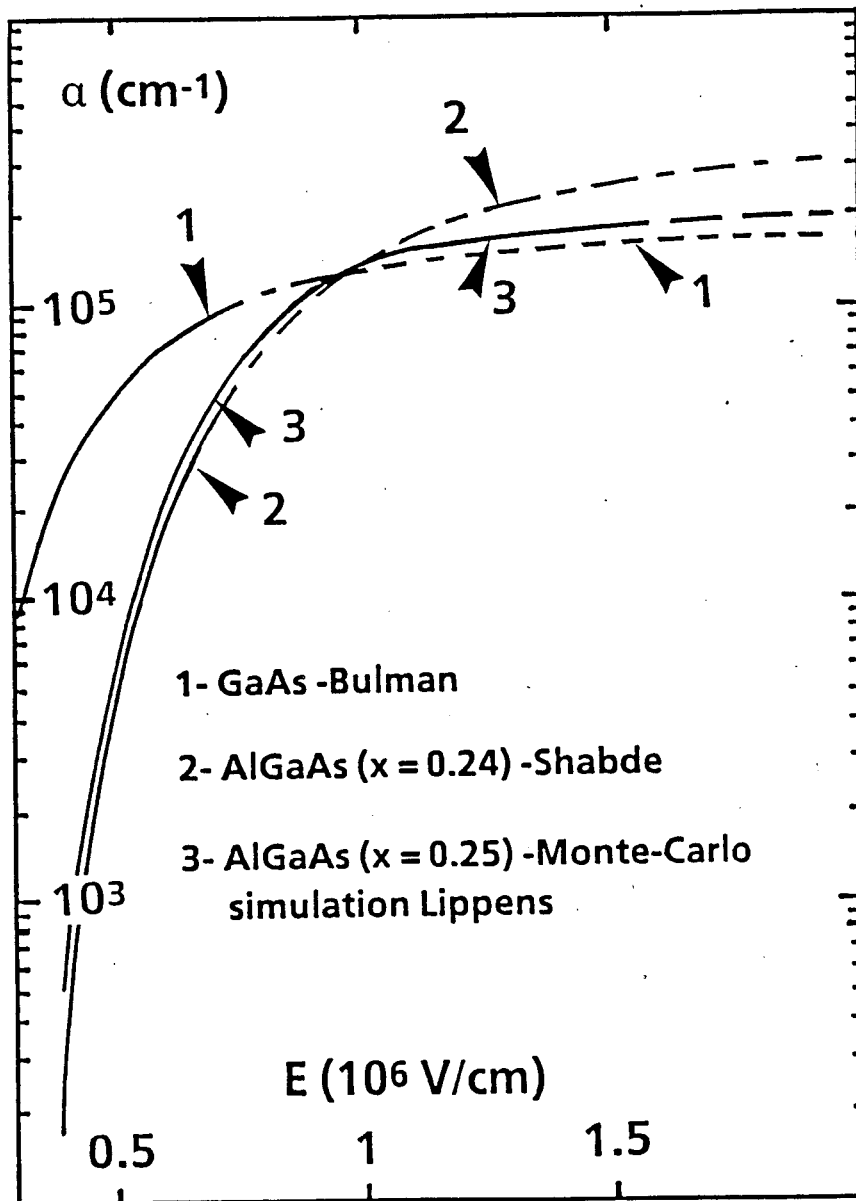


Figure 1.17 : Evolution du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique. Comparaison des résultats expérimentaux du GaAs [28], des résultats expérimentaux de l'AlGaAs [29] et des résultats "Monte-Carlo" de l'AlGaAs [31]. Les pointillés correspondent à l'extrapolation des résultats aux champs élevés.

Cette procédure paraît assez simple. Toutefois l'utilisation de certaines grandeurs physiques doit être entourée de précautions surtout quand il s'agit du matériau GaAlAs. Il s'agit particulièrement du problème des coefficients d'ionisation.

1.4.1.3. Problème des coefficients d'ionisation

Comme nous l'avons noté plus haut, la connaissance du coefficient d'ionisation est nécessaire pour toute modélisation de claquage. Son évolution en fonction du champ électrique a été mesurée expérimentalement pour la GaAs [28] et l'AlGaAs [29] [30]. L'expression générale est de la forme :

$$\alpha = A \exp \left(-\frac{B}{E} \right)^C \quad (1.4)$$

avec $A = 1,8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $B = 5,75 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ et $C = 1,82$ pour le GaAs [28] et $A = 4,1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $B = 10^6$ et $C = 2$ pour l'AlGaAs avec un taux d'alliage $x = 0,2$ [29].

Ces relations ne sont valables que si l'on se place dans les conditions de mesure qui ont permis de définir les valeurs de A, B, C c'est-à-dire à des champs inférieurs à $8 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$. Pour les modélisations du MESFET [32], le champ électrique reste dans le domaine de validité cité plus haut. Ceci est dû à la valeur du dopage qui est de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . Cette dernière est multipliée par 10 dans le cas du TEGFET. Il s'en suit des champs électriques plus élevés sous la grille. L'expression (1.4) n'est alors plus utilisable et peut conduire même à des aberrations. A titre d'exemple, la figure 1.17 montre que l'extrapolation de (1-4) pour l'AlGaAs aux champs élevés conduit à des valeurs des coefficients d'ionisation supérieures à celles de GaAs. Autrement dit, il serait plus facile aux champs élevés d'ioniser dans l'AlGaAs que dans le GaAs. Ceci nous paraît irréaliste pour deux raisons principales :

- Dans le cadre d'une simulation Monte-Carlo effectuée au laboratoire, et ayant permis d'étudier la bande de conduction du AlGaAs, D. Lippens [31] a montré qu'il n'existe pas plus de sites d'énergie élevée que dans le GaAs et qu'en conséquence l'ionisation ne peut y être supérieure.
- Cette même étude a montré que les taux d'interaction notamment intervalles sont plus importants dans le AlGaAs que dans le GaAs et que ceci a pour effet de ralentir l'acquisition par les porteurs d'énergies élevées.

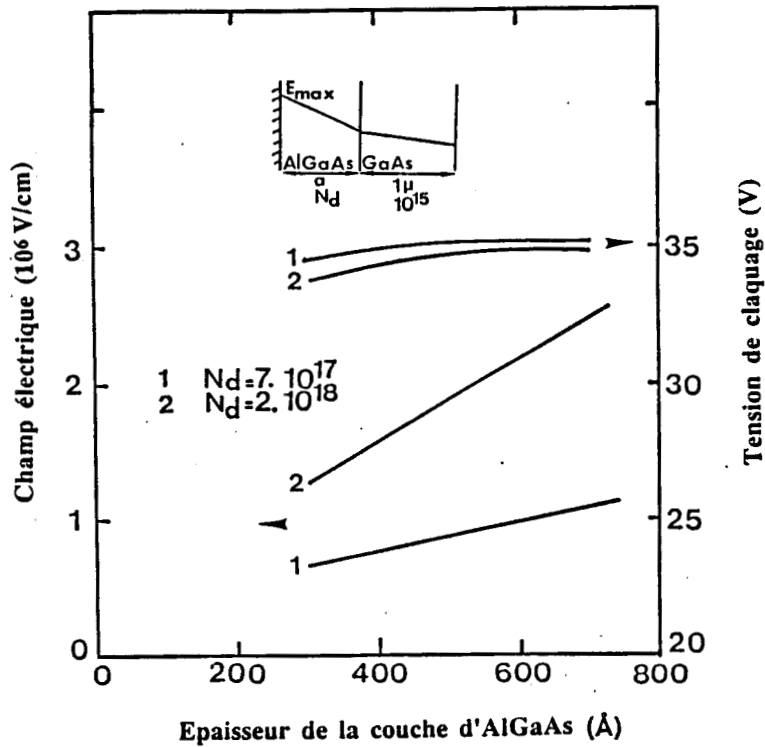
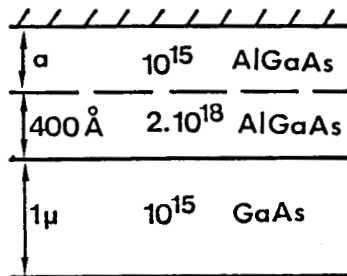


Figure 1.18 : Modèle unidimensionnel : évolution du champ électrique maximum et de la tension de claquage en fonction de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs (structure classique) .



a (Å)	E_{\max} (10^6 v/cm)	V_{br} (v)
100	1.57	33.6
200	1.56	34.3
300	1.54	34
400	1.51	32.4

Figure 1.19 : Structure pulse-doped simulée avec le modèle unidimensionnel.

Tableau 1.II : Champ électrique maximum et tension de claquage calculée.

La conclusion qui ressort des travaux de D. Lippens est que les taux d'ionisation à champ faible sont effectivement correctement décrits par les résultats de S.N. Shabde [29] et de J.P.R. David [30] et qu'aux champs élevés, ils ont tendance à se rapprocher de ceux mesurés par G. Bulman et al [28] dans le cas du GaAs.

Au vu de ces considérations physiques et dans le but de simplifier le problème, nous allons utiliser les résultats de SHABDE pour les champs électriques inférieurs à 10^6 V/cm et ceux de Bulman pour les champs électriques supérieurs.

1.4.2 Modèle unidimensionnel

Nous avons commencé notre simulation par le modèle le plus simple qu'on puisse considérer : le modèle unidimensionnel. Dans ce modèle nous résolvons les équations (1-2) et (1-3) en supposant qu'elles ne dépendent que d'une seule coordonnée (la profondeur sous la grille), ce qui correspond à l'hypothèse d'une grille infiniment longue et infiniment large. Les effets de bord sont ignorés et les lignes de champ sont toutes des droites normales à la grille. Les tensions de claquage ont été ainsi calculées aussi bien pour les TEGFETs classiques que les pulse-doped.

La figure 1.18 montre pour les TEGFETs classiques les évolutions de la tension de claquage et de la valeur maximum E_{max} du champ électrique en fonction de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs pour deux cas typiques de valeur du dopage : $7 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ et $2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$.

On y constate un grand désaccord avec les résultats expérimentaux aussi bien pour les tensions de claquage que pour leur évolution en fonction du dopage. En effet, ce modèle prévoit le claquage pour une tension de 35 V et ce indépendamment du dopage.

Pour les pulse-doped nous avons basé les investigations sur la structure CHS 76 réalisée au laboratoire et présentée sur la figure 1.19. Elle comporte une couche d'AlGaAs de 400 Å dopée à $2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ et une couche non intentionnellement dopée (pour le calcul nous avons pris $N_d = 10^{15} cm^{-3}$) dont nous avons fait varier l'épaisseur.

Les résultats expérimentaux obtenus avec cette structure ont mis en évidence une quasi-indépendance de la tension de claquage vis-à-vis de l'épaisseur de la couche

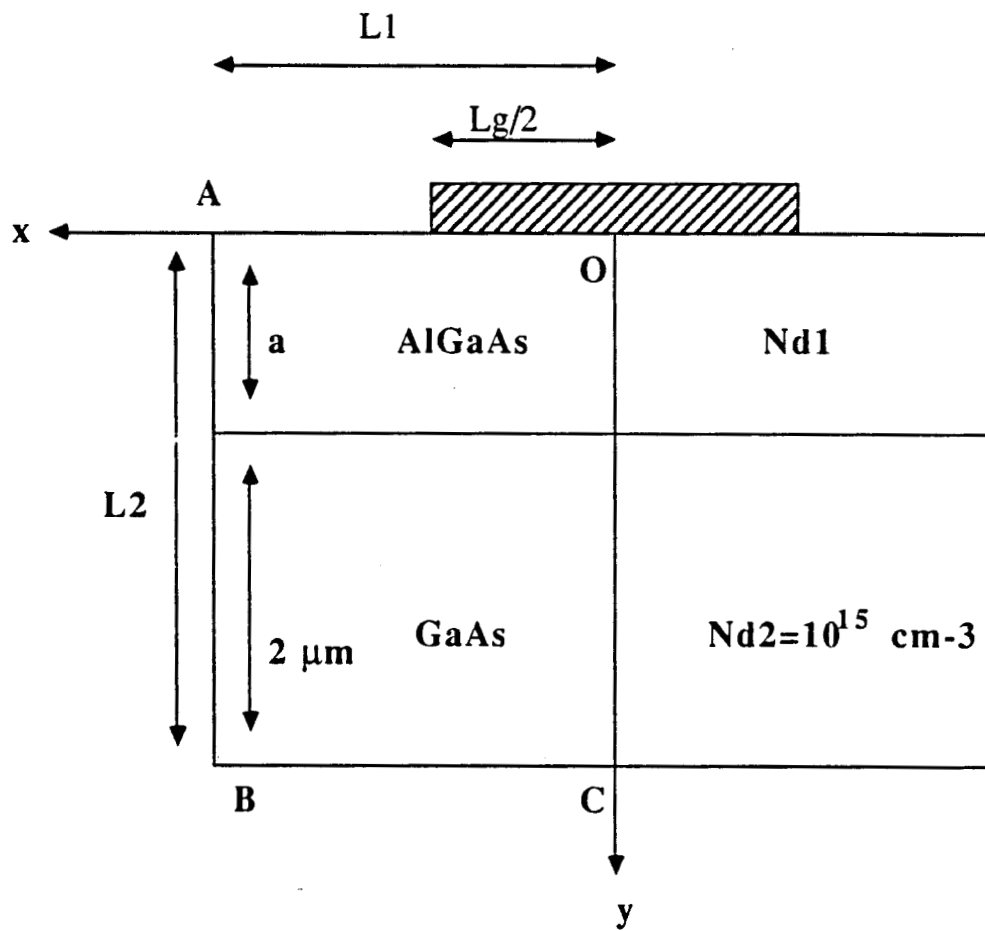


Figure 1.20 : Structure simulée avec le modèle bidimensionnel .

NID. Les résultats donnés par la modélisation confirment cette quasi-invariance mais seulement qualitativement, car quantitativement on obtient des valeurs beaucoup trop élevées de $V_{br} (\simeq 35V)$, et ne montrent pas d'amélioration par rapport au cas du TEGFET classique.

De manière générale, ce simple modèle unidimensionnel ne nous a pas permis d'expliquer les différentes observations faites lors de l'étude expérimentale. Pensant que la raison devait être cherchée dans la non prise en compte du caractère bidimensionnel des effets électriques au voisinage du bord de la grille, nous avons donc été amenés à effectuer une étude particulière à cette question.

1.4.3 Modèle bidimensionnel

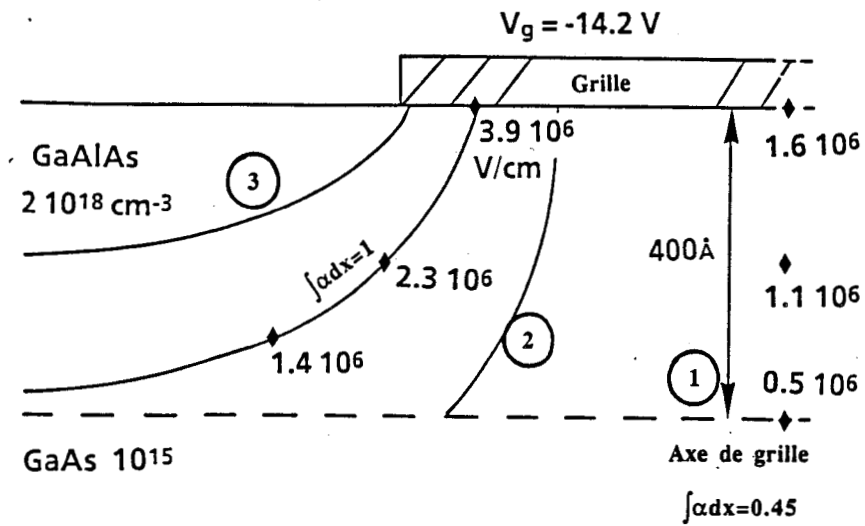
1.4.3.1. Description du modèle

Notre travail a consisté à adapter le modèle établi par G. Halkias [32] au cas particulier du TEGFET. Ce modèle repose sur les travaux de Wasserstrom et Mc Kenna [33].

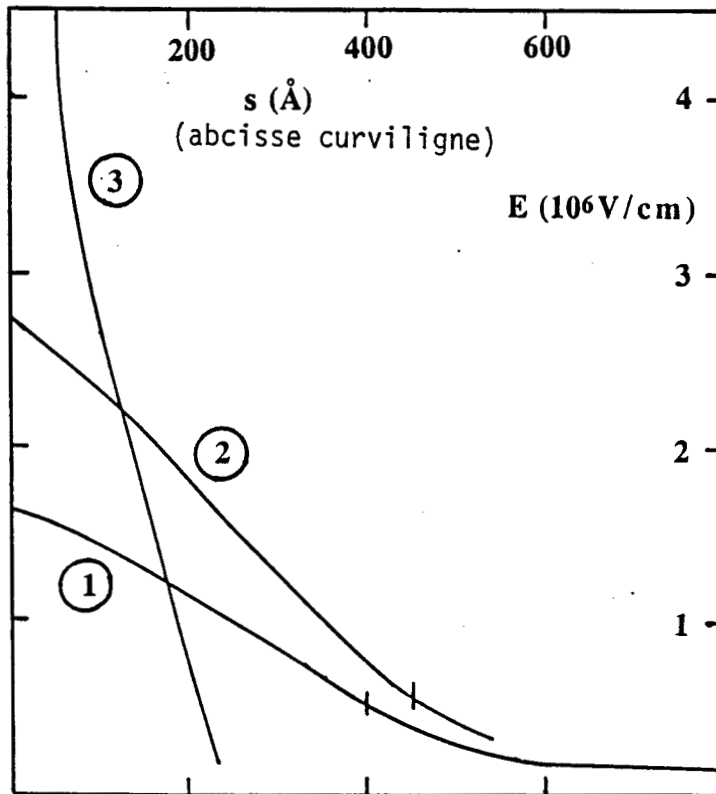
Le TEGFET est assimilé à une couche d'AlGaAs très mince et très dopée (à dopage différencié dans le cas des pulse-doped) sur laquelle est déposée le contact de grille (figure 1.20). Cette couche repose sur un substrat en AsGa N.I.D. (nous avons là aussi pris $10^{15} cm^{-3}$ pour le calcul) et d'une épaisseur supérieure à $2 \mu m$. Comme nous nous plaçons dans les conditions de pincement, l'hétérojonction est complètement désertée. Elle a été par conséquent négligée dans les calculs.

Par ailleurs, ce modèle ignore l'existence des électrodes de drain et de source, la tension entre elles étant supposée nulle. La symétrie du problème nous permet alors de faire le calcul uniquement pour la partie $x > 0$.

Pour étudier finement l'aspect bidimensionnel du problème, nous avons utilisé un maillage à pas variable. Ainsi verticalement, nous avons pris dans chaque couche un pas égal à la longueur de Debye (L_d) relative à son dopage avec une région de transition où le pas est variable. Horizontalement, nous avons pris comme pas $L_d/2$ sur le bord de la grille et L_d ailleurs.



- a -



- b -

Figure 1.21 : Résultats de la simulation bidimensionnelle pour une structure ayant une couche d'AlGaAs uniformément dopée .
 a - configuration des lignes de champ
 b - évolution du champ électrique sur chacune de ces lignes.

Les équations (1.1) et (1.2) ont été discrétisées et résolues de façon itérative avec les conditions aux limites suivantes :

1. Sous la grille, pour $y = 0$, le potentiel V est égal à la valeur de la tension (inverse) appliquée sur la grille tenant compte toutefois de la tension de built-in.
2. Pour x très grand et $y = 0$ (point A), $V = 0$ et $n = N_{d1}$
3. Pour y très grand (ligne BC), le potentiel V est donné par :

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{d2}}{N_{d1}} \right) \text{ et } n = N_{d2}$$

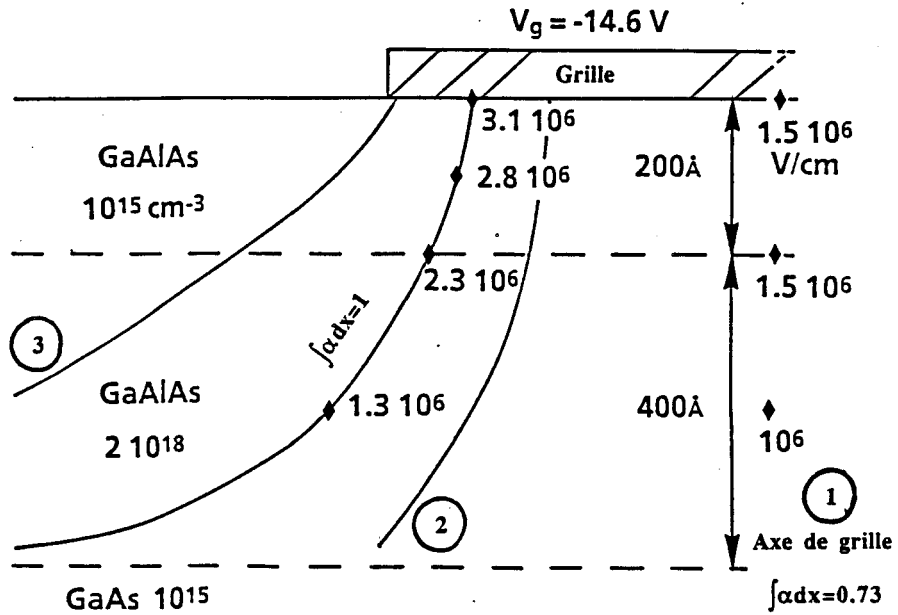
4. Le potentiel sur AB est donné par la résolution de l'équation de Poisson unidimensionnelle.

La connaissance en chaque point du potentiel permet de calculer les composantes E_x et E_y du champ électrique. Ensuite, les lignes de champ sont déterminées par une méthode similaire à celle décrite par Halkias [32].

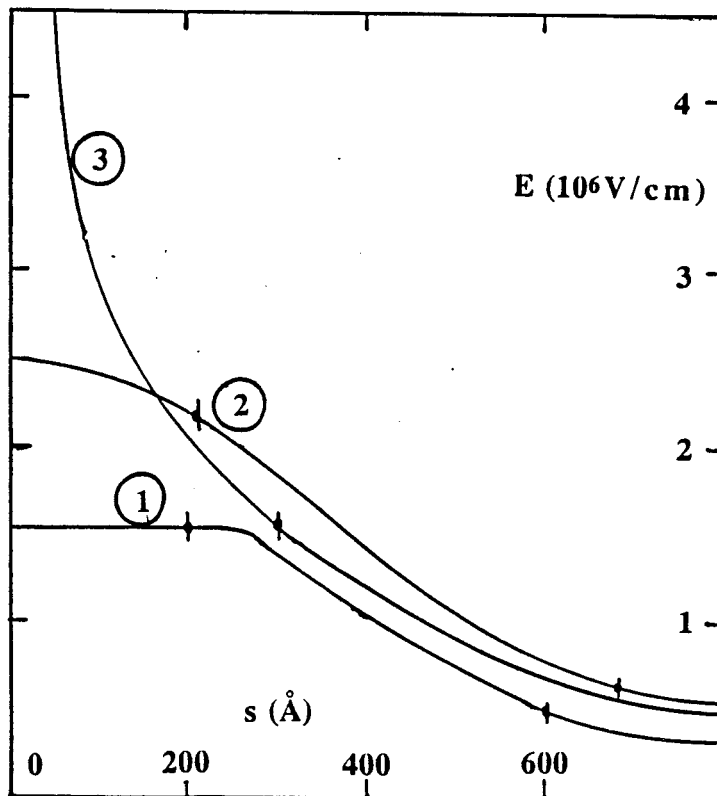
1.4.3.2. Résultats typiques obtenus

Sur les figures 21a et 21b, nous présentons les lignes de champ obtenues pour trois structures différentes, l'une à couche d'AlGaAs homogène les deux autres à couche pulse-doped. Ces figures montrent essentiellement la configuration du champ sur le bord de grille où les résultats sont plus intéressants. En effet sur la presque totalité de la grille, les lignes de champ sont identiques et traduisent un comportement quasi-unidimensionnel. C'est seulement à un dixième de micron du bord de la grille que leur forme commence à changer. Un comportement violemment bidimensionnel se manifeste alors sous plusieurs aspects :

- Alors que la valeur maximum du champ électrique (E_{max} sur la figure 1.24) est égale à celle trouvée avec le modèle unidimensionnel sur presque toute la grille, par contre, quand on s'approche du bord de grille, elle croît rapidement et atteint des valeurs extrêmement élevées. Ceci est lié surtout à la discontinuité mathématique constituée par le point de rencontre métal-air-semiconducteur. Dans la réalité même si cette discontinuité est probablement moins "pointue", elle existe néanmoins.



- a -



- b -

Figure 1.22 : Configuration des lignes de champ (a) et champ électrique (b) pour une structure ayant 200 Å d'AlGaAs non dopé sous la grille.

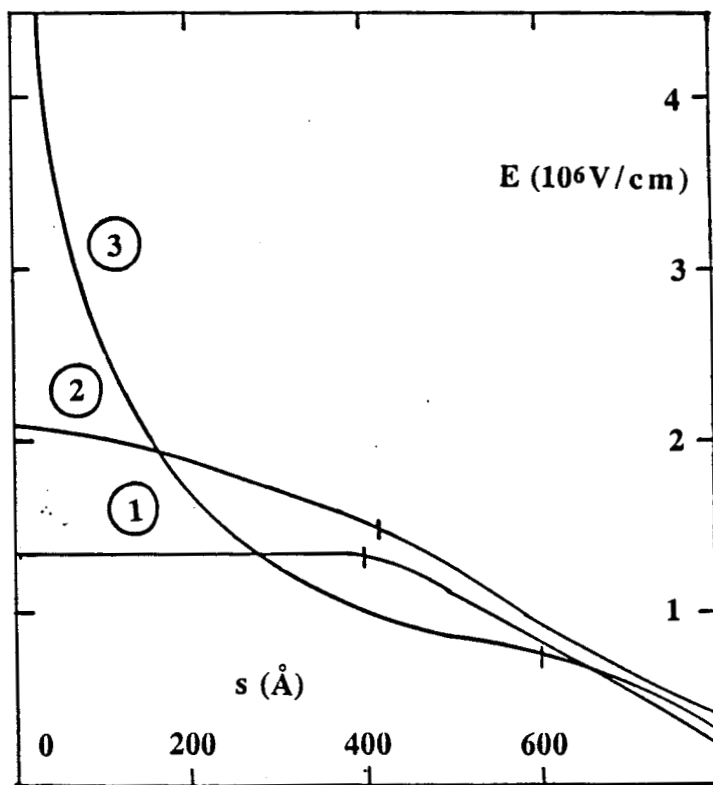
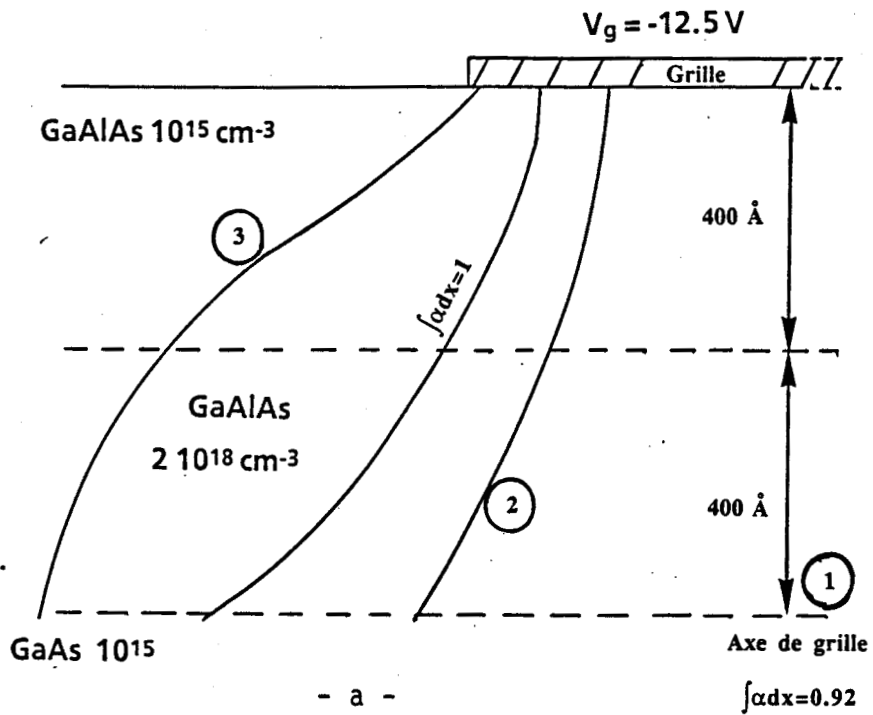


Figure 1.23 : Configuration des lignes de champ (a) et champ électrique (b) pour une structure ayant 400 Å d'AlGaAs non dopé sous la grille.

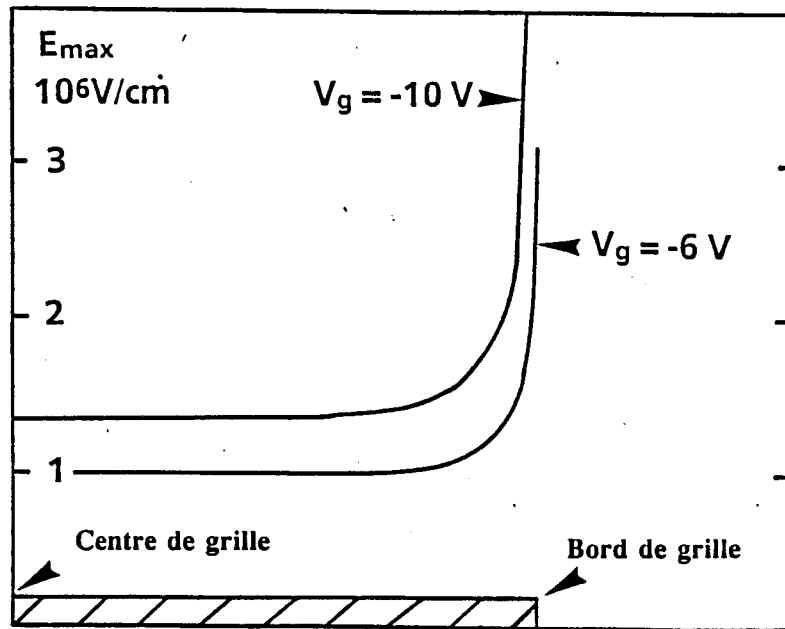


Figure 1.24 : Exemples d'évolution du champ électrique du centre jusqu'au bord de grille montrant le caractère fort bidimensionnel du claquage.

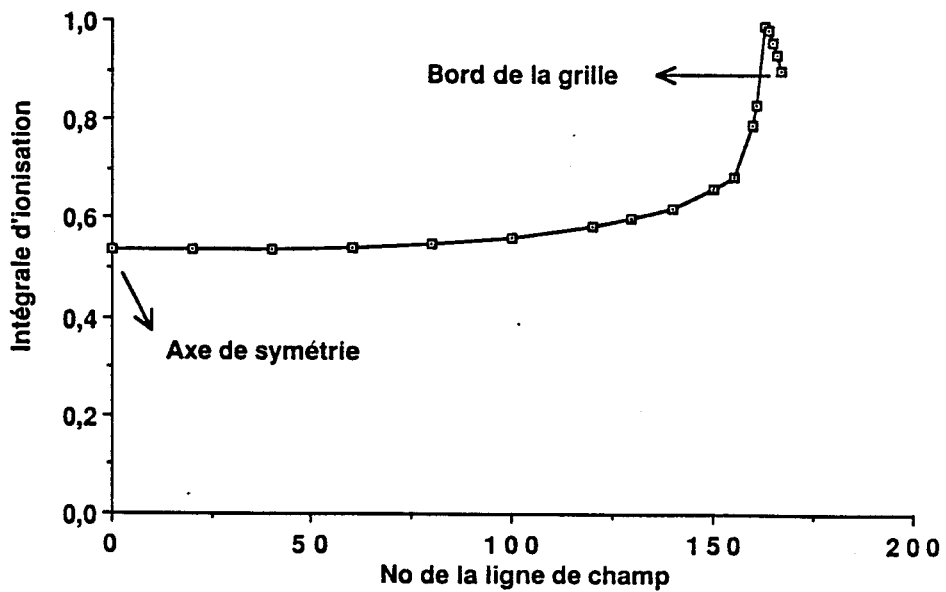


Figure 1.25 : Exemple d'évolution de l'intégrale d'ionisation du centre jusqu'au bord de grille confirmant le caractère bidimensionnel du claquage.

- L'évolution du champ électrique est très variable selon la ligne de champ considérée. Les figures 21b, 22b et 23b montrent que sur l'axe de symétrie, le champ électrique évolue linéairement en fonction de l'abscisse curviligne avec une pente égale à $\frac{qN_d(x)}{\epsilon}$. Au fur et à mesure que l'on s'approche du bord de la grille, la décroissance est plus rapide.
- Alors que sur l'axe de symétrie, l'intégrale $\int \alpha dx$ est encore de 0,53 donc loin de la condition de claquage, elle est déjà égale à l'unité sur le bord de grille (figure 1.25). Ceci explique les résultats trop "optimistes" trouvés avec le modèle unidimensionnel. La conclusion de cette approche théorique est que si l'avalanche est responsable du claquage dans le TEGFET, elle doit intervenir (ou du moins s'initialiser) sur le bord de grille.

1.4.3.3. Comparaison avec l'expérience

La figure 1.26 présente pour une structure classique, les évolutions des tensions de claquage obtenues par la modélisation en fonction du dopage et de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs. A titre de comparaison, ces résultats sont confrontés aux valeurs expérimentales obtenues dans notre laboratoire ou publiées dans la littérature et, qui ont déjà été montrées sur la figure 1.11.

Les courbes théoriques semblent confirmer les résultats expérimentaux relatifs à la faible dépendance de la tension de claquage par rapport à l'épaisseur de la couche d'AlGaAs. Pour l'évolution en fonction du dopage l'accord théorie-expérience semble assez bon pour le TEGFET faiblement dopés, c'est-à-dire pour des dopages inférieurs à une limite que nous situons à $7.10^{17} cm^{-3}$. Par contre au-delà de cette limite, la simulation prédit une tension de claquage indépendante du dopage alors que l'on observe expérimentalement une forte décroissance aux dopages atteignant quelques $10^{18} cm^{-3}$, c'est-à-dire correspondant à ce que les constructeurs utilisent, couramment dans les TEGFETs pour améliorer leurs performances.

En ce qui concerne les structures de type "pulse-doped", la modélisation a conduit à des valeurs de tensions de claquage qui paraissent satisfaisantes à première vue si l'on se contente de les comparer aux résultats expérimentaux obtenus pour ces structures. Par contre deux points importants de désaccord ne peuvent être ignorés : le premier est que la modélisation (figures 1.21, 1.22 et 1.23) ne met pas en évidence l'intérêt particulier de la couche N.I.D. pour la tension de claquage qui conserve sensiblement

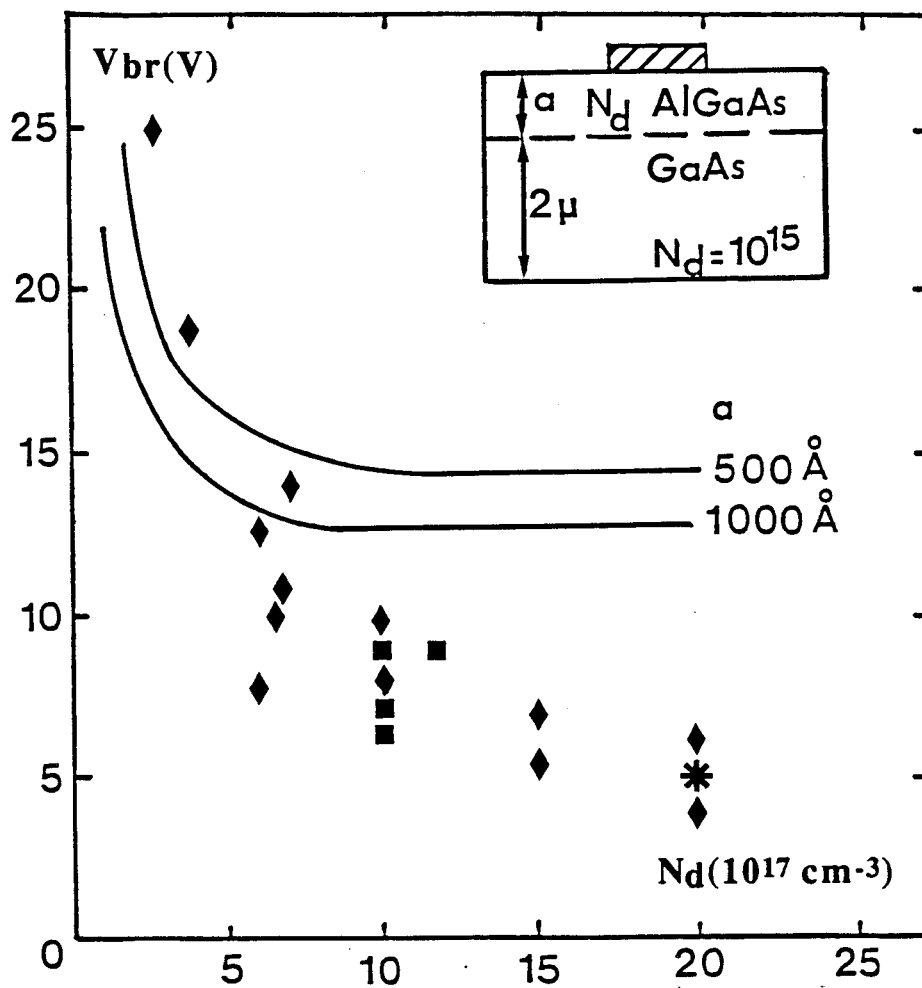


Figure 1.26 : Comparaison des résultats obtenus en utilisant le modèle bidimensionnel et des résultats expérimentaux.

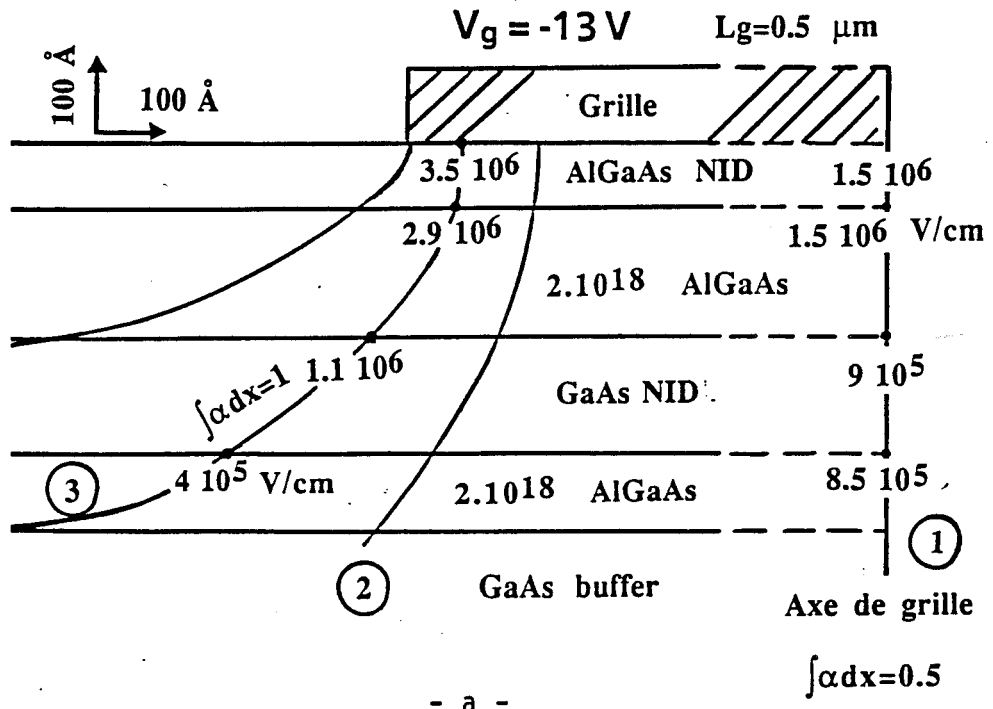
la même valeur quelle que soit l'épaisseur de cette couche ; le deuxième est que cette valeur de tension de claquage théorique est à peu près la même que pour les structures classiques pour les dopages les plus élevés, ce qui est en complète contradiction avec les résultats expérimentaux.

1.4.3.4. Résultats obtenus pour le multipuits

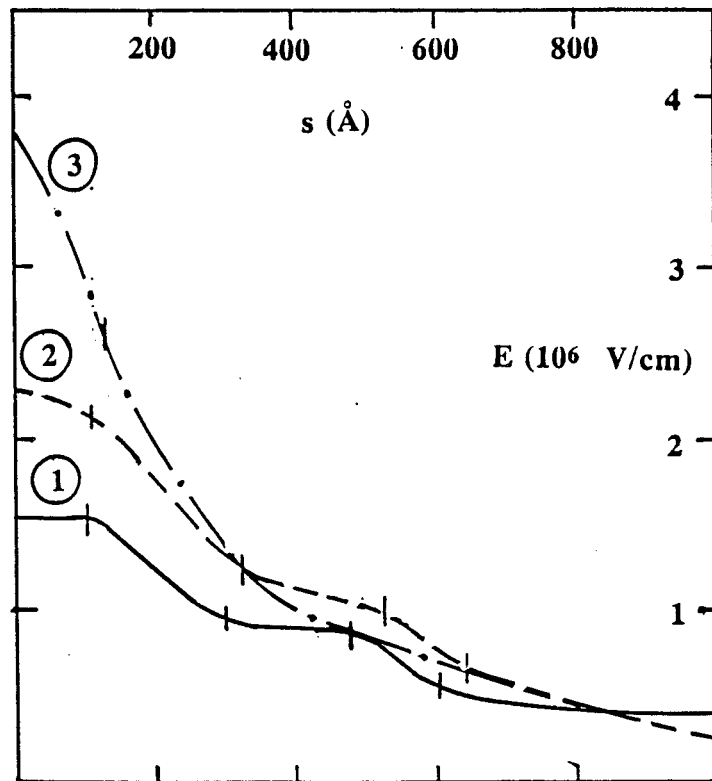
Pour le multipuits, les résultats obtenus sont similaires. Ils sont caractérisés par un caractère fortement bidimensionnel. La forme des lignes de champ et la grande différence des valeurs de l'intégrale d'ionisation du centre jusqu'au bord de grille le montrent clairement (figure 1.28a). Ce caractère fortement bidimensionnel est confirmé par l'évolution du champ électrique sur chacune des lignes (figure 1.28b). Sur l'axe de symétrie de la grille, le champ électrique est soit constant, soit décroissant avec une pente $\frac{qN_d}{\epsilon}$, selon que la couche traversée est non dopée ou dopée. En s'approchant du bord de la grille sa pente tend à s'uniformiser et subit moins de discontinuités. Sur la ligne extrême, sa valeur maximale est très élevée et suit une décroissance complètement indépendante du profil du dopage.

Pour ces structures multipuits, la comparaison avec l'expérience a montré comme dans le cas des structures monopuits un désaccord important dans tous les cas de dopage élevé de la couche supérieure d'AlGaAs. En effet la valeur théorique obtenue est voisine de 15 V quelles que soient les épaisseurs respectives de la couche N.I.D. et de la partie dopée de la couche supérieure d'AlGaAs, contrairement à l'expérience où les structures non pulse-doped présentent des tensions de claquage de quelques volts seulement.

En conclusion des discussions qui précèdent, il apparaît que la modélisation du claquage avec la seule hypothèse de l'ionisation par choc est largement insuffisante pour expliquer toutes les observations expérimentales. Cependant cette modélisation a montré un fait essentiel qui est que le champ atteint au niveau du contact Schottky de la grille, à proximité du bord de celle-ci, des valeurs très élevées. Cette constatation nous a suggéré une autre hypothèse pour tenter d'expliquer le claquage du TEGFET à haut dopage de couche AlGaAs. Cette hypothèse est que les champs très élevés et à décroissance très rapide observés au bord de grille pourraient être propices à la présence d'effet tunnel qui, par conséquence, pourrait jouer un rôle d'initialisation du claquage. Le but du prochain paragraphe est justement d'évaluer la possibilité de cette contribution.



- a -



- b -

Figure 1.27 : Configuration des lignes de champ (a) et valeurs du champ (b) pour une structure multicouche et pulse-doped .

1.5 Modélisation du claquage par effet tunnel

1.5.1 Rappels sur la théorie de l'effet tunnel

Dans les composants à semiconducteurs, il arrive souvent que les électrons soient en présence d'une barrière de potentiel (dans notre cas, c'est le contact Schottky). L'épaisseur de cette barrière dépend fortement de la tension appliquée sur le composant. Si cette épaisseur devient faible (quelques dizaines d'Angströms), on montre que même les électrons dont l'énergie cinétique est inférieure à la hauteur de barrière (donc ne peuvent pas passer "par-dessus") ont une probabilité non nulle de passer "à travers".

Ce passage dit par "effet tunnel" a été étudié de façon détaillée pour différentes barrières (jonction PN, Schottky, etc . . .) [34-39]. La structure de base étudiée est une couche isolante séparant deux couches conductrices. Price et Radcliffe [38] ont donné dans le cas d'une telle structure l'expression du courant à travers la bande interdite de l'isolant quand une tension est appliquée entre les deux conducteurs. Moyennant quelques hypothèses d'autres auteurs ont adapté ce travail à des structures particulières. Nous nous contenterons d'en rappeler le résultat pour deux cas qui nous sont apparus transposables au problème de nos structures TEGFET.

1.5.1.1. Contact Schottky sur semiconducteur fortement dopé

Ce cas a été traité, entre autres, par Padovani et al [35] [36] pour les tensions de polarisation faible. Partant de l'approximation WKB avec l'hypothèse d'une relation parabolique entre le moment et l'énergie, ils ont développé les résultats de Price et Radcliffe et exprimé le courant tunnel dans différents cas de figure. Ils ont montré en particulier qu'à de faibles polarisations inverses (quelques volts), la densité du courant tunnel émis à partir du niveau de Fermi du métal (effet tunnel pur ou F.E. : Field Emission) est donné par :

$$J_t = \frac{A \Pi E_{00} \left(-2 \Phi_b^{3/2} / \left[3 (\Phi_b - qV_{ap})^{1/2} E_{00} \right] \right)}{kT \left[\Phi_b / (\Phi_b - qV_{ap}) \right]^{1/2} \sin \left\{ \Pi kT \left[\Phi_b / (\Phi_b - qV_{ap}) \right]^{1/2} / E_{00} \right\}} \quad (1.5)$$

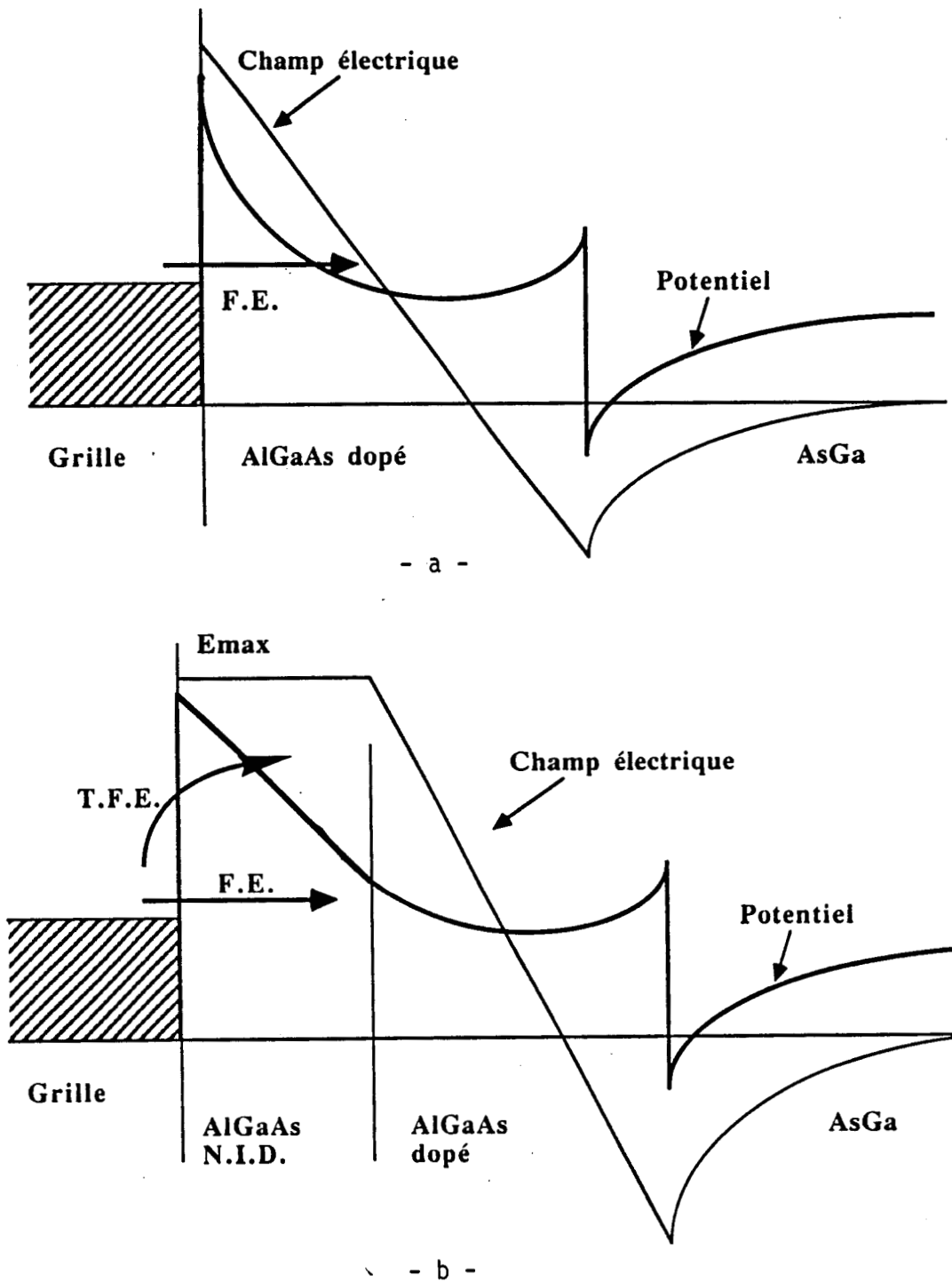


Figure 1.28 : Représentation schématique de la bande de conduction et du champ électrique expliquant les mécanismes d'effet tunnel pur (F.E) et d'effet tunnel thermiquement assisté (T.F.E) dans le cas :
a - d'une structure classique
b - d'une structure pulse-doped

avec Φ_b = hauteur de barrière
 V_{ap} = tension appliquée
 A = constante de Richardson dans le métal
 $E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{cm^3}}$

1.5.1.2. Contact Schottky sur semiconducteur peu dopé

Le problème du courant tunnel à travers un contact Schottky où le semiconducteur est peu dopé, a été étudié au laboratoire il y a quelques années par Chivé [39]. Ce dernier est parti des mêmes hypothèses que Padovani et al mais en supposant que la tension appliquée est suffisamment élevée. Il a ainsi calculé la densité du courant tunnel en prenant en compte les contributions relatives aux niveaux d'énergie supérieurs au niveau de Fermi (effet tunnel thermiquement assisté ou T.F.E. : Thermionic Field Emission). L'expression de la densité du courant en fonction du champ à l'interface est dans ces conditions la suivante :

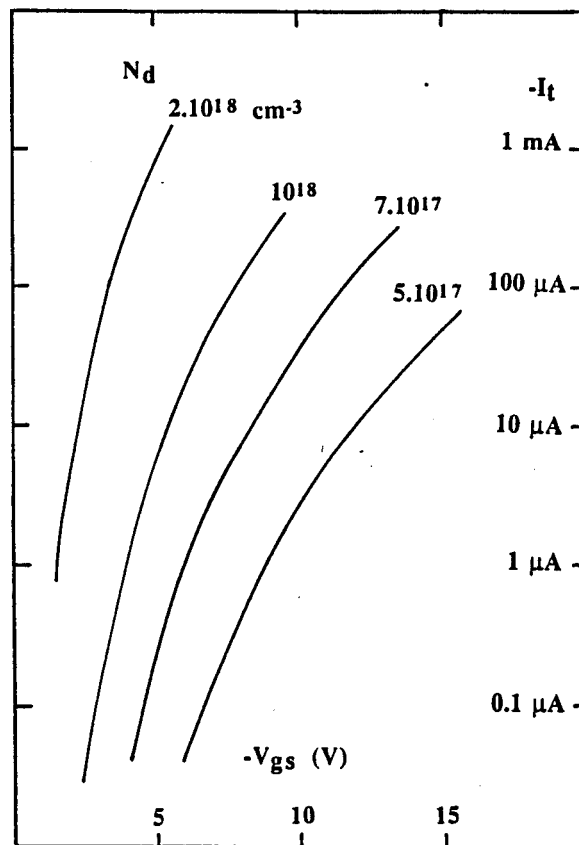
$$J_t = A \exp\left(-\frac{\Phi_b}{kT}\right) \left[\frac{1}{kT} \int_0^{\Phi_b} \exp\left(\frac{u}{kT} - C_0 u^{3/2}\right) du + 1 \right] \quad (1.6)$$

$$C_0 = \frac{8\Pi\sqrt{2m^*}}{3hq} \times \frac{1}{E_{max}} \quad E_{max} : \text{champ à l'interface} \quad (1.7)$$

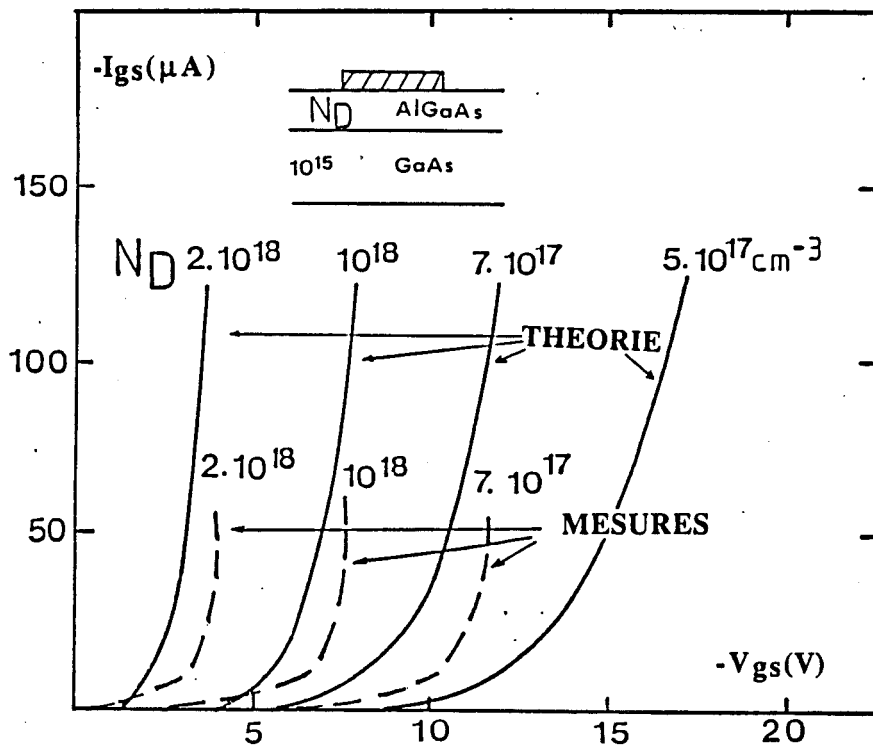
1.5.2 Application au TEGFET

Le calcul a été effectué pour les deux types de TEGFET mentionnés précédemment. Dans le cas d'une structure classique, nous nous trouvons dans les conditions supposées dans le modèle Padovani et al [36] car la couche supérieure d'AlGaAs est fortement dopée et la tension inverse de claquage ne dépasse pas quelques volts (figure 1.28a). L'expression (1.5) peut donc être utilisée. Il est important de noter que dans ce cas de structures, des évaluations que nous avons pu faire par ailleurs, ont montré que pour les dopages utilisés et à température ambiante, l'effet thermiquement assisté ne peut présenter qu'une contribution négligeable et, par conséquent, peut être ignoré devant l'effet tunnel pur.

Pour les structures pulse-doped, les tensions inverses de claquage étant beaucoup plus importantes et le champ au niveau du contact Schottky étant pratiquement constant du fait du dopage faible de la partie N.I.D. de la couche d'AlGaAs (figure 1.28b), les conditions supposées par Chivé dans son modèle sont satisfaites. L'expression (1.6)



- a -



- b -

Figure 1.29 : a - Caractéristique inverse de grille d'une structure classique prenant en compte uniquement le courant tunnel, pour différents dopages de la couche d'AlGaAs
 b - Comparaison avec les caractéristiques expérimentales.

peut alors être utilisée pour l'estimation du courant tunnel correspondant.

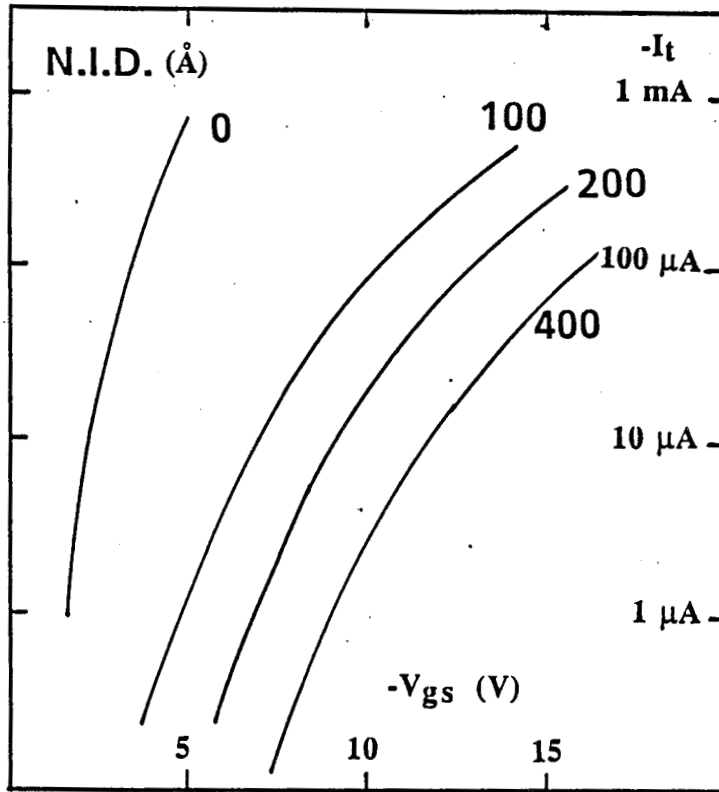
Afin de pouvoir effectuer la comparaison avec les mesures, la structure considérée dans les calculs a une longueur de grille de $0,5 \mu m$ et une largeur de $150 \mu m$, soit une section de $75 (\mu m)^2$ de surface. Ce sont les dimensions qui ont été utilisées pour les composants réalisés au laboratoire.

1.5.2.2. Résultats obtenus pour le TEGFET classique

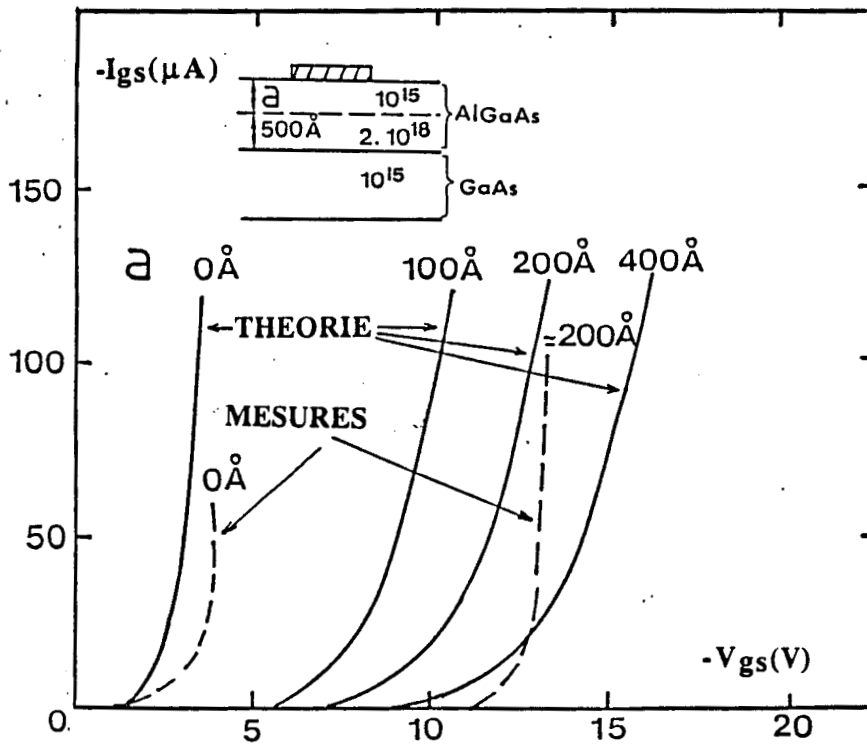
Nous avons calculé le courant inverse à travers le contact Schottky en fonction de la tension inverse appliquée. La figure 1.29a présente les résultats obtenus par la modélisation pour plusieurs valeurs de dopage. Nous signalons que dans le cas de dopage faible ($\leq 7.10^{17} cm^{-3}$), le calcul a été mené jusqu'à des tensions supérieures à 10 V. Pour ces valeurs de tension appliquée, les approximations de Padovani et al ne sont sans doute pas complètement valables. Cependant les résultats obtenus ne sont pas dénués de toute signification physique. Le "départ" de la caractéristique peut par exemple nous renseigner sur le déclenchement de l'effet tunnel et son évolution en faible polarisation et nous permettra ainsi des comparaisons avec l'expérience.

On constate sur cette figure que le dopage est un paramètre déterminant pour l'évolution du courant tunnel. Par exemple si à une tension donnée la valeur du dopage est multipliée par deux, le courant tunnel se trouve multiplié par cent. Par conséquent, pour un TEGFET très dopé ($2.10^{18} cm^{-3}$), il faut 8 volts de moins que dans un TEGFET moyennement dopé ($7.10^{18} cm^{-3}$) pour obtenir un courant de $100 \mu A$. Ce résultat est probablement en rapport avec les tensions de claquage faibles relevées pour les composants très dopés et qui n'ont pu être expliquées par l'hypothèse de l'ionisation par choc.

La comparaison avec l'expérience (figure 1.29b) a donné des résultats satisfaisants. On retrouve, en effet, avec seulement un faible écart l'évolution des caractéristiques théoriques. On peut cependant noter que quand le courant est supérieur à $10 \mu A$, il varie plus rapidement en pratique qu'en théorie. Ceci peut être expliqué par un régime de multiplication des porteurs qui apparaît dès que le courant est suffisamment élevé et dont l'effet s'ajoute à celui de l'effet tunnel.



- a -



- b -

Figure 1.30 : a - Caractéristique inverse de grille d'une structure pulse-doped (effet tunnel) pour différentes épaisseurs de la couche d'AlGaAs N.I.D.
 b - Comparaison avec les caractéristiques expérimentales.

1.6.2.2. Résultats obtenus pour les TEGFETs "pulse-doped"

Les caractéristiques inverses $I_{gs} = f(V_{gs})$ ne prenant en compte que le courant tunnel ont été calculées pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs N.I.D. en prenant 2.10^{18}cm^{-3} pour le dopage de la couche d'AlGaAs placée sous la couche N.I.D. . Les résultats sont présentés sur la figure 1.30a. Au vu de ces résultats, les conclusions suivantes s'imposent :

- Si on compare un TEGFET classique dopé à 2.10^{18}cm^{-3} et un TEGFET pulse-doped avec le même dopage près du canal et 100 \AA , d'AlGaAs non dopé au niveau du contact, on trouve que pour obtenir un courant de $100 \mu\text{A}$, il faut appliquer 7V de plus dans le second cas que dans le premier. La tension de claquage (si elle n'était déclenchée que par l'effet tunnel) se trouverait améliorée d'autant.
- L'intensité du courant tunnel diminue considérablement quand on augmente l'épaisseur de la couche N.I.D. Si nous prenons comme référence le même courant que précédemment, c'est-à-dire $100 \mu\text{A}$, la tension correspondante est respectivement de $10, 13$ et 16V quand l'épaisseur d'AlGaAs NID est de $100, 200$ et 400 \AA . Pour éviter le claquage par effet tunnel, il faut prendre une couche d'AlGaAs N.I.D. la plus épaisse possible. Cependant un compromis est indispensable pour ne pas pénaliser la commandabilité du transistor et, en particulier, sa transconductance. En ce qui concerne les composants réalisés au laboratoire, on a opté pour une épaisseur de couche N.I.D. comprise entre 100 et 200 \AA , correspondant à une tension de claquage à peu près uniforme et de l'ordre de 15volts comme il a été noté au paragraphe 3.
- Une autre solution paraît a priori possible pour réaliser le compromis entre la tension de claquage et la transconductance. Au lieu d'essayer d'améliorer la commande de charge en diminuant l'épaisseur de la couche N.I.D. et donc en risquant d'augmenter les chances de claquage par effet tunnel, on peut diminuer l'épaisseur de la couche d'AlGaAs dopé. Mais dans ce cas, il faut augmenter le dopage de cette couche afin de conserver la même charge interfaciale N_S au niveau de l'hétérojonction (cette charge est en première approximation proportionnelle au produit du dopage par l'épaisseur). On peut alors se demander si l'augmentation du dopage n'a pas d'effet sur le courant tunnel. Pour répondre à cette question nous avons établi l'évolution de la caractéristique inverse $I_{gs} = f(V_{gs})$ en maintenant constante l'épaisseur de la couche d'AlGaAs N.I.D.

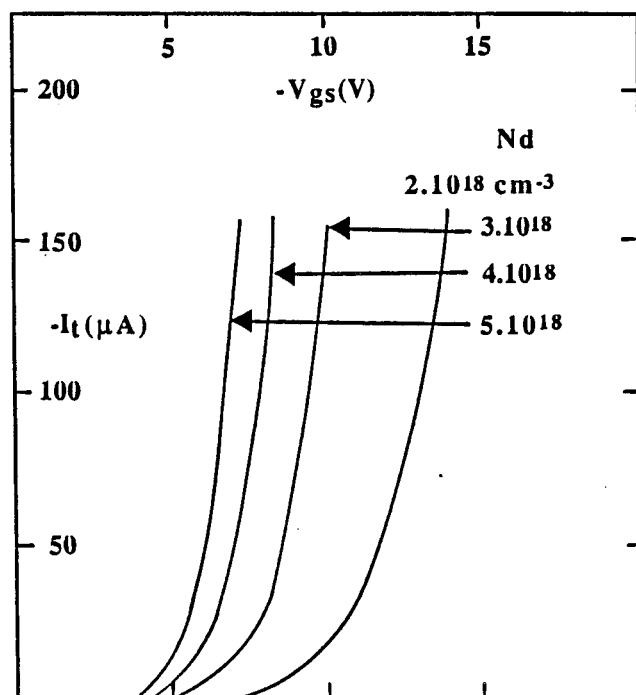


Figure 1.31 : caractéristique inverse de grille d'une structure pulse-doped (effet tunnel) pour différents dopages de la partie dopée d'AlGaAs . La partie N.I.D a, dans tous les cas, une épaisseur de 200 Å.

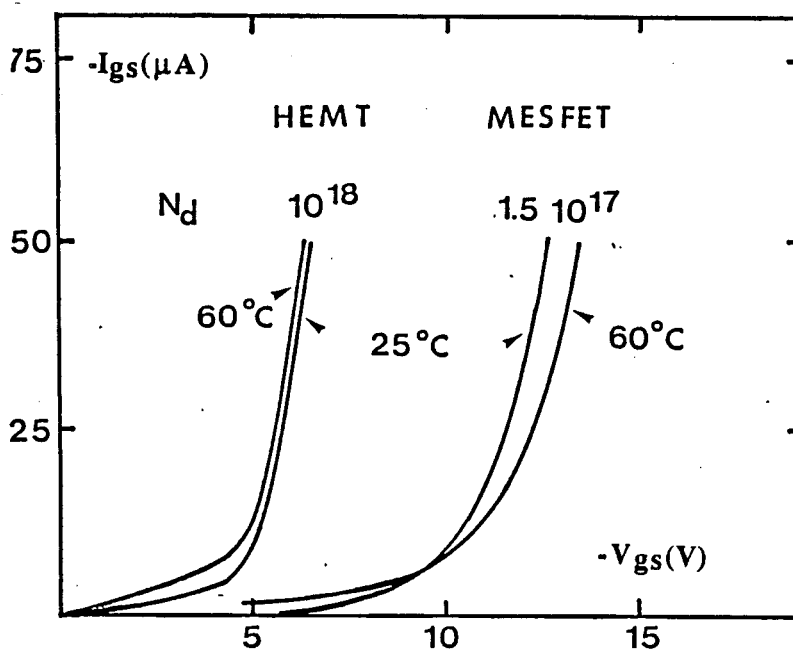


Figure 1.32 : Relevé expérimental de la caractéristique inverse de grille à 25 et 60 C° pour un MESFET GaAs et un TEGFET AlGaAs / GaAs .

et en faisant varier le dopage de la couche d'AlGaAs placée en dessous. Les résultats obtenus (figure 1.31) montrent que, malgré la présence de la couche N.I.D., le courant tunnel reste sensible au dopage intérieur. Par exemple, quand on double la valeur de celui-ci, la tension de claquage par effet tunnel diminue de moitié. Ce résultat très important doit être pris en compte pour l'optimisation du composant.

- Une comparaison quantitative des caractéristiques théoriques et de la caractéristique expérimentale d'un TEGFET dont l'épaisseur d'AlGaAs N.I.D. a été estimée à 200 Å est montrée sur la figure 1.30b. Il semble que pour les courants faibles, les résultats de la modélisation sont "pessimistes". Quand le courant dépasse $50\mu A$, les deux caractéristiques deviennent très voisines. On note là aussi que la pente de la caractéristique expérimentale est plus "raide" (comme dans le cas des structures classiques). Ce résultat peut être aussi expliqué par un phénomène de multiplication des porteurs accompagnant l'effet tunnel.

1.5.3 Test de température

Les résultats qui viennent d'être présentés laissent supposer que l'effet tunnel a une contribution non négligeable dans le claquage du TEGFET. Il se peut même que, dans certains cas, il en soit seul à l'origine. Cette hypothèse a été au début avancée avec précaution tant qu'une confirmation expérimentale n'avait pas été apportée. La mesure expérimentale qui permet de distinguer l'effet tunnel de l'ionisation par choc doit être basée sur les comportements différents de ces deux phénomènes physiques dans des conditions particulières. Deux sortes de mesures sont possibles :

- Mesures basées sur le bruit : Cette méthode a été utilisée par Lauritzen dans le cas de diodes Zener [40]. Elle a également été utilisée par d'autres chercheurs tels que W.A. Lukaszek et al [41] pour étudier la transition de l'effet tunnel à l'ionisation par choc dans les diodes P^+N en silicium. Cette méthode part du fait que la multiplication par choc est plus "bruyante" que l'effet tunnel. La mesure de la densité spectrale de puissance (due au bruit) permet la détermination du coefficient de multiplication M . Si au moment du claquage ce coefficient est très supérieur à l'unité, on est en régime d'avalanche. Si par contre, il reste constamment égal à l'unité quelle que soit la tension appliquée, le courant est alors dû uniquement à l'effet tunnel, les porteurs n'ayant pas acquis l'énergie de seuil d'ionisation.

- Mesures basées sur la température : En raison de leurs natures physiques, les courants par effet tunnel ou par multiplication ont des évolutions différentes lorsqu'on augmente la température. En effet l'ionisation par choc ne devient importante que si entre les collisions successives, un grand nombre de porteurs arrive à acquérir l'énergie de seuil d'ionisation. L'augmentation dans ce cas de la température (et donc de l'agitation thermique) diminue le temps et la distance entre deux chocs et par conséquent le nombre de porteurs qui acquièrent l'énergie de seuil d'ionisation [42,46]. Ceci se traduit par une diminution du courant. Par contre si le courant n'est dû qu'à l'injection de porteurs par effet tunnel, son évolution en fonction de la température est différente. Deux cas peuvent se présenter :

- Effet tunnel thermiquement assisté (TFE) : dans ce cas, l'augmentation de la température favorise la présence d'électrons du métal à des niveaux d'énergie supérieurs au niveau de Fermi. Comme à ces niveaux d'énergie la barrière est plus "mince", une augmentation notable du courant est observée.
- Effet tunnel pur (FE) : a priori aucune variation ne doit être notée. Cependant un calcul rapide utilisant l'expression (1.5) montre une très légère augmentation du courant avec la température.

Cette méthode a, entre autres, permis de démontrer que dans le cas de diodes en Silicium et Germanium fortement dopées, le claquage était dû uniquement au courant tunnel [47] [48]. Nous l'avons préférée à la précédente pour deux raisons. D'abord parce qu'elle demande un dispositif de mesure très simple et ensuite que ses résultats sont exploités directement.

Comparaison des résultats obtenus pour les TEGFETs et les MESFETs

Nous avons relevé la caractéristique inverse du contact Schottky de grille pour plusieurs échantillons et pour trois températures 25°C, 60°C et 90°C. Ces échantillons comprenaient des TEGFETs et des MESFETs. Pour les MESFETs testés, le dopage en zone active variait de 1 à $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et leur tension de claquage était de l'ordre de 15V. En ce qui concerne les TEGFETs, le dopage étant voisin de 10^{18} cm^{-3} valeur la plus courante actuellement en structure classique.

Les relevés obtenus ont tous montré un comportement identique (figure 1.32). Dans le cas des MESFETs, l'augmentation de la température a eu pour résultat une

augmentation du courant au départ de la caractéristique et ensuite une nette diminution, la tension de claquage s'en trouvant finalement améliorée de 1 volt pour une variation de 40°C. Ce résultat laisse penser que le courant inverse est dû au départ à une injection extrêmement faible d'électrons par effet tunnel. Cette injection donne très vite naissance à un régime de multiplication de porteurs puis à une avalanche. C'est cette avalanche qui est responsable du claquage.

Dans le cas du TEGFET une légère augmentation du courant est obtenue quand la température passe de 25 à 60°C. Ceci confirme la forte "prédominance" du courant tunnel pour les TEGFETs fortement dopés. Une faible contribution due à l'ionisation par choc, très difficile à déceler, n'est cependant pas à exclure. Cette contribution, si elle existe, doit se faire avec des coefficients de multiplication voisins de l'unité.

1.5.4 Transition tunnel-avalanche : rôle du dopage

Comme on a pu voir dans la partie expérimentale, le dopage de la couche active est un élément très important pour le claquage. Cette importance a été confirmée lors de l'étude du courant tunnel qui vient d'être présentée. Afin de mieux comprendre l'effet du dopage sur les mécanismes responsables du claquage, on a reporté sur le tableau 1.II, pour trois valeurs de dopage, de la couche d'AlGaAs d'une structure classique les différentes tensions de claquage correspondant respectivement : d'abord au calcul avec le modèle bidimensionnel dans l'hypothèse de l'avalanche (V_{brav}), ensuite au calcul avec le modèle du courant tunnel, (V_{brtun}), celui-ci étant fixé arbitrairement à 100 μA et enfin à la mesure (V_{brexp}). Pour comparaison, nous avons fait de même pour la structure pulse-doped.

On remarque sur ce tableau que pour un dopage faible ($3.10^{17} cm^{-3}$), les trois résultats sont supérieurs à 20V. Cependant la valeur de V_{brav} est très inférieure à celle de V_{brtun} , ce qui veut dire que l'avalanche intervient alors que le courant tunnel est encore inexistant. La valeur expérimentale plus proche de V_{brav} conduit à conclure que le claquage est alors dû à une avalanche pure.

Pour les dopages moyens, les trois résultats sont voisins ce qui permet de conclure que dans ce cas le claquage est dû à un mélange tunnel-avalanche.

Enfin pour les TEGFETs très dopés, V_{brtun} est très voisine de V_{brexp} (4 volts),

		Tension de claquage théorique (V)		Tension de claquage expérimentale V brexp
		due à l'avalanche V brav	due au tunnel (100 μA) V brtun	
Structure classique dopée à	$3 \cdot 10^{17}$	20	35	25
	$7 \cdot 10^{17}$	14	12	11
	$2 \cdot 10^{18}$	13	3.5	4
pulse-doped 200 Å de N.I.D.		15	13	17

Tableau 1.III : Comparaison des tensions théoriques de claquage ne considérant que l'ionisation par choc, des tensions théoriques ne considérant que l'effet tunnel et des tensions expérimentales.

l'avalanche n'intervient qu'à 14 V. Le claquage dans ce cas là est dû à un effet tunnel pur. Pour le pulse-doped, on voit que le courant tunnel est fortement atténué et intervient presque en même temps que l'avalanche (vers 15V). Là aussi le claquage est dû à un mélange tunnel-avalanche.

On observe donc au fur et à mesure que l'on augmente le dopage une importance progressive du courant tunnel qui devient prédominant quand le dopage dépasse 10^{18}cm^{-3} . Ces remarques mettent en évidence les rôles complémentaires de l'effet tunnel et de l'avalanche dans le claquage du TEGFET.

On rejoint avec ces constatations, d'autres constatations faites pour divers composants. Ainsi la transition avalanche-tunnel se fait de façon similaire dans les composants à base de silicium. Les mesures effectuées par W.A. Lukaszek et al [42] et par M. Singh Tyagi et al [49] ont montré que la nature du courant inverse dans les diodes P^+N en silicium varie suivant la tension de claquage et suivant le dopage. Les ordres de grandeurs obtenus sont analogues à ceux trouvés ici dans le cas du TEGFET. En ce qui concerne le MESFET l'origine du claquage est reliée à l'avalanche car on est en présence de dopage de couche active ne dépassant pas généralement $5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$. Seuls quelques MESFETs, très récents, dopés à près de 10^{18}cm^{-3} pour avoir une montée en fréquence record, peuvent présenter un claquage lié à l'effet tunnel.

1.6 Conclusion

L'étude que nous avons menée vient compléter l'expérience déjà acquise au laboratoire concernant les problèmes de claquage [6], [20-23], [32], [49-50]. Elle fait ressortir certaines particularités du TEGFET. Elle montre aussi que certains aspects considérés comme secondaires pour les autres composants deviennent primordiaux.

Une première partie expérimentale a fait ressortir les points suivants :

- Le claquage au pincement comme dans le cas du MESFET, a lieu dans la zone désertée de grille, côté drain. Il présente une sensibilité aux détails géométriques de l'environnement de la grille, essentiellement la distance L_{gd} .
- Dans tous les cas, le claquage reste indépendant du taux d'aluminium.
- L'élément qui joue le plus sur le claquage au pincement est le dopage de la couche

d'AlGaAs. La tension de claquage supérieure à 20V pour $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ diminue de façon rapide jusqu'à atteindre 3 ou 4 V pour $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

- Le résultat expérimental le plus intéressant est sans doute l'excellente tenue en tension des TEGFETs du type "pulse-doped". Ces composants ont permis grâce à leur couche superficielle d'AlGaAs N.I.D. de "gagner" une dizaine de volts. Cette couche reste efficace même lorsque son épaisseur est à peine d'une centaine d'Angströms.

La partie théorique a mis en évidence certains facteurs qui provoquent l'apparition du claquage et a permis d'en expliquer les mécanismes. Elle peut être résumée ainsi :

- Les effets de bord de la grille entraînent une configuration fortement bidimensionnelle du champ électrique. Ce dernier atteint des valeurs extrêmement élevées au niveau de la discontinuité métal-air -semiconducteur constituée par le bord de la grille.
- L'avalanche ne peut être responsable du claquage que pour des valeurs de dopage relativement basses ($N_d < 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).
- L'effet tunnel souvent négligé dans le MESFET ne peut plus l'être pour des TEGFETs dopés à plus de 10^{18} cm^{-3} . La comparaison théorie-expérience permet de penser que l'effet tunnel pratiquement inexistant pour des dopages faibles commence à intervenir en même temps que l'avalanche pour des dopages moyens ($\approx 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) pour devenir prédominant pour des dopages élevés.
- Cet effet tunnel permet aussi d'expliquer la supériorité observée expérimentalement du TEGFET "pulse-doped". La couche N.I.D. permet d'atténuer considérablement l'activité tunnel et de repousser ainsi le claquage.

Si cette étude a permis d'aboutir à une solution pour le délicat problème du claquage du TEGFET, elle peut néanmoins être complétée. Le temps qui nous était imparti ne nous a pas permis de poursuivre plus en avant cette étude. Certains aspects nous paraissent intéressants à approfondir dans un proche avenir. Pour le claquage au pincement un approfondissement théorique qui mettrait simultanément en présence, effet bidimensionnel, effet tunnel et avalanche, constituerait certainement une avancée très intéressante pour l'optimisation des nombreux types de TEGFETs qui sont disponibles maintenant.

Enfin, dans cette même perspective de recherche d'un outil théorique d'optimisation, il serait intéressant qu'une investigation approfondie soit aussi entreprise concernant le claquage dans le canal, c'est-à-dire en présence d'un courant de drain.

Bibliographie

- [1] M. FUKUTA et al
"Power GaAs MESFET with a high drain-source breakdown voltage"
IEEE, Trans. Microwave Theory Tech., vol MTT 24, n°6, 1976
- [2] T. FURUTSUKA et al.
"Improvement of the drain breakdown voltage of GaAs power MESFET by a simple recess structure"
IEEE Trans Electron Devices Vol ED-25, n°6, 1978
- [3] T. FURUTSUKA et al.
"GaAs power MESFET's with a grade recess structure"
Electronic Lett., vol 15, pp 417-418, 1979
- [4] M. FUKUTA et al.
"4 GHz 15 W power GaAs MESFET"
IEEE Trans Electron. Devices, vol ED-25, n°6, 1978
- [5] J.P.R. DAVID et al
"Gate-drain avalanche breakdown in GaAs power MESFET's"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol ED-29, n°10, 1982
- [6] R. WROBLEWSKI et al
"Theoretical analysis of the DC avalanche breakdown in GaAs MESFET's"
IEEE Trans Electron. Devices, vol ED-30, n°2, 1983
- [7] W.R. FRENSELY
"Power limiting breakdown effects in GaAs MESFET's"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol ED-28, n°8, 1981

- [8] R. YAMAMOTO et al
"Light emission and burnout characteristics of GaAs power MESFET's"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol ED-25, n°6, 1978
- [9] C. TSIRONIS
"Prebreakdown phenomena in GaAs epitaxial layers and FET's"
IEEE Trans Electron. Devices, vol ED-27, n°1, 1980
- [10] S. TIWARI et al
"Physical and material limitations on burnout voltage of GaAs power MESFET's"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol ED-27, n°6, 1980
- [11] S.H. WEMPLE et al
"Control of gate-drain avalanche in GaAs MESFET's"
IEEE Trans. Electron Devices, vol ED-27, n°6, 1980
- [12] H.M. MACKSEY et al
"Optimisation of GaAs power MESFET device and material parameters for 15 GHz Operation"
IEEE Trans Electron. Devices, vol ED-27, n°2, 1980
- [13] N.H. SHENG et al
"Multiple-channel GaAs/AlGaAs high electron mobility transistors"
IEEE Trans Electron Devices Letters, vol EDL-6, n°6, 1985
- [14] K. HIKOSAKA et al
"Microwave power double-heterojunction HEMT's"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol ED-33, n°5, 1986
- [15] P. SAUNIER and J.W. LEE
"High efficiency millimeter-wave GaAs/GaAlAs power HEMT's"
IEEE Electron. Devices Letters, vol EDL-7, n°9, 1986
- [16] K. HIKOSAKA et al
"A 30 GHz 1-W power HEMT"
IEEE Trans Electron Devices Letters, vol EDL-8, n°11, 1987

- [17] E. SOVERO et al
"35 GHz performance of single and quadruple power heterojunction HEMT's"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol ED-33, n°10, 1986
- [18] C.S. LAM and C.G. FONSTAD
"Improved MODFET performance through ion implantation in the Gate region"
IEEE Electron. Device Letters. vol EDL-8, n°12, 1987
- [19] A.I. AKINWADE et al
"A self-aligned gate lightly doped drain (Al, Ga) As/GaAs MODFET"
IEEE Electron Device Letters, vol EDL-9, n°6, 1988
- [20] G. SALMER et al
"Limitations fondamentales des transistors à effet de champ de puissance à l'Arséniure de Gallium"
Rapport final du contrat DAI CNET n°8035164
- [21] P. FELLON
"Etude théorique et expérimentale de composants MISFET au phosphore d'Indium pour l'amplification de puissance hyperfréquences"
Thèse de Doctorat, Lille, 1990.
- [22] Y. CROSNIER, F. TEMCAMANI, D. LIPPENS and G. SALMER
"Avalanche and tunneling breakdown mechanisms in HEMT's power structures"
ESSDERC 88, Montpellier, 1988
- [23] B. BONTE
"Transistor à effet de champ à hétérojonction iAlGaAs/n GaAs à grille isolée et canal dopé (DMT). Analyse du fonctionnement et optimisation technologique. Application à l'amplification de puissance microonde"
Thèse de Doctorat, Lille, 1990.
- [24] T.A. SHAWKI
Thèse de Doctorat à paraître en octobre 1990.
- [25] J.L. THOBEL
"Simulation Monte-Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions. Application au TEGFET et à ses structures dérivées".
Thèse de Doctorat, Lille, 1988

- [26] G.F. STILLMAN et C.M. WOLFE
"Semiconductors and semi-metals"
Vol 12, R.K. Willardson and A.C. Beer, Eds New York academic Press, 1977
- [27] D. LIPPENS
"Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et temps de transit millimétriques"
Doctorat d'Etat, Lille, 1984
- [28] G.E. BULMAN et al
"The determination of impact ionization coefficients in (100) Gallium Arsenide Using Avalanche Noise and Photocurrent Multiplication Measurements"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol ED-32, n°11, 1985
- [29] S.N. SHABDE and C.YEH
"Ionisation rates ($Al_xGa_{1-x}As$)"
J. Appl. Phys., Vol 41, n°11, 1970
- [30] J.P.R. DAVID et al
"Measured ionization in ($Ga_{1-x}Al_xAs$)"
Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Biarritz, 1984
- [31] D. LIPPENS and O. VANBESIEN
"Monte-Carlo simulation of impact ionization by electrons in $Al_xGa_{1-x}As$ "
Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Heraklion, Grèce, 1987
- [32] G. HALKIAS
Mémoire de DEA, Lille, 1981
- [33] E. WASSERSTROM et J.Mc KENNA
"The potential due to a charged metallic strip on a semi-conductor surface"
The Bell technical Journal, p. 853, 1970
- [34] J.L. MOLL
"Physics of semi-conductors"
Mac GRAW Hill Book Co, p.240, 1964
- [35] R. STRATTON
"Volt-Current characteristics for tunnelling through insulating films"
J. Phys. Chem. solids, vol 23, pp 1177-1190, 1962

- [36] F. A. PADOVANI and STRATTON
"Field and thermionic-field emission in Schottky barriers"
Solid-State Electronics, vol 9, pp 695-707, 1966
- [37] C.R. CROWELL and V.L. RIDEOUT
"Normalized thermionic-field (T-F) Emission in metal-semiconductor (Schottky) barriers"
Solid-State Electronics, vol 12, pp 89-105, 1969
- [38] P.J. PRICE and J.M. RADCLIFE
"Esaki tunneling"
IBM Journal, vol 3, pp. 364, 1959
- [39] M. CHIVE
"De l'utilisation de l'effet tunnel dans les structures semi-conductrices à temps de transit pour la génération d'ondes hyperfréquences"
Thèse d'Etat, Lille, 1978
- [40] P.O. LAURITZEN
"Ionization threshold observed in noise from Silicon Zener diodes"
J. Appl. Phys., 37, p. 463, 1966
- [41] W.A. LUKASZEK et al
"Investigation of the transition from tunneling to impact ionisation multiplication in Silicon p-n Junctions"
Solid-State Electronics, vol 19, pp 57-71, 1976
- [42] C.R. CROWELL and M. SZC
"Temperature dependance of avalanche multiplication in semi-conductors"
Appl, Phys. Letters. vol 9, n°6, 1966
- [43] P. MARS
"Temperature dependance of breakdown voltage in p-n junctions"
Int. J. Electronics, Vol 32, n°1, 1971
- [44] W.N. GRANT
"Electron and Hole ionization rates in epitaxial Silicon at high electronic fields"
Solid-State Electronics, vol 16, pp 1189-1203, 1973

- [45] F. CAPASSO et al
"Observation of Electronic Band-structure Effects on impact ionization by Temperature Tuning"
Phys. Rev. Letters, Vol 39, n°11, 1977
- [46] F. CAPASSO et al
"Temperature dependence of impact ionization rates in GaAs between 20 °C and 200 °C"
Electronics Letters, vol 15, n°4, 1979
- [47] A.G. CHYNOWETH et al
"Internal Field Emission at narrow Silicon and Germanium p-n junctions"
Phys. Rev. Vol 118, n°2, 1960
- [48] M. SINGH TYAGI
"Zener avalanche breakdown in Silicon alloyed p-n Junctions - II"
Solid-State Electronics, Vol 11, pp 117-128, 1968
- [49] J.C. DE JAEGER et al
"Etude comparative du claquage dans les transistors à effet de champ de puissance MESFET, TEGFET et MISFET"
Revue Phys. Appl., 23, pp 1205-1213, 1988
- [50] B. BONTE et al
"Claquages par avalanche et effet tunnel dans les TEGFETs n GaAlAs/i GaAs et MISFET InP de puissance"
Journées Nationales Microélectronique III-V, Oleron, 1988

Chapitre 2

Recherche de structures optimales de TEGFET de puissance

Chapitre 2

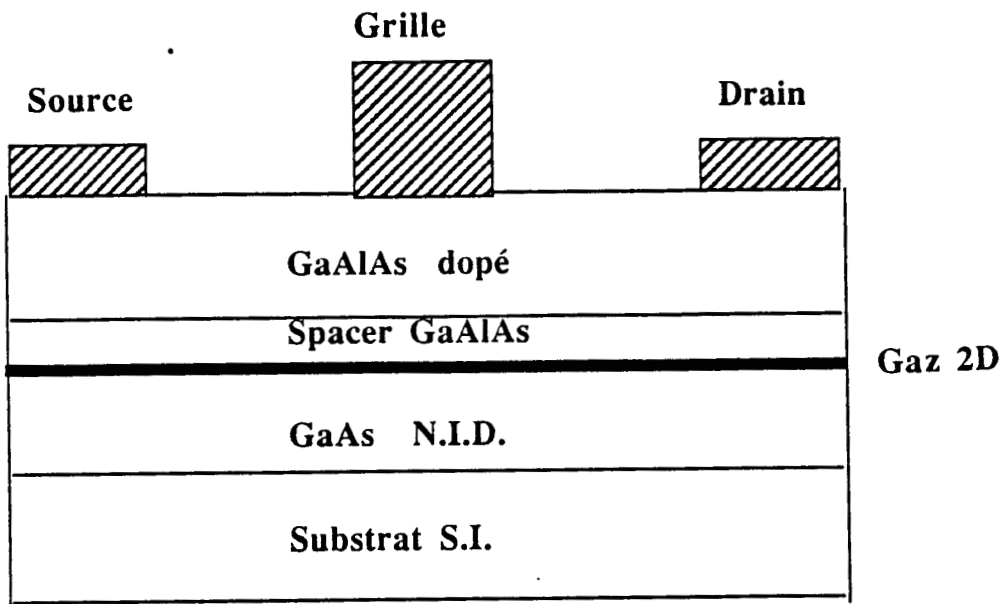
Recherche de structures optimales de TEGFET de puissance

2.1 Présentation du composant

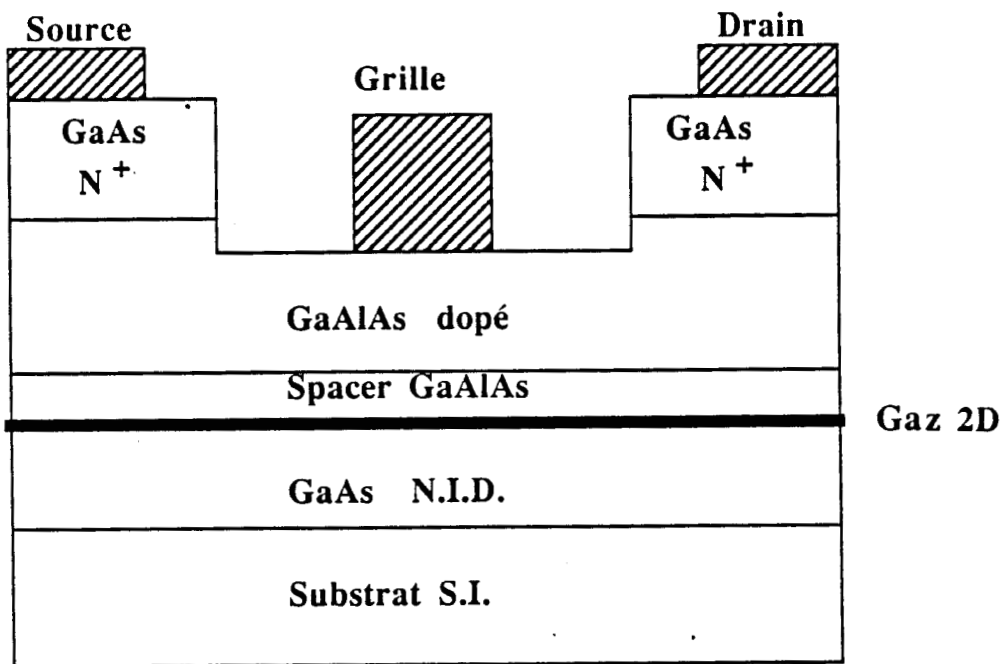
2.1.1 Principe

L'étude du MESFET a montré il y a quelques années que pour monter de plus en plus haut en fréquence de coupure, il était nécessaire de réduire le temps de transit sous la grille. Cela revient à utiliser les effets de la dynamique non stationnaire en réduisant la longueur de grille. Cette réduction s'est heurtée très vite, à l'époque, à des limitations physiques et technologiques.

La solution à ce problème a été apportée par Mimura et al [1] par la proposition d'une nouvelle structure du transistor à effet de champ, consistant à utiliser une hétérojonction pour accumuler et canaliser les porteurs dans un matériau non intentionnellement dopé. Eloignés des atomes donneurs, les électrons peuvent atteindre des mobilités considérables et avoir ainsi une réduction importante du temps de transit. Si l'idée du composant paraît originale, le principe de l'effet de champ est cependant conservé par la structure même comme nous allons le voir dans ce qui suit.



- a -



- b -

Figure 2.1 : Représentation schématique d'une structure TEGFET élémentaire (a) et d'une structure recessée.

2.1.2 Structure

Sur la figure 2.1.a est représentée la structure la plus élémentaire du TEGFET. Cette structure repose bien sûr sur la réalisation d'une hétérojonction constituée par une couche dopée d'AlGaAs surmontant une couche non dopée de GaAs. De la discontinuité de bande de conduction existant entre les deux matériaux découle l'existence d'un puits de potentiel au contact de l'hétérojonction du côté du GaAs. Le rôle de la couche d'AlGaAs est essentiellement de fournir à la structure des porteurs mobiles. La présence du puits de potentiel permet de confiner ces porteurs dans une région non dopée où ils présentent des mobilités très élevées. C'est cette particularité de canal constitué par un quasi gaz électronique planaire (gaz 2D) qui fait toute l'originalité du TEGFET. Le pourcentage x d'aluminium de la couche d'AlGaAs est généralement compris entre 20 et 30 %. La borne inférieure est la limite en dessous de laquelle la discontinuité de l'hétérojonction n'est plus suffisamment importante pour présenter de l'intérêt. La borne supérieure est fixée par un phénomène néfaste de piégeage des porteurs libres inhérent à l'AlGaAs dont l'importance croît avec x . Le dopage de la couche d'AlGaAs est généralement compris entre $5 \cdot 10^{17}$ et $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. C'est lui qui détermine la charge totale du puits de potentiel. L'épaisseur de la couche d'AlGaAs est de quelques centaines d'Angstroms. Par contre, l'épaisseur de la couche de GaAs est de l'ordre du micron. Les deux couches sont obtenues par croissance épitaxiale sur un substrat semi-isolant de GaAs de plusieurs centaines de microns d'épaisseur.

Eventuellement une fine couche de GaAlAs non intentionnellement dopée appelée "spacer", peut être intercalée entre les couches de GaAlAs et de GaAs précédemment citées. Son intérêt est de permettre la séparation entre les porteurs libres captés par le puits de potentiel et les atomes donneurs qui leur ont donné naissance. Il peut être intéressant de lui donner un pourcentage variable en aluminium croissant de l'AlGaAs vers le GaAs de manière à augmenter la discontinuité de la bande de conduction. Son épaisseur est de quelques dizaines d'angströms.

Une grille métallique (Titane-Platine-Or) est déposée sur l'AlGaAs pour former un contact Schottky. Cette grille permet, par la variation de son potentiel, de commander les porteurs accumulés dans l'hétérojonction et de faire varier le courant. A l'origine, les premières structures TEGFET étaient planar (figure 2.1.a), mais très rapidement pour améliorer leur fonctionnement, notamment pour le claquage, la structure à canal creusé dite "recess" (figure 2.1.b) a été adoptée.

Deux contacts ohmiques constituent les électrodes de source et de drain. Les deux contacts ne sont pas déposés directement sur la couche d'AlGaAs mais sur une couche très dopée de GaAs afin de résoudre les problèmes liés aux résistances d'accès et au claquage. Technologiquement, ces contacts sont réalisés par un dépôt de Nickel, d'Or et de Germanium sur le GaAs, suivi par un recuit qui assure la réalisation de l'eutectique et de la diffusion en profondeur dans le composant.

Avant de terminer la présentation du composant notons que la structure montrée ici est une structure "normale" et qu'il existe des structures dites inversées . Dans ces structures les deux couches de GaAs et d'AlGaAs sont permutées et le contact Schottky est déposée sur le GaAs. Elles ont été pratiquement abandonnées en raison du problème posé par la conduction parallèle dans l'AlGaAs , ce phénomène détériorant la commande de charge et les performances dynamiques [2,3].

2.2 Optimisation en puissance

2.2.1 Position du problème

Depuis son apparition, le TEGFET a satisfait, comme composant hyperfréquences, toutes les attentes placées en lui concernant la montée en fréquence. Les premières réalisations ont montré l'extrême importance de la géométrie. Les composants les plus performants ont été conçus avec une distance grille-hétérojonction extrêmement faible, imposant un fonctionnement pratiquement normally-off. Si ces composants ont une bonne et efficace commande de charge, ils ont cependant un courant I_{dss} trop faible. Cette conséquence, plutôt bénéfique pour l'amplification faible bruit, constitue par contre, une limitation évidente pour l'amplification de puissance.

Le même type de problème s'était posé antérieurement lors de l'optimisation du MESFET pour la puissance. La solution trouvée avait été d'augmenter le dopage de façon à compenser la diminution de l'épaisseur de la couche active et à conserver une valeur raisonnable du courant. Mais la contrepartie de cette disposition technologique avait été d'aboutir à des valeurs de la tension de claquage très faibles.

Pour surmonter cette limitation, les recherches avaient été dirigées dans les deux voies suivantes :

- la première avait consisté à rechercher toutes les modifications géométriques (configuration spatiale du recess de grille, distance grille-drain très grande, adjonction de zones surdopées d'accès, ...etc) entraînant une amélioration de la tenue en claquage.
- la deuxième voie avait été de travailler la configuration de la couche active pour rendre maximum le produit de la tension de claquage par le courant maximum I_{dss} . Ce produit est en première approximation proportionnel à la puissance susceptible d'être délivrée par le composant. Les solutions optimales ont montré que le dopage ne pouvait guère dépasser $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ avec un courant drain n'excédant pas 400 mA/mm [4,5,6]

Ce sont ces dispositions qui ont servi de base à la conception de toute la génération de structures de puissance MESFET GaAs, que l'on a connues depuis une dizaine d'années et dont le mérite a été de permettre la réalisation d'amplificateurs de puissance, encore considérés comme très honorables, pour la bande X.

Pour le TEGFET, nous avons essayé de suivre le même cheminement mais en essayant de mettre à profit l'intérêt spécifique du TEGFET, c'est-à-dire de travailler aux fréquences les plus élevées possibles. En anticipant un peu sur la suite de ce mémoire, notons que les limitations rencontrées avec la structure classique nous ont nécessairement entraînés à concevoir et à étudier de nouvelles structures plus particulièrement adaptées au problème de la puissance, en l'occurrence : les structures multipuits.

2.2.2 Critères d'optimisation

Ces critères découlent directement des considérations que nous venons de voir. Ils sont soit d'ordre statique soit d'ordre dynamique.

2.2.2.1 Critères "statiques"

Ces critères sont basés sur le raisonnement suivant. La puissance maximum disponible à la sortie d'un composant fonctionnant en classe A est

$$P = \frac{1}{8} \times I_{dss} \times (V_{br} - V_{DT}) \quad (2.1)$$

I_{dss} , V_{br} et V_{DT} sont respectivement le courant maximum de drain, la tension de claquage et la tension de déchet. Ces grandeurs sont les limites physiques du réseau

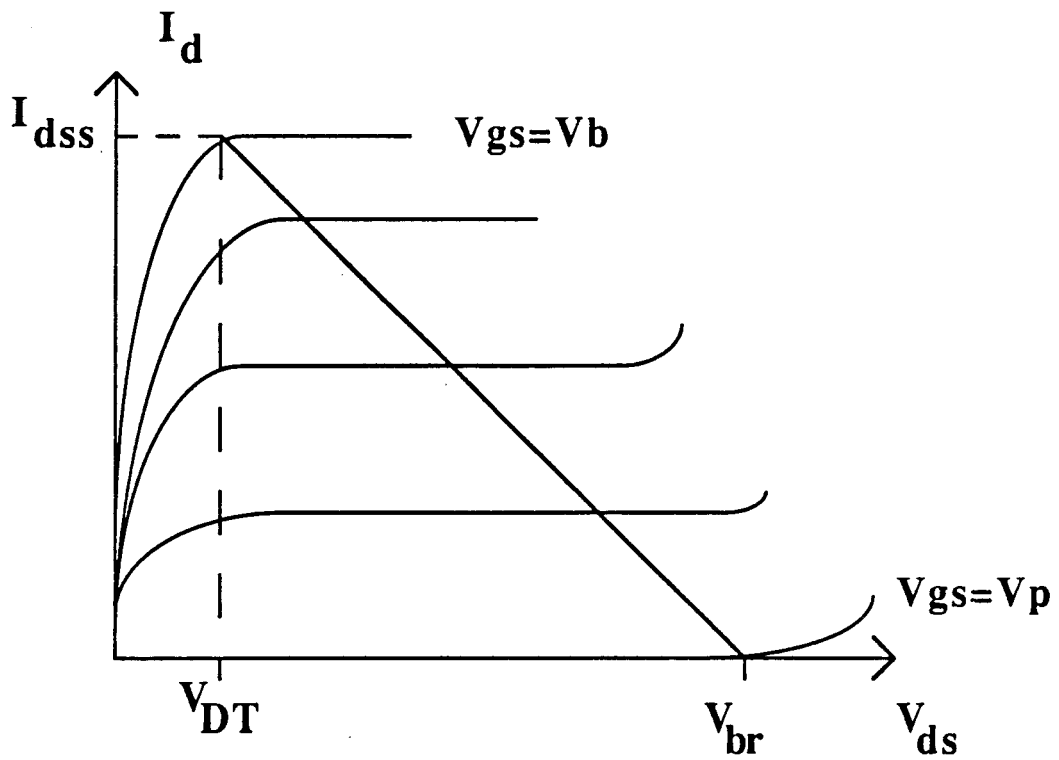


Figure 2.2 : Représentation simplifiée du diagramme de fonctionnement dans le réseau $I - V$.

de caractéristiques $I_d = f(V_{ds})$ (figure 2.2). Les critères d'optimisation seront ceux qui agrandiront la zone "utilisable" du réseau. Autrement dit :

- Une tension de claquage la plus grande possible: ce problème fait l'objet du chapitre 1. Néanmoins les conclusions auxquelles a abouti ce chapitre seront prises en compte afin que l'optimisation soit cohérente.
- Une tension de déchet la plus faible possible. Ce problème ne présente qu'un intérêt secondaire, la tension de déchet étant de 1 ou 2 volts seulement. Par l'essence même physique de cette tension, nous voyons difficilement une diminution considérable de cette tension. Par conséquent, n'allons pas nous y intéresser spécialement.
- Un courant I_{dss} maximum: pour ce faire nous allons étudier théoriquement le courant de drain par un modèle assez simple. Ce modèle sera présenté plus loin. Pour nous aider, nous nous appuyerons sur les résultats obtenus au laboratoire ou ailleurs par des modèles plus complets [7,8] et qui mettent en évidence des effets physiques non considérés dans le notre. Une étude expérimentale viendra compléter ou confirmer les résultats théoriques

2.2.2.2 Critères "dynamiques"

L'expression (2.1) représente la puissance disponible à la sortie du composant autrement dit la puissance maximale qu'on peut en espérer. Très souvent les puissances obtenues sont inférieures à cette valeur ce qui conduit à des rendements de drain inférieurs aux 50 % théoriques. Ceci est dû à une mauvaise utilisation par le transistor des possibilités offertes par son réseau de caractéristiques statiques ou encore à des non-linéarités non prises en compte dans l'expression (2.1). Autrement dit, les critères à considérer doivent tenir compte des variations réelles en fonction du temps du point de fonctionnement du transistor quand celui-ci est en grand signal. Ainsi les grandeurs suivantes doivent être considérées :

- Gain en puissance : bien que le gain en puissance grand signal diffère usuellement du gain en puissance petit signal, une première approche de la question peut être effectuée en utilisant l'expression du gain maximum en puissance disponible (MAG) qui présente l'avantage d'être directement calculable à partir du schéma équivalent petit signal du transistor. Ce gain est celui que l'on obtient lorsque

entrée et sortie sont simultanément adaptées. Si ce gain s'avère présenter peu de variation lorsque l'on change de point de polarisation, on peut s'attendre à un bon comportement en grand signal. La relation permettant de le calculer [9] est :

$$M.A.G = \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 \times \frac{1}{4g_d(R_o + \Pi f_c L_s) + 4\Pi f_c C_{gd}(R_o + R_g + 2\Pi f_c L_s)} \quad (2.2)$$

- avec $f_c = \frac{g_m}{2\Pi C_{gs}}$ = fréquence de coupure du gain en courant intrinsèque,
 g_m étant la transconductance et C_{gs} la capacité grille-source
 f = fréquence de travail
 g_d = conductance de drain-source
 C_{gd} = capacité grille-drain
 R_o = somme des résistances d'accès d'entrée
 L_s = inductance de connexion d'entrée

Pour rendre maximum cette expression à une fréquence de travail donnée, il faut avoir f_c la plus élevée possible et g_d, C_{gd}, L_s et R_o les plus faibles possibles.

Les deux paramètres les plus accessibles à la modélisation sont g_m et C_{gs} . L'un et l'autre sont liés à la commande de charge, soit essentiellement pour le TEGFET, à la quantité $\frac{\partial N_s}{\partial V_{gs}}$, où N_s est la quantité de charges relatives au gaz 2D du puits de potentiel. Pour G_m il faut tenir compte, en plus, de la vitesse de transit sous la grille. Nous verrons dans les paragraphes suivants comment appréhender correctement la modélisation de ces paramètres.

- L'impédance de charge a une importance essentielle dans le trajet du point de fonctionnement dans le réseau de caractéristiques $I - V$ au cours d'une période hyperfréquences. D'elle dépend le fait que le transistor peut travailler à une puissance maximale de sortie où à son rendement maximal en puissance ajoutée. Par ailleurs, elle dépend étroitement de l'impédance de sortie présentée par le transistor. Etant donné l'importance de ce problème, nous lui consacrons une étude à part dans le dernier chapitre du mémoire.
- En grand signal, l'apparition de non linéarités dans le fonctionnement du transistor génère des harmoniques qui présentent l'inconvénient de détourner une partie de la puissance utile à la fréquence fondamentale. En pratique, on peut s'attendre à ce que le transistor soit correctement linéaire si les grandeurs essentielles qui

le caractérisent en petit signal, telles que g_m , f_c et MAG sont le plus possible indépendantes de la polarisation, et en particulier de la tension V_{gs} .

Ces critères qui constituent la base de notre travail, impliquent la réalisation de compromis comme nous le verrons lors de l'étude expérimentale et théorique du composant.

Nous allons maintenant présenter les outils utilisés pour l'optimisation du composant : la modélisation et la caractérisation expérimentale.

2.3 Modèles existants

Il existe plusieurs modèles capables de simuler le fonctionnement du TEGFET. Pour pouvoir choisir celui qui correspond le mieux à notre cas, nous allons présenter de façon rapide les modèles existants ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients.

2.3.1 Modèles bidimensionnels

Ces programmes prennent en compte les axes vertical et longitudinal du composant. Le premier, dirigé dans le sens grille-hétérojonction, concerne essentiellement le contrôle de charge dans le canal. Le second, dirigé de la source vers le drain via le canal, correspond en gros, au sens de déplacement des porteurs qui donne naissance au courant de drain. Les modèles, suivant leurs hypothèses et leurs équations de base, peuvent être classés en deux catégories : les modèles particuliers et les modèles hydrodynamiques.

2.3.1.1 Modèles particuliers (Monte-Carlo)

Ces modèles étudient le déplacement d'un certain nombre de porteurs à l'intérieur du composant. Le déplacement de chacun d'eux est simulé séparément en tenant compte des interactions avec le réseau cristallin (phonons) et avec les autres électrons. Ces dernières interactions sont généralement négligées à cause de leur faible importance.

Ces programmes sont lourds. Leur précision dépend étroitement du nombre d'électrons étudiés. Pour s'approcher le plus de la réalité du composant, il faut que leur nombre soit très grand et ce aux dépens du coût du calcul.

La procédure du calcul est la suivante : à chaque instant t connaissant la carte du champ électrique, l'état des différents électrons et la probabilité de leurs interactions, on détermine leur énergie, leur position et leur moment (donc leur vitesse) à l'instant suivant $t + dt$. La répartition spatiale des porteurs ayant changé, il faut redéfinir la nouvelle carte du champ par la résolution de l'équation de Poisson.

Dans le cas du TEGFET, il faut en plus tenir compte des particularités suivantes :

- La quantification des niveaux d'énergie qui implique la résolution de l'équation de Schrödinger ou l'utilisation d'approximations (puits triangulaire). Même dans le cas le plus simple la complexité se trouve nettement augmentée.
- Les électrons se trouvant dans les niveaux les plus hauts du puits de potentiel et ayant acquis suffisamment d'énergie risquent soit de retourner dans la couche de GaAs (transfert dans l'espace réel) soit de rester dans la couche d'AlGaAs et de s'éloigner du puits. On peut donc avoir des électrons bidimensionnels ou tridimensionnels.

D'un autre côté les procédures Monte-Carlo ont des avantages incontestables. Même dans le pire des cas, leur précision est grande. Ils permettent ainsi d'expliquer des observations expérimentales en faisant ressortir les phénomènes physiques qui en sont à la base. Ils servent par ailleurs de référence pour valider des approximations dans des modèles analytiques ou des modèles numériques plus simples. Pour plus de détails concernant ce genre de modèle, on peut se référer à la thèse de J.L. Thobel [8].

En ce qui nous concerne, la lourdeur de ces modèles les rend peu adaptés à l'optimisation rapide des nombreux types de structure que nous avons à considérer.

2.3.1.2 Modèles Hydrodynamiques

A l'opposé des modèles Monte-Carlo, ce type de modèle est basé sur la résolution macroscopique de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{q\vec{E}}{\hbar} \vec{\Delta}_k f - \vec{v} \vec{\Delta}_r f + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision} \quad (2.3)$$

La résolution de cette équation très complexe est ramenée à la résolution de trois autres équations plus simples : celle de la conservation des particules, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le terme dû aux collisions est exprimé en fonction de

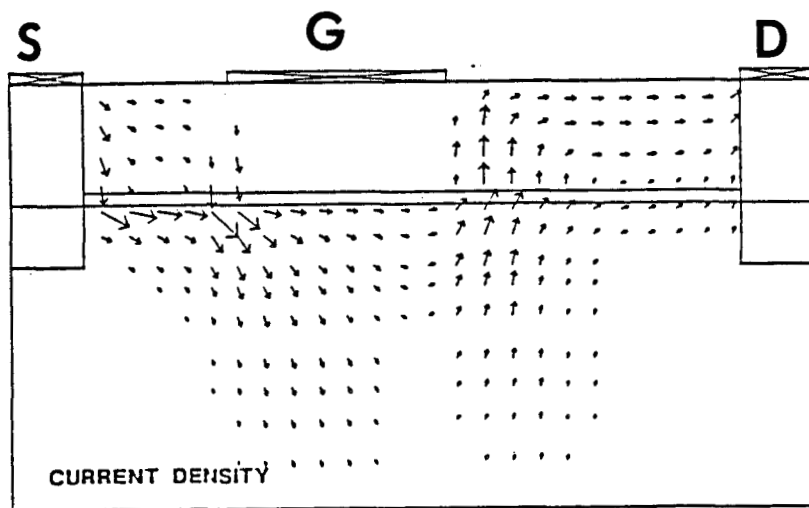


Figure 2.3 : Exemple de lignes de courant obtenues avec un modèle bidimensionnel hydrodynamique [7,11].

l'énergie moyenne des particules.

Tout comme dans le modèle précédent le problème qui se pose est celui de l'introduction de la quantification du puits. Deux attitudes sont généralement prises. La première consiste à faire des approximations [10], la seconde à négliger complètement la quantification [7,11]. Dans ce dernier cas, il a été montré que la statistique de Fermi-Dirac donne une assez bonne précision.

Dans le premier cas l'approximation, par exemple, la plus courante d'un puits triangulaire doit être accompagnée par l'hypothèse d'une barrière infinie c'est-à-dire qu'aucun électron ne peut "sauter" par dessus la barrière et retourner dans la couche d'AlGaAs. Sans cette hypothèse simplificatrice, il faudrait résoudre l'équation de Schrödinger et l'équation de Poisson en plus des équations citées précédemment. Le problème posé ainsi est presque impossible à résoudre.

Un modèle a été mis au point au laboratoire par T.A. Shawki [7,11]. Il utilise la statistique de Fermi-Dirac et tient compte également des électrons piégés dans les centres DX et des effets de la dynamique non stationnaire. Ce programme semble bien décrire les mécanismes de transport dans le FET. Il met en évidence par exemple l'accumulation des porteurs chauds en sortie de grille ainsi que leur transfert soit dans la couche d'AlGaAs soit en volume dans la couche de GaAs. Un exemple typique de carte des lignes de courant obtenues avec ce modèle, est donné figure 2.3.

Le principal inconvénient pour son utilisation dans notre cas est sa complexité et son coût en calcul. Néanmoins des résultats particuliers communiqués par T.A. Shawki nous ont servi pour valider certains aspects de notre modèle.

2.3.2 Modèles unidimensionnels ou pseudobidimensionnels

Ces modèles reposent essentiellement sur l'aspect contrôle de charge dans l'hétérojonction. Ils permettent de calculer la charge interfaciale N_s au niveau de l'hétérojonction et la charge et la concentration au porteur libres dans l'AlGaAs, un potentiel extérieur V_{gs} étant imposé sur la grille. En faisant varier ce potentiel V_{gs} , on peut calculer la variation de la charge ainsi que la capacité équivalente C_{gs} .

L'estimation du courant (quand elle est réalisée) est faite soit en supposant que la charge N_s reste constante sur l'axe longitudinal et que les porteurs sont animés d'une vitesse moyenne \bar{v} , soit en prenant des hypothèses analogues à celles utilisées par A. Cappy dans son modèle relatif au MESFET, c'est-à-dire en supposant que le champ électrique est dirigé horizontalement dans le canal et verticalement dans la zone désertée sous la grille. Dans ce cas, le modèle est dit "pseudo-bidimensionnel" et doit être considéré comme étant, en fait, un couplage de deux descriptions unidimensionnelles.

Malgré sa simplicité ce type de modèle permet de traiter les effets de dynamique non stationnaire, d'échauffement des porteurs et d'une éventuelle accumulation en sortie de grille. L'expérience a montré que les renseignements ainsi obtenus constituent souvent une approximation raisonnable de ce que l'on peut avoir en utilisant les modèles beaucoup plus rigoureux, Monte-Carlo ou hydrodynamiques.

En ce qui concerne la commande de charge par la grille, deux sortes d'approches peuvent être distinguées selon la méthode utilisée pour calculer la charge interfaciale.

2.3.2.1 Modèles quantiques

Ici on prend en compte la quantification de l'énergie des porteurs. Un des premiers modèles proposés dans ce sens est le modèle de Delagebeaudeuf. Ayant supposé que le puits de potentiel est triangulaire et n'ayant considéré que deux sous-bandes, Delagebeaudeuf a intégré l'équation de Schrödinger. Ensuite, il a exprimé N_s en fonction du champ électrique et a abouti à l'équation suivante :

$$N_s = D \times \frac{kT}{q} \sum_{n=1}^2 \text{Log} \left(1 + \exp \frac{(E_f - E_n)}{kT} \right) \quad (2.4)$$

où $E_n = \gamma_n(N_s)^{3/2}$ = énergie des sous-bandes, D et γ_n étant des constantes. Cette équation est facile à résoudre numériquement et donne des solutions très voisines de celles de modèles quantiques plus rigoureux.

Les modèles plus précis consistent à ne faire aucune hypothèse sur la forme du puits. Ils sont appelés "autocohérents". Leur principe a été posé à l'origine par Stern [12] pour étudier le phénomène d'inversion dans les MOSFETs à accumulation. Ce principe a été repris ensuite par de nombreux chercheurs pour le cas de l'hétérojonction [13,23].

Partant d'une distribution initiale du potentiel, on résout l'équation de Schrödinger (5) :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta\Psi_i + V_o(z)\Psi_i = \epsilon_i\Psi_i \quad (2.5)$$

Ψ_i étant la fonction d'onde et z l'abscisse du point considéré. Connaissant maintenant la répartition des porteurs, on peut résoudre l'équation de Poisson (6) pour calculer le nouveau potentiel. Le calcul s'arrête quand les solutions successives du potentiel et de la répartition des porteurs sont très voisines.

2.3.2.2 Modèle non quantique

Ils sont basés sur la résolution de l'équation de Poisson (6) et celle de la continuité du courant (9) en supposant l'absence de courant de grille. Ils diffèrent par la statistique utilisée et ne prennent pas en compte les effets quantiques, ce qui peut constituer un inconvénient dans certains cas de structure. Cependant ils sont souples d'emploi avec un temps de calcul très faible. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de retenir pour notre étude ce type de modèle. Il est présenté dans le paragraphe suivant, où nous montrons son intérêt et ses limites.

2.4 Outils d'optimisation

Comme nous venons de le voir, l'optimisation du TEGFET pour la puissance est un problème très complexe. Pour le mener à bien, il faut s'équiper d'outils théoriques et expérimentaux efficaces. Au premier abord on pourrait penser que l'étude expérimentale est la plus importante puisqu'elle traduit les performances réelles du composant. Il n'en est rien car souvent, si l'expérience répond à certaines questions, elle en pose d'autres.

L'utilisation simultanée de l'expérience et de la simulation nous paraît la méthodologie la plus efficace pour atteindre notre objectif. C'est cette démarche qui est utilisée dans tous les développements qui suivent.

La partie expérimentale comprend essentiellement la caractérisation statique et dynamique du TEGFET. La partie théorique est basée sur la description du fonctionnement physique du composant par un modèle de simulation. Ce modèle est simple,

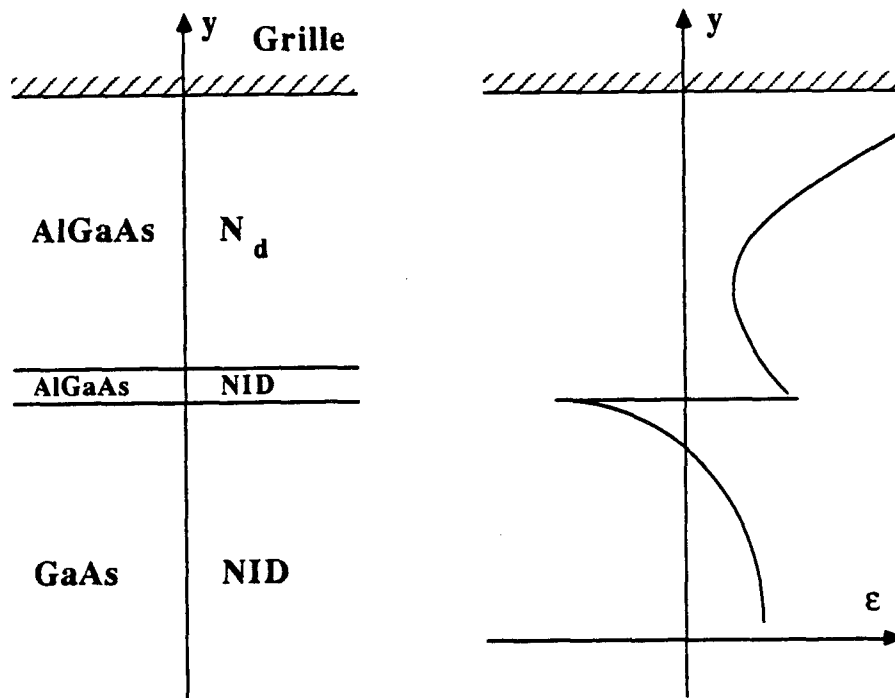


Figure 2.4 : Configuration unidimensionnelle de la bande de conduction dans une structure TEGFET classique.

rapide (à cause du temps limité dont nous disposons), "adaptable" aux structures particulières à la puissance mais tient, cependant, compte de certains phénomènes physiques essentiels pour le TEGFET (les centres DX par exemple).

2.4.1 Modèle théorique

2.4.1.1 Principe

La procédure que nous utilisons est semblable à celle utilisée par C. Versnaeyen [14] pour la modélisation de l'hétérojonction GaAs/AlGaAs. Elle repose sur la résolution simultanée et unidimensionnelle de l'équation de Poisson (6) suivant la direction (y) (figure 2.4)

$$\frac{dE(y)}{dy} = \frac{q}{\epsilon} (N_d^+(y) - n(y)) \quad (2.6)$$

et de la continuité du courant (7) :

$$J = q \times n(y) \times \mu \times E(y) - qD_n \frac{dn}{dx}(y) \quad (2.7)$$

En fonctionnement normal, la grille est polarisée en inverse et le courant est nul, l'équation (7) s'écrit alors :

$$\frac{dn(y)}{dx} = \frac{\mu}{D_n} n(y) \times E(y) \quad (2.8)$$

avec y = l'abscisse suivant la direction considérée
 $E(y)$ = carte du champ électrique à l'abscisse y
 $n(y)$ = concentration en porteurs libres à l'abscisse y
 $N_d^+(y)$ = concentration en atomes donneurs ionisés dont nous verrons l'expression dans la suite.

Les autres notations ont leur signification habituelle.

2.4.1.2 Méthode de calcul

On commence le calcul dans le GaAs en un point éloigné de l'hétérojonction. Le potentiel en ce point est de toute logique le même que dans le GaAs en volume. Cependant pour le démarrage du calcul on suppose une très légère accumulation, de

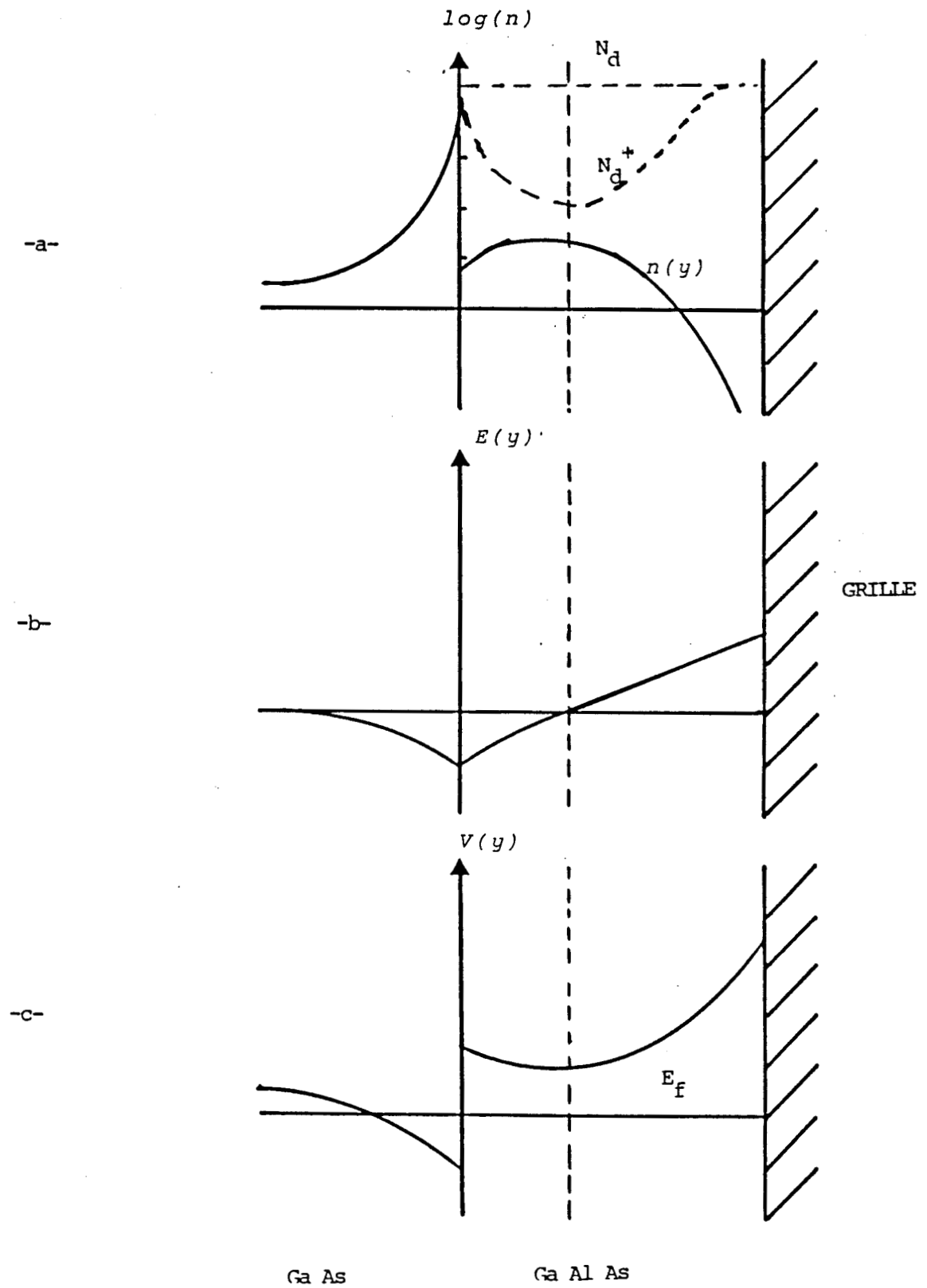


Figure 2.5 : Evolutions spatiales unidimensionnelles de la concentration en électrons (a), du champ électrique (b) et du potentiel (c) lors de la commande de grille.

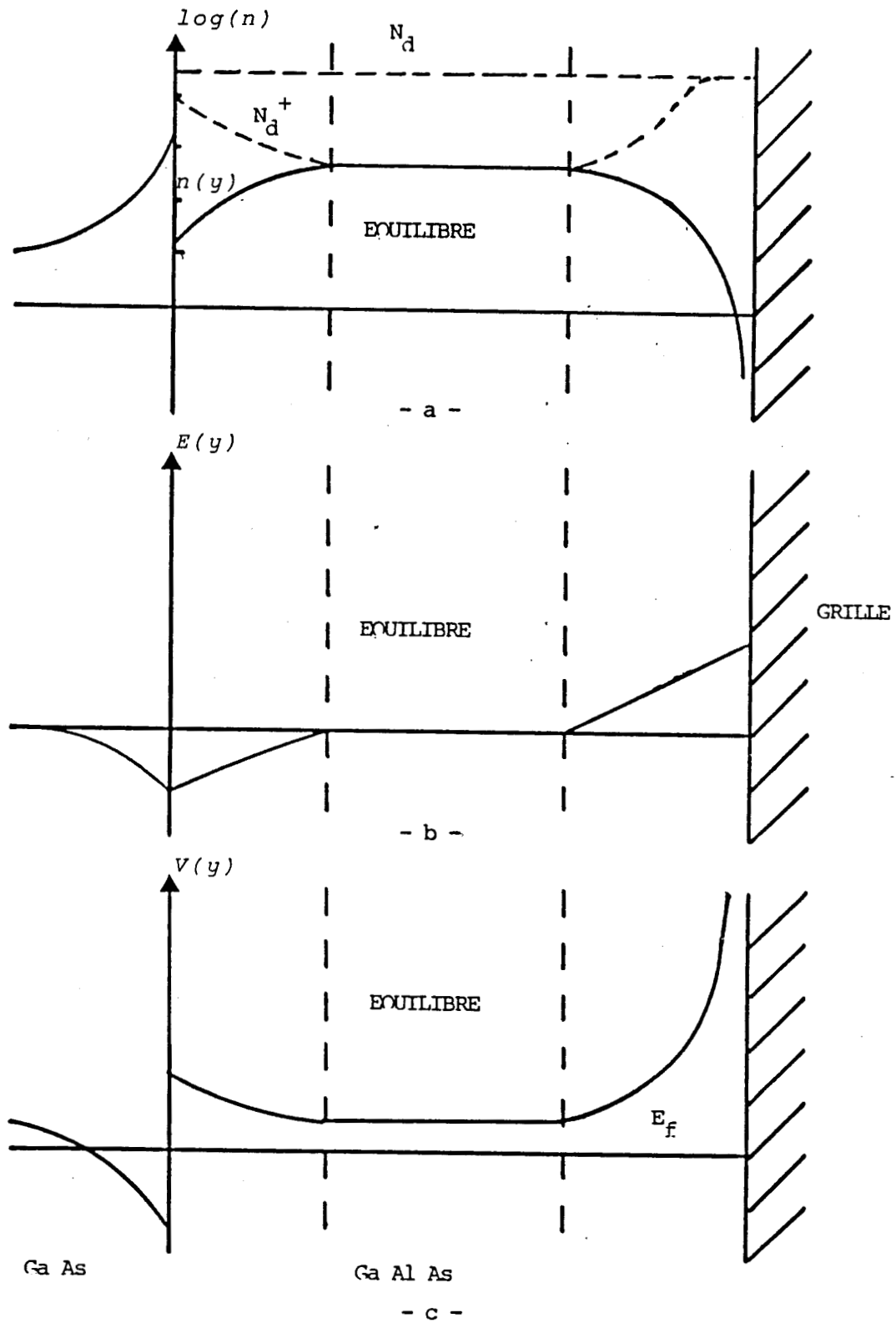


Figure 2.6 : Evolutions spatiales unidimensionnelles de la concentration en électrons (a), du champ électrique (b) et du potentiel (c) lors de la perte de commande de grille.

sorte que la concentration électronique, n_o soit un peu supérieure à la densité N_d d'atomes donneurs dans le GaAs :

$$n_o = (1 + \epsilon)N_d \quad (2.9)$$

Le champ électrique en ce point est classiquement déterminé par :

$$E_o^2 = \frac{2kT}{\epsilon} \left[n_o - N_d - N_d \times \text{Log} \frac{N_o}{N_d} \right] \quad (2.10)$$

Connaissant ce couple de valeur (n_o, E_o) , on intègre avec une procédure de Rungekutta les équations (6) et (8) jusqu'au niveau de l'hétérojonction. Pour passer dans la couche d'AlGaAs, on applique la continuité du champ électrique et la discontinuité du potentiel. Connaissant à nouveau le couple de valeur (n_1, E_1) on intègre les équations (6) et (8) jusqu'à la grille, ce qui permet de connaître la tension V_g en tenant compte de la barrière métal-semiconducteur. L'intégration des charges dans le GaAs permet alors de déterminer N_s , la densité surfacique sous la grille des électrons, constituant le gaz 2D.

Avec cette procédure on peut, pour chaque valeur de V_g , connaître la valeur de N_s correspondante. Ce travail est fait en deux étapes :

- Dans une première étape on recherche les conditions de l'hétérojonction à l'équilibre. Pour une valeur donnée de n_o , on cherche dans la couche d'AlGaAs à l'abscisse où le champ électrique est nul. Trois cas peuvent se présenter suivant que la concentration $n(y)$ est inférieure, égale ou supérieure à N_d^+ . Le dernier cas n'a aucune signification physique et se traduit par la divergence du calcul. Le premier cas correspond à la commande de N_s par V_g (figure 2.5). Le second correspondant à l'hétérojonction en équilibre (figure 2.6). En "ajustant" n_o , on essaie de s'en approcher le plus possible.
- Dans une seconde étape on balaye toutes les valeurs de la tension V_g en utilisant une procédure qui consiste à partir du cas où l'hétérojonction est à l'équilibre et à reculer la position de la discontinuité de bande comme il est montré sur la figure 2.7. Cela s'accompagne d'une diminution de la charge N_s , et de l'augmentation

en valeur absolue de V_g . On peut décrire l'évolution de $N_s(V_g)$ de l'équilibre jusqu'au pincement.

2.4.1.3 Discussion de la validité du modèle

2.4.1.3.1 Statistiques utilisées

La statistique utilisée la plus communément dans l'étude des semi-conducteurs est celle de Maxwell-Boltzmann. Cette statistique donne une relation très simple entre le niveau de Fermi et le nombre d'électrons libres en chaque point du semi-conducteur :

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (2.11)$$

- où E_f = niveau de Fermi
- E_c = niveau de la bande de conduction
- N_c = densité d'états quantiques disponibles

Cette relation est en réalité une approximation de la statistique de Fermi-Dirac. Elle reste valable si le nombre de porteurs est suffisamment inférieur au nombre d'états quantiques disponibles.

Dans le cas d'une hétérojonction, cette condition n'est pas remplie en tout point. En effet, quand les électrons se confinent, des interactions apparaissent du fait de leur caractère de fermions et la statistique de fermi-Dirac devient nécessaire. Dans ces conditions la relation (11) est remplacée [15] par :

$$n = N_c F_{1/2}\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (2.12)$$

et la relation d'Einstein [16] par :

$$\frac{D_n}{\mu} = \frac{2kT}{q} F_{1/2}\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) / F_{-1/2}\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (2.13)$$

où

$$F_\alpha(\eta) = \int_0^\infty \frac{\eta}{1 + \exp(\eta - x)} dx \quad (2.14)$$

Pour ne pas alourdir le programme et éviter les imprécisions dues au calcul des intégrales de Fermi, des formes polynomiales approximatives sont utilisées [17,18] :

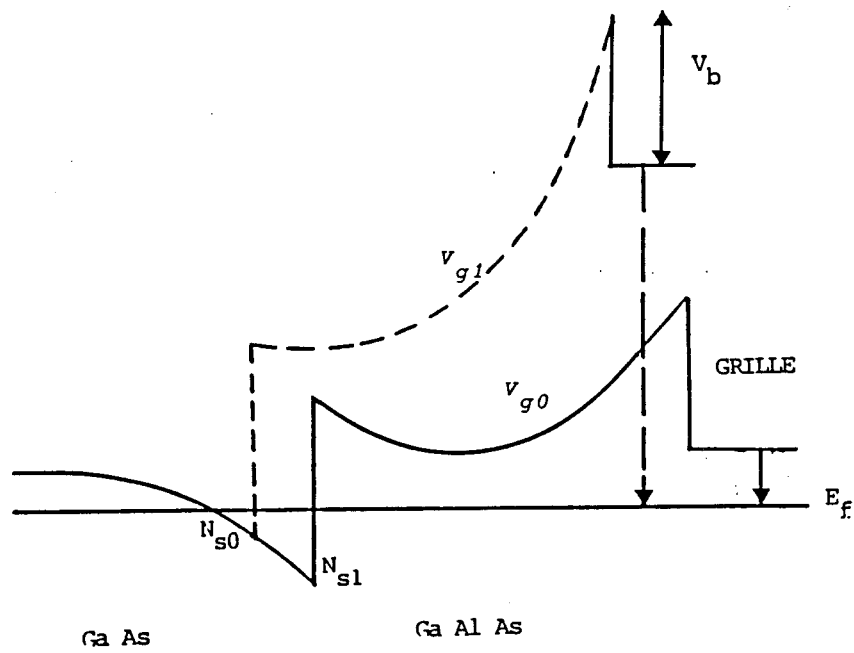


Figure 2.7 : Structure de bande pour deux valeurs différentes de V_g

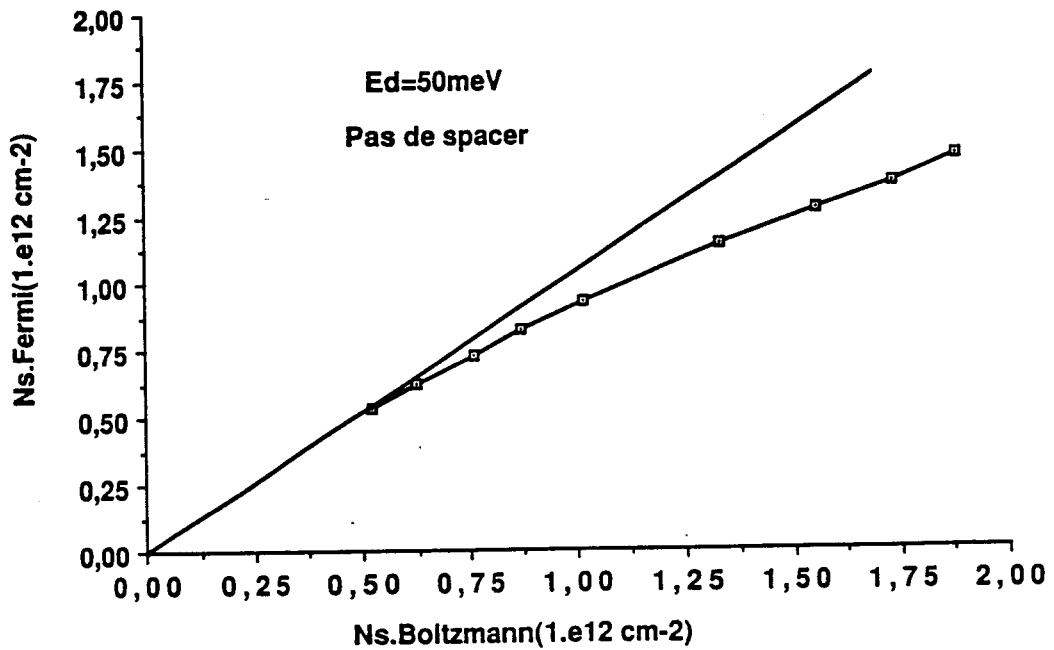


Figure 2.8 : Charges interfaciales calculées en utilisant une statistique de Boltzmann et une statistique de Fermi-Dirac (structure classique).

$$\mu = \frac{4}{3\sqrt{\Pi}}\eta^{3/2} \left[1 + \frac{\Pi^2}{8\eta^2} - \frac{7\Pi^4}{640\eta^4} + \dots \right] \quad (2.15)$$

$$\eta = \ln \left[(u) + 0,3536u - 4,95 \cdot 10^{-3}u^2 + 1,48 \cdot 10^{-4}u^3 - \dots \right] \quad (2.16)$$

$$\frac{D_n}{\mu} = \frac{kT}{q} \left[1 + 0,3536\beta - 9,9 \cdot 10^{-3}\beta^2 + 4,45\beta^3 + \dots \right] \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \text{où } u &= F_{1/2}(\eta) \\ \beta &= \frac{n(y)}{N_c} \end{aligned}$$

Pour mettre en évidence l'importance du choix de la statistique à utiliser, nous avons calculé dans différents cas la charge interfaciale N_s par la statistique de Boltzmann et celle de Fermi-Dirac pour l'hétérojonction à l'équilibre. Le résultat est présenté sur la figure 2.8. On peut remarquer que jusqu'à une valeur de $0,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ aucune différence n'existe entre les deux calculs. Autrement dit la distance sur laquelle la densité de charge dépasse la densité d'états quantiques N_C est encore faible. Cette distance prend de plus en plus d'importance au fur et à mesure que la charge N_s croît. Ceci se traduit par une différence croissante entre les deux statistiques. Ainsi une surestimation atteignant 30 % peut-être commise par l'utilisation de la statistique de Boltzmann quand N_s est de $1,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

Nous avons également comparé les deux statistiques quand on effectue une commande par la tension V_g . La figure 2.9.a correspond à une structure à charge interfaciale limitée par la présence d'un spacer large. On peut remarquer que les deux courbes restent pratiquement confondues pour toutes les valeurs de V_g . Par contre pour la structure de la figure 9b, pour laquelle on a une charge interfaciale importante (pas de spacer), une différence notable apparaît dès que la tension V_g dépasse -0,5 V et atteint 30 % de la valeur de N_s à canal ouvert.

En résumé, nous pouvons dire que les limites de validité de la statistique de Boltzmann se situent pour une charge interfaciale de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ce qui correspond à un dopage de la couche d'AlGaAs inférieur à $7 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$. Ce résultat a été par ailleurs signalé par d'autres auteurs [19, 20, 21].

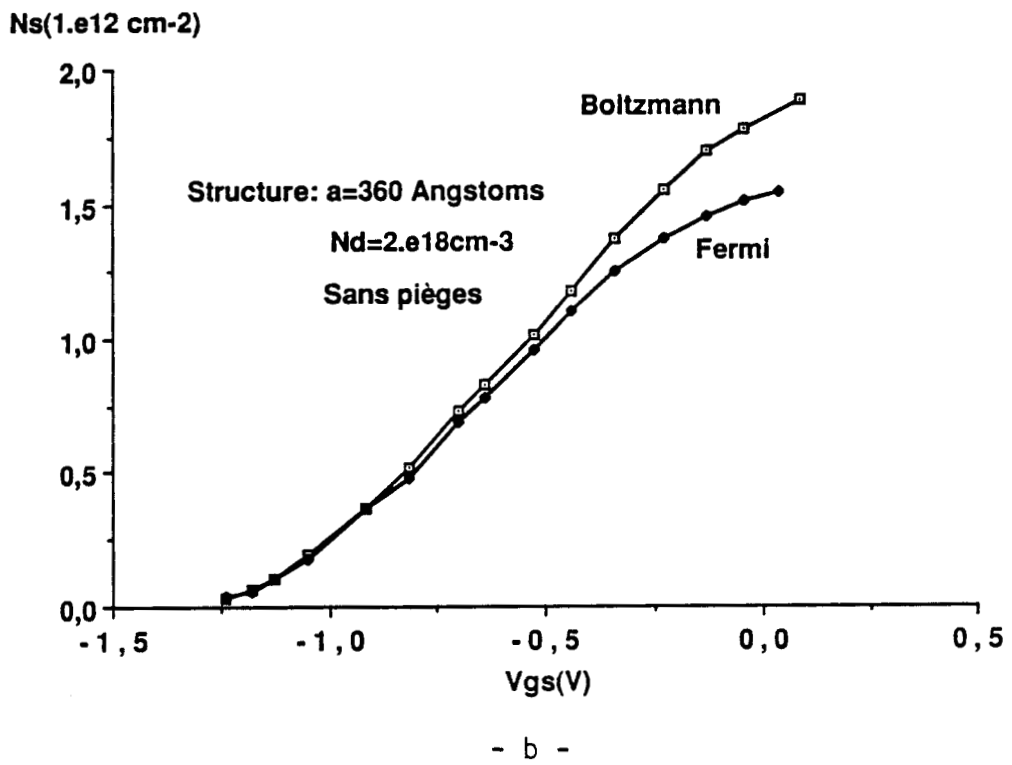
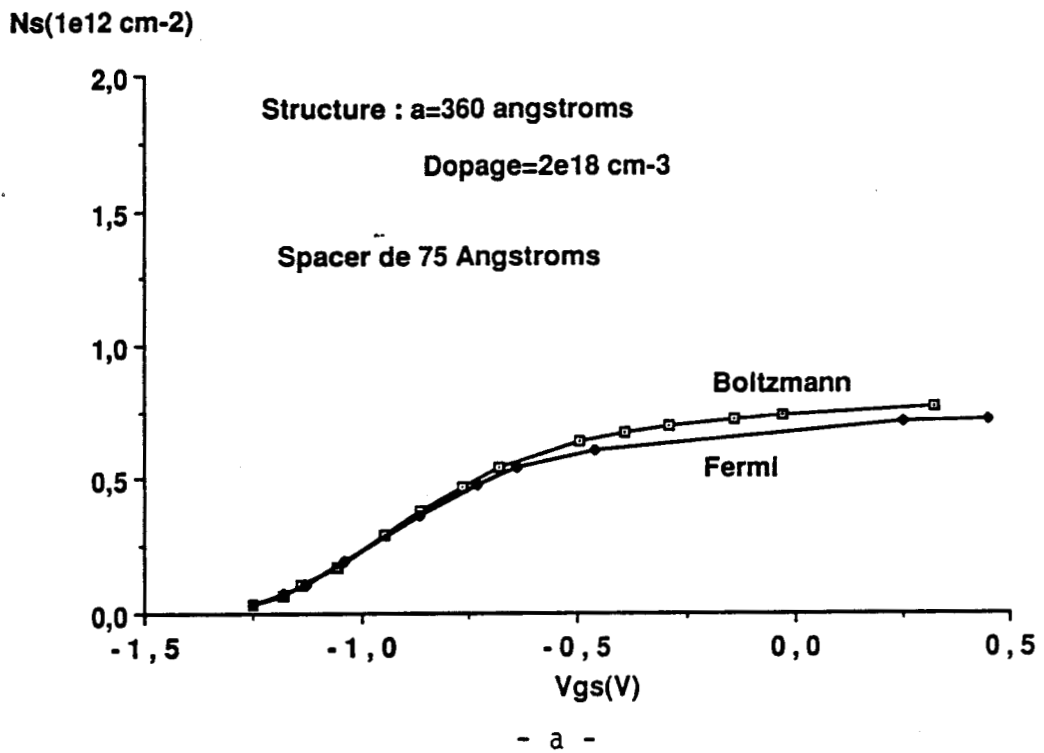


Figure 2.9 : Comparaison des caractéristiques utilisant les statistiques de Boltzmann et de Fermi-Dirac $N_s(V_g)$ pour une structure ayant une faible concentration, N_s , (a) et une forte concentration (b).

2.4.1.3.2 Erreur due à la non prise en compte de la quantification

La résolution des équations (6) et (8) avec une statistique de Fermi-Dirac ou de Boltzmann suppose que les porteurs sont répartis au niveau de l'hétérojonction de la même façon que s'ils étaient en volume. En réalité, le puits étant confiné dans l'espace, sa largeur est inférieure au libre parcours moyen des électrons. Ces derniers se comportent alors comme des particules libres dans un puits de potentiel. Leurs états d'énergie sont quantifiés [22]. La détermination rigoureuse de leur répartition passe alors par la résolution de l'équation de Schrödinger (5) couplée à l'équation de Poisson (6) [12, 13, 23].

Comparé au nôtre, ce modèle a l'avantage de déterminer les différents niveaux d'énergie ainsi que la répartition spatiale (figure 2.10) et énergétique des porteurs. Il permet par ailleurs une évaluation précise de la charge totale accumulée au niveau de l'hétérojonction. En contrepartie quand ce modèle est utilisé pour la commande de charge, son temps de calcul devient long.

Si la connaissance des niveaux d'énergie et la répartition exacte des porteurs n'ont dans notre cas qu'une importance secondaire, l'évaluation précise de la charge totale N_s reste primordiale. Nous avons par conséquent entrepris à titre de test une comparaison entre les deux modèles pour une hétérojonction à l'équilibre sans spacer et sans pièges. Le résultat est présenté sur la figure 2.11. On peut observer que la différence entre les valeurs de N_s calculées avec l'un et l'autre des deux modèles est nulle tant que N_s est inférieure à 1.10^{12}cm^{-2} . Cette différence croît pour les valeurs plus élevées de N_s , mais elle reste toutefois inférieure à 5 %. Ce résultat a été déjà annoncé par plusieurs auteurs [19, 24]. Sa répercussion sur le tracé de la bande de conduction se présente comme indiqué sur la figure 2.12. Dans le GaAs on ne décèle pratiquement pas de différence entre les bandes de conduction données par les deux modèles. Par contre, une légère différence apparaît dans l'AlGaAs. On peut l'interpréter par la variation de la zone désertée correspondant à la différence de charge dans le puits.

En conclusion, nous pouvons dire que la statistique de Fermi-Dirac malgré sa simplicité est suffisamment précise pour permettre l'étude de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs. Elle permet en outre un gain de temps considérable. Elle est donc intéressante pour l'optimisation rapide que nous envisageons.

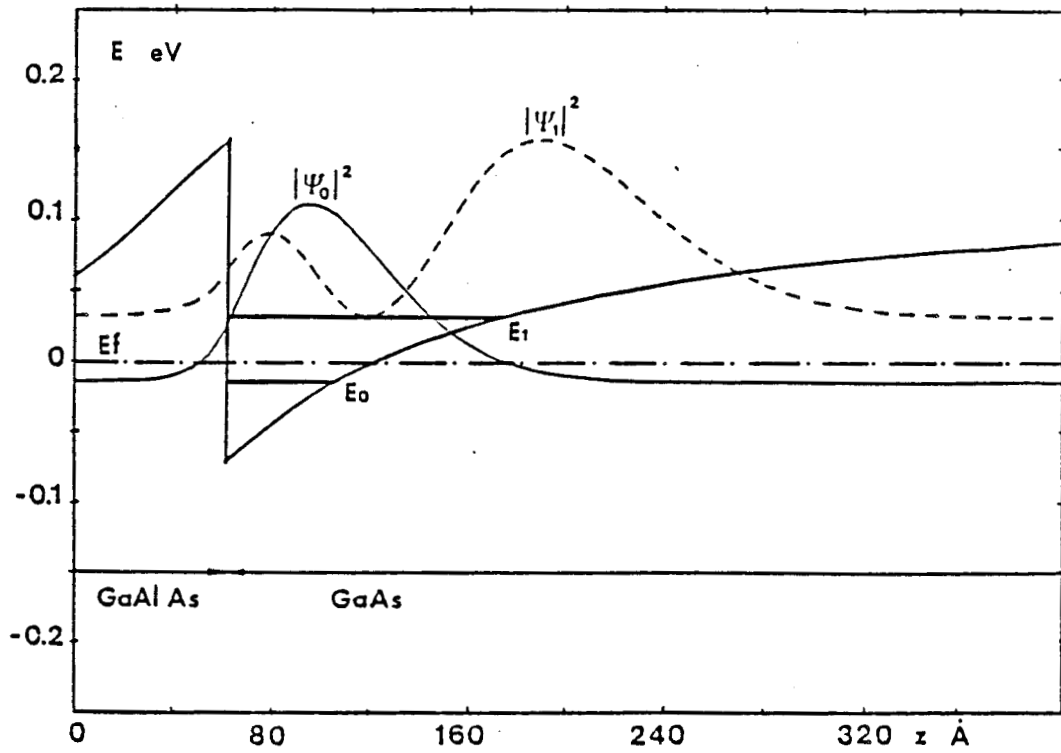


Figure 2.10 : Exemple de résultats obtenus avec un modèle quantique [13] : niveaux d'énergie E_i et fonction d'onde ϕ

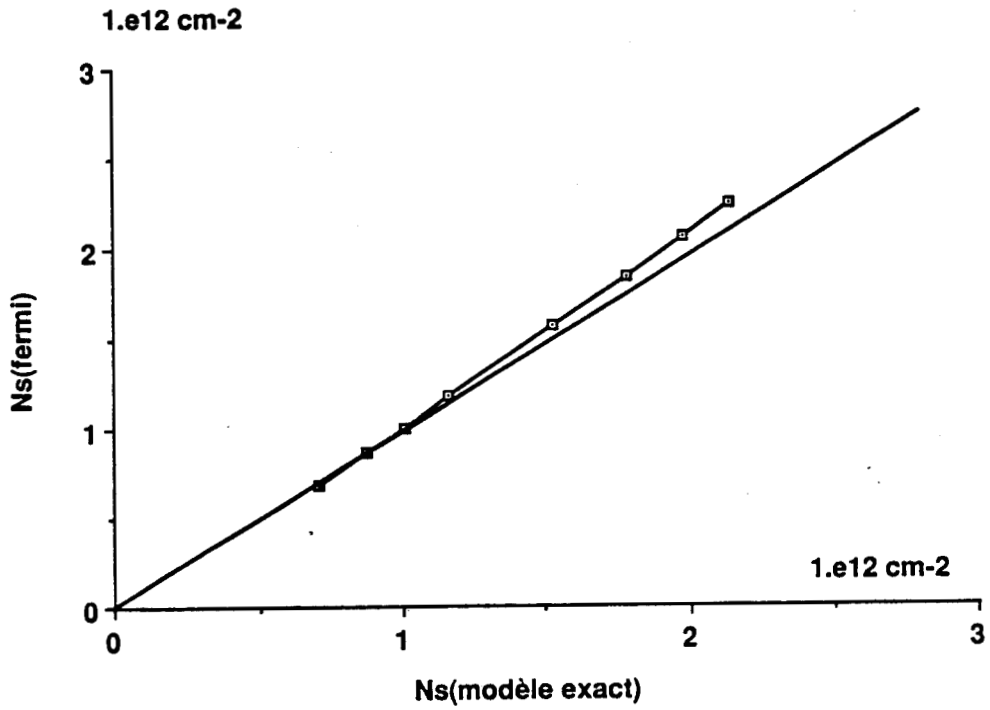


Figure 2.11 : Comparaison des charges interfaciales obtenues avec un modèle unidimensionnel utilisant la statistique de Fermi-Dirac et un modèle unidimensionnel quantique.

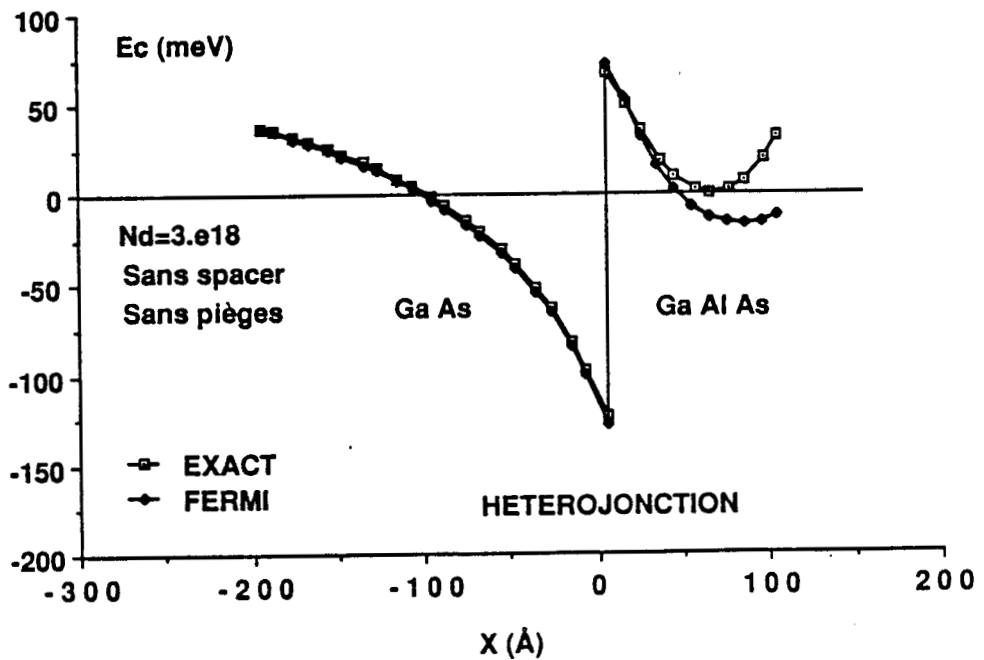


Figure 2.12 : Comparaison des bandes de conductions calculées avec un modèle utilisant la statistique de Fermi-Dirac et un modèle quantique.

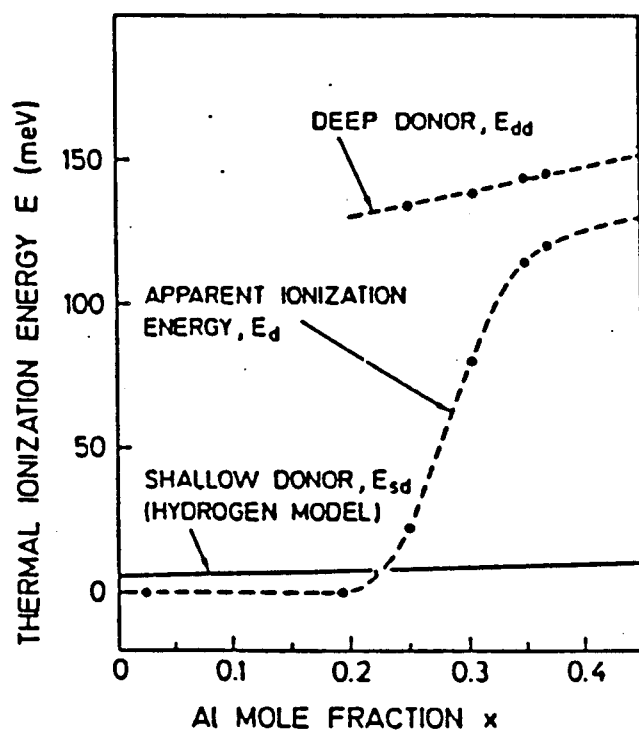


Figure 2.13 : Niveaux donneurs profond, léger et apparent établis expérimentalement par Shubert et al [29].

2.4.1.3.2 Prise en compte des pièges

Dans la plupart des simulations concernant le matériau GaAs, on suppose que tous les atomes donneurs introduits sont ionisés, autrement dit la concentration de porteurs libres présente dans la structure à l'équilibre est égale à celles des atomes donneurs. Cette hypothèse est par ailleurs en accord avec l'expérience [25]. L'explication donnée à ce résultat est que les électrons susceptibles de devenir conducteurs se trouvent sur un niveau donneur voisin de la bande de conduction dont l'éloignement E_d de celle-ci est seulement de 6 mV.

Pour le matériau AlGaAs, un certain nombre d'observations expérimentales ont mis en évidence un comportement complètement différent. On peut en résumer ainsi les grandes lignes :

- A température ambiante pour un taux d'alliage x compris entre 0 et 15 % et pour plusieurs niveaux de dopage, la concentration des porteurs libres mesurée par effet Hall est égale à celle des atomes dopants de silicium.
- Pour x supérieur à 15 %, il apparaît une double dépendance du rapport n/N_d . Ce rapport diminue fortement à dopage constant avec le taux d'alliage, diminution d'autant plus grande que le dopage est important [26,27].

Il diminue également lorsque la température décroît. Sa diminution devient beaucoup moins prononcée en dessous de 125 K. Par ailleurs si on éclaire l'échantillon, il apparaît un phénomène de photoconductivité persistante.

Ces observations expérimentales ont montré à quel point le piégeage des électrons est déterminant pour le fonctionnement du TEGFET. Elles ont mis, d'autre part, en évidence l'existence de deux niveaux donneurs. Un niveau léger semblable à celui qui existe dans le GaAs très proche de la bande Γ ($E_d \simeq 6$ meV) et un second associé soit à la bande X soit à la bande L et qui est beaucoup plus profond (son énergie d'activation E_{dd} est typiquement supérieure à 100 meV). Ce dernier appelé "centre DX" (appellation donnée par Lang et Al [28]) dépend fortement du taux d'alliage.

Pour adapter cet effet du piégeage à notre modèle, nous avons dans un esprit de simplicité, considéré un niveau donneur moyen. Ce niveau dont l'évolution en fonction du taux d'alliage a été proposée par Shubert et Al [29] (figure 2.13) traduit le comportement simultané des deux niveaux. La concentration en donneurs ionisés peut alors être formulée par la relation :

$$N_d^+(x) = \frac{N_d(x)}{1 + 2\exp\left(\frac{-qV(x)+E_d}{kT}\right)} \quad (2.18)$$

où $V(x)$ est le potentiel à l'abscisse x et E_d l'énergie d'activation du niveau apparent qui sera pris le plus souvent de 40 meV, le taux d'aluminium considéré étant de 0.26.

2.4.2 Caractérisations expérimentales

Parallèlement à notre modèle théorique nous avons disposé de moyens de caractérisation des composants du continu jusqu'aux hyperfréquences. Cette caractérisation, entièrement effectuée sur des bancs automatisés, a plusieurs objectifs. D'une part, elle permet d'évaluer l'amélioration apportée par les divers procédés technologiques. On peut aussi grâce à elle, prévoir les potentialités et dans une certaine mesure le comportement en puissance du composant (M.A.G et linéarité par exemple) et en expliquer éventuellement les limitations.

Les étapes suivies dans la caractérisation du composant sont les suivantes :

2.4.2.1 Etude statique

Elle comprend :

- relevé du réseau de caractéristiques $I_d = f(V_{ds}, V_{gs})$ dont on peut déduire les courbes $I_d = f(V_{gs})$ pour différentes valeurs de V_{ds}
- Par dérivation de ces dernières on peut connaître l'évolution de la transconductance g_m statique en fonction de V_{gs}
- Par l'étude du courant direct des grilles en fonction des tensions V_{gs} et V_{gd} on peut déduire les caractéristiques du contact Schottky (hauteur de barrière, coefficient d'idéalité) ainsi que les résistances d'accès parasites de drain et de source (R_s et R_d) et la résistance du canal R_o .

2.4.2.2 Mesure de la mobilité

Elle est basée sur le relevé de la résistance entre drain et source R_{ds} en petit signal (à 100 MHz et plus récemment en continu) avec et sans l'application d'un champ

magnétique. A une tension V_{gs} donnée on peut en déduire la mobilité moyenne des porteurs. On peut aussi en comparant deux valeurs successives de R_{ds} , connaître la mobilité différentielle, c'est-à-dire celle correspondant à une profondeur donnée sous la grille. C'est surtout cette dernière qui est intéressante étant donné le caractère localisé de l'hétérojonction et le contraste de mobilité qu'elle présente par rapport à la couche d'AlGaAs.

2.4.2.3 Mesure de la capacité $C_g(V)$

Cette mesure effectuée à la fréquence de 500 MHz sur le pont de mesure d'impédance HP4191 donne l'évolution de la capacité C_g en fonction de la tension V_{gs} . Par intégration de cette capacité on peut connaître la charge due aux porteurs libres et avoir une détermination plus exacte de la tension de pincement.

2.4.2.4 Caractérisation hyperfréquences

Pour ce relevé on utilise l'analyseur de réseau HP8510. Trois étapes peuvent être distinguées :

- La détermination des éléments d'accès (résistances et inductances de grille, de source et de drain) ainsi que les capacités de plots.
- La mesure des paramètres S_{ij} dans la bande 50 MHz - 5 GHz dont on déduit le schéma équivalent du composant, et ce pour les différentes polarisations V_{gs} . La connaissance préalable des éléments d'accès permet de remonter au schéma équivalent et aux différentes fréquences de coupures intrinsèques.
- La détermination des paramètres S_{ij} dans une plus large bande de fréquence : 1,5 - 26,5 GHz. Le but est de déterminer le domaine de stabilité du transistor et son gain en courant (h_{21}), son gain unilatéral (GTU), le gain maximum en puissance (MAG) et en cas d'instabilité le gain maximum stable (MSG).

2.4.3 Critère d'interprétation des résultats de modélisations

La modélisation doit permettre de comparer entre elles sur le plan de potentialités en puissance différentes structures. Elle doit être aussi en relation étroite avec les données que peut fournir l'expérience.

Les critères qui sont apparus les plus adaptés découlent de l'analyse suivante : De manière très schématique on peut poser pour expressions de courant de drain, de la transconductance et de la capacité grille-source :

$$Id = qZ [N_s \bar{V}_s + N_{al} \bar{V}_{al}] \quad (2.19)$$

$$g_m = qZ \left[\frac{\partial N_s}{\partial V_g} \bar{V}_s + \frac{\partial N_{al}}{\partial V_g} \bar{V}_{al} + N_s \frac{\partial \bar{V}_s}{\partial V_g} + N_{al} \frac{\partial \bar{V}_{al}}{\partial V_g} \right] \quad (2.20)$$

$$C_g = qZLg \left[\frac{\partial N_s}{\partial V_g} + \frac{\partial N_{al}}{\partial V_g} + \frac{\partial N_p}{\partial V_g} \right] \quad (2.21)$$

où N_s , N_{al} et N_p sont respectivement, les densités surfaciques sous la grille des électrons libres dans le GaAs, des électrons libres dans l'AlGaAs et des électrons piégés par les centres DX dans l'AlGaAs. Ces trois quantités étant obtenues par intégration dans chacune des zones concernées des concentrations locales obtenues par la modélisation décrite au paragraphe 4.1.

\bar{V}_s et \bar{V}_{al} sont, respectivement, les vitesses moyennes de déplacement entre source et drain des porteurs libres dans le gaz 2D et dans l'AlGaAs. Z et L_g sont, respectivement, la largeur et la longueur de grille.

De manière générale ces expressions peuvent être simplifiées compte tenu du fait que $V_s \gg \bar{V}_{al}$ et que les dérivées de \bar{V}_s et \bar{V}_{al} par rapport à V_g n'interviennent qu'au second ordre.

Pour l'utilisation de ces expressions, trois cas de fonctionnement peuvent être distingués :

- 1er cas : Fonctionnement quasi-statique

C'est le cas correspondant à des conditions telles que la variation de V_g est supposée faible et très lente devant les temps nécessaires au piégeage ou dépiégeage et quelques centaines de microsecondes pour le dépiégeage).

- 2eme cas : Fonctionnement hyperfréquences petit signal

La période hyperfréquences étant toujours beaucoup plus faible que les temps de piégeage et de dépiégeage, on admet que le nombre de porteurs piégés reste fixe et égal à celui correspondant au point de polarisation. Dans les expressions ci-dessous, on néglige alors le terme $\frac{\partial N_p}{\partial V_g}$. L'hypothèse de l'invariance du nombre des porteurs piégés se répercute implicitement, par le calcul, sur N_s et N_{al} .

• 3ème cas : Fonctionnement hyperfréquences grand signal

La description du fonctionnement par la modélisation s'opère de proche en proche en faisant varier par pas successifs la tension V_g , avec comme point de départ le point de polarisation choisi. Le nombre de porteurs piégés est supposé fixe comme dans le cas précédent. On obtient les valeurs instantanées (en fonction de V_g) de N_s , de N_{dt} et par conséquent du courant instantané I_d . Les expressions de g_m et de C_g ci-dessus n'ont plus de sens. Par contre, il est intéressant de définir une nouvelle transconductance instantanée par la quantité

$$qZ \left[\frac{\partial N_s}{\partial V_g} \cdot \bar{V}_s \right]$$

où N_s et V_g sont en valeurs instantanées.

Cette discussion nous a amené à retenir essentiellement deux types de critères pour comparer les structures entre elles. Le premier se réfère aux deux premiers cas de fonctionnement et revient à prendre comme grandeurs test la transconductance statique et la transconductance hyperfréquences petit signal. Ces deux grandeurs présentent l'avantage de pouvoir être confrontées directement aux caractérisations expérimentales.

Le deuxième critère se rapporte au 3ème cas de fonctionnement sur le plan de la modélisation, on utilisera d'une part la variation en valeurs instantanées de N_s et en fonction de V_g ou de sa dérivée $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$. Le point de polarisation qui sera choisi, correspondra à une valeur de N_s égal à la moitié de sa valeur maximum à saturation en statique ($N_s = \frac{N_{smax}}{2}$).

L'inconvénient de ce critère est qu'aucune caractérisation directe ne peut être effectuée expérimentalement, à titre de confrontation. La vérification expérimentale ne peut être que globale, au vu des résultats des essais en amplification de puissance.

2.5 Structures classiques : tentative d'optimisation et limitations principales

La première étape de notre travail d'optimisation a été de voir le rôle de différentes caractéristiques technologiques des structures classiques afin d'en comprendre les limitations et concevoir à la lumière de ces résultats de nouvelles structures.

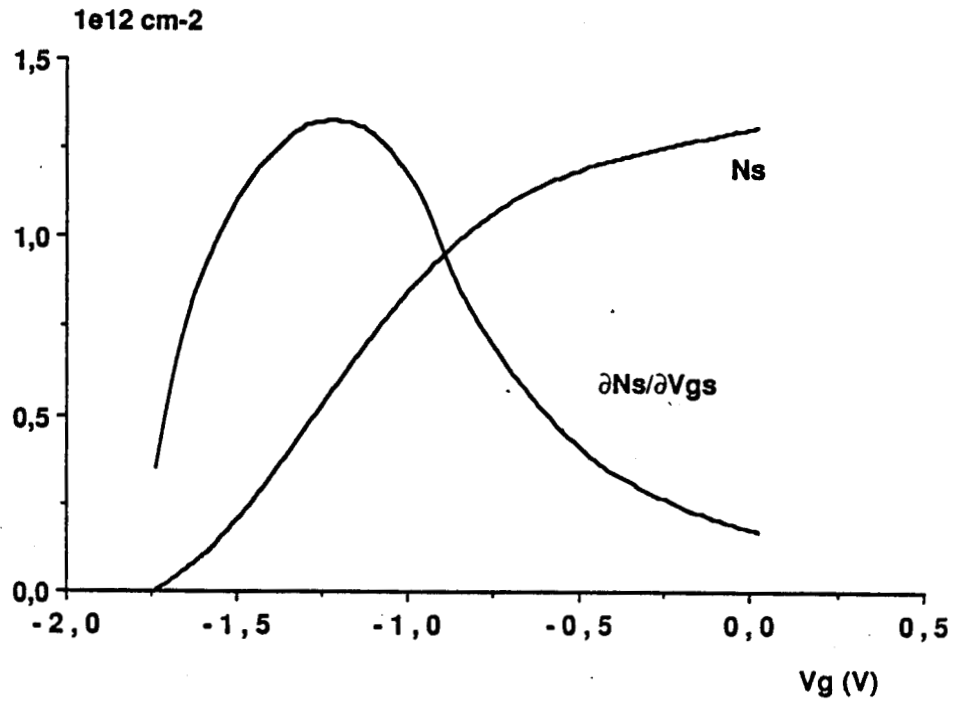


Figure 2.14 : Résultats typiques obtenus pour une structure classique : évolution de la charge interfaciale et de sa dérivée en fonction de V_g .

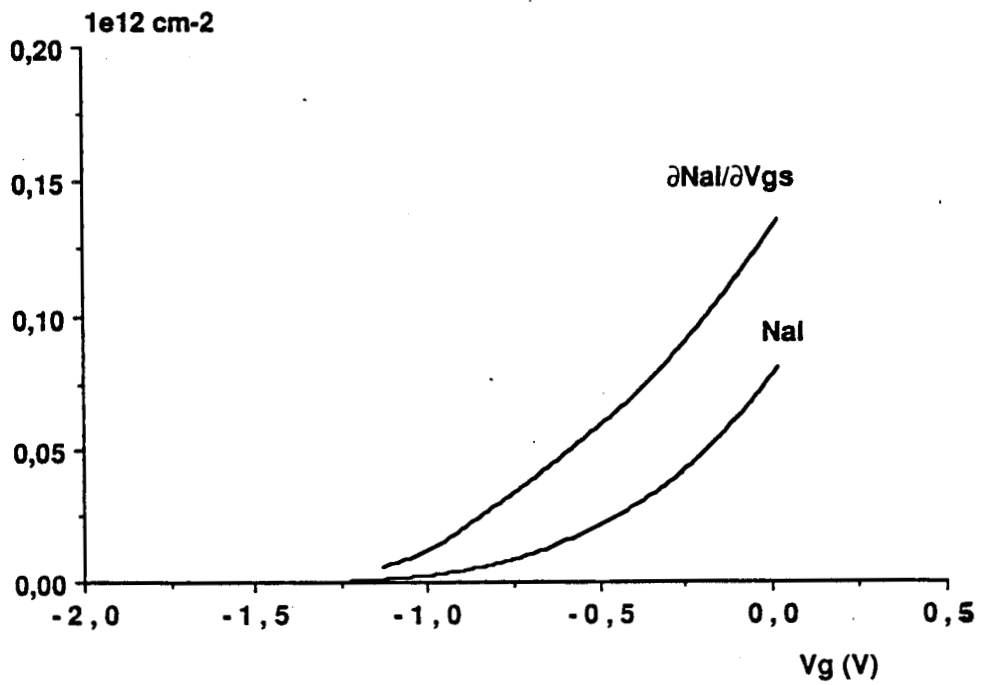


Figure 2.15 : Evolution de la charge libre dans la couche d'AlGaAs, et de sa dérivée en fonction de V_g .

2.5.1 Résultats typiques obtenus

2.5.1.1 Fonctionnement en statique

La structure simulée est celle d'un TEGFET sans spacer dont la couche active a un dopage uniforme de 2.10^{18}cm^{-3} et une épaisseur de 400 Å.

Sur la figure 2.14 sont présentées les évolutions en statique de la charge interfaciale N_s et de sa dérivée $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ en fonction de la tension V_g . Ces évolutions mettent bien en évidence le caractère localisé de la commande de l'hétérojonction.

Sur la figure 2.15, nous présentons les évolutions en statique de N_{al} dans la couche d'AlGaAs et de sa dérivée en fonction de V_g . Nous pouvons remarquer que cette charge est beaucoup plus faible que celle, N_s , présente dans l'hétérojonction et ce, même à canal ouvert. De plus, on sait que la vitesse dans l'AlGaAs est relativement réduite. La contribution de la couche d'AlGaAs à la valeur de la transconductance sera donc relativement limitée.

La figure 2.16 montre le piégeage des électrons par les centres DX. Ce phénomène ne prend de l'importance que lorsque le gaz 2D n'est plus que très peu commandé.

Ces résultats expliquent la nette dégradation observée expérimentalement du comportement en statique du TEGFET lorsqu'on s'approche de la mise en direct de la grille. Deux effets interviennent alors simultanément : la perte de commande du gaz et l'apparition du piégeage. L'effet du "MESFET parallèle" est beaucoup plus limité. Remarquons cependant que dans la réalité, cet effet prendra une certaine importance avec l'injection des porteurs chauds dans la couche d'AlGaAs à tension V_{ds} importante [7].

2.5.1.2 Fonctionnement dynamique petit signal

En fonctionnement hyperfréquences petit signal, nous avons également calculé en fonction de la polarisation de grille V_g , l'évolution des deux grandeurs $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ et $\frac{\partial N_{al}}{\partial V_g}$ (figures 2.17 et 2.18) qui traduisent le contrôle dynamique de charge dans le gaz 2D et la couche de GaAlAs.

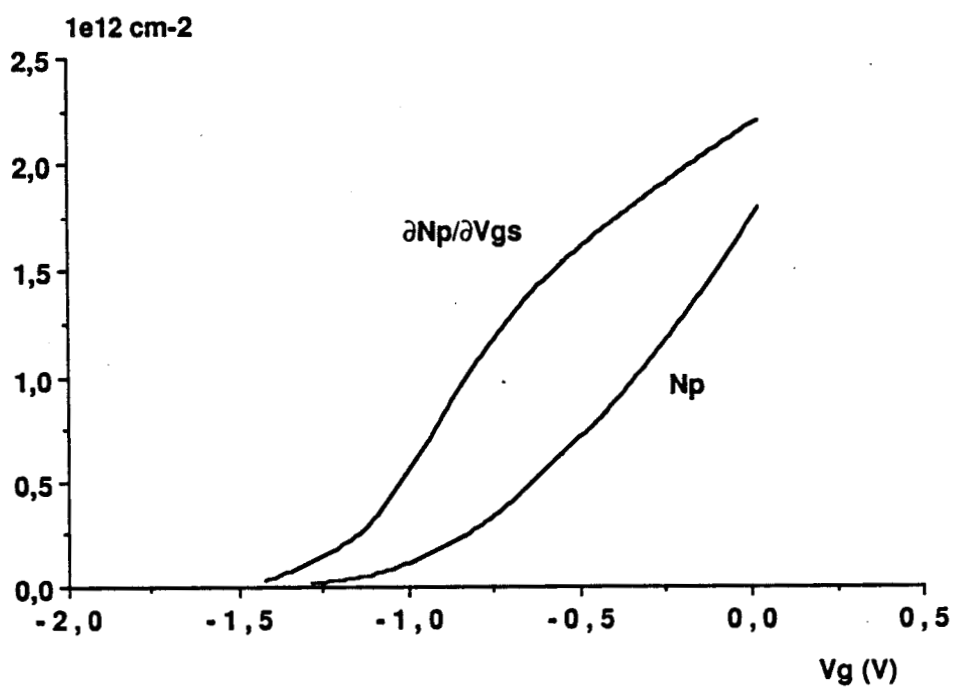


Figure 2.16 : Evolution de la charge piégée dans la couche d'AlGaAs, et de sa dérivée en fonction de V_g .

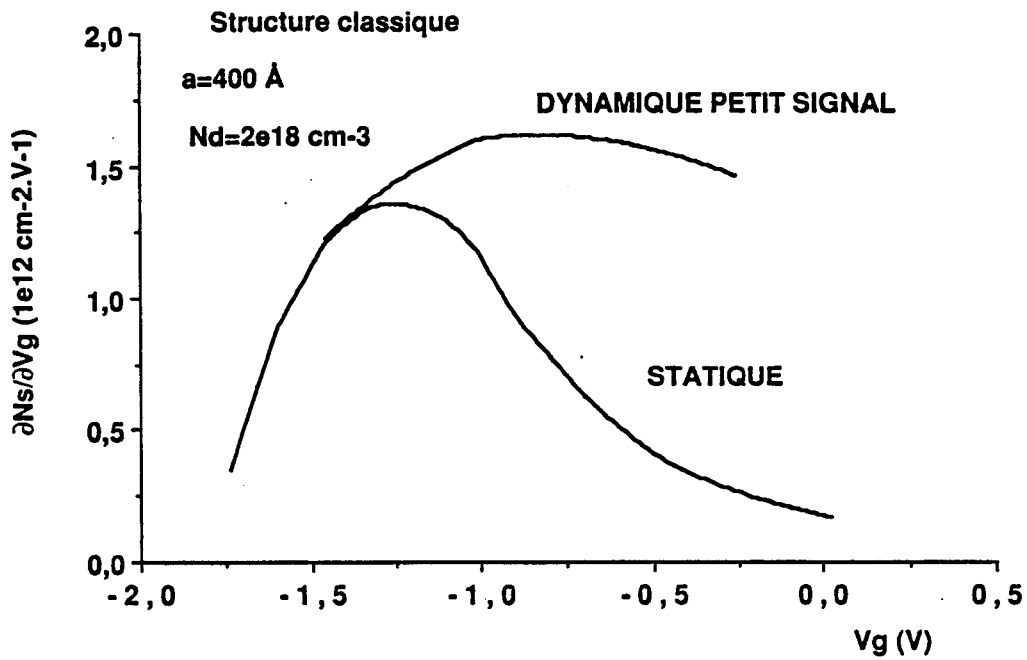


Figure 2.17 : Commande de la charge interfaciale en régime statique et dynamique petit signal.

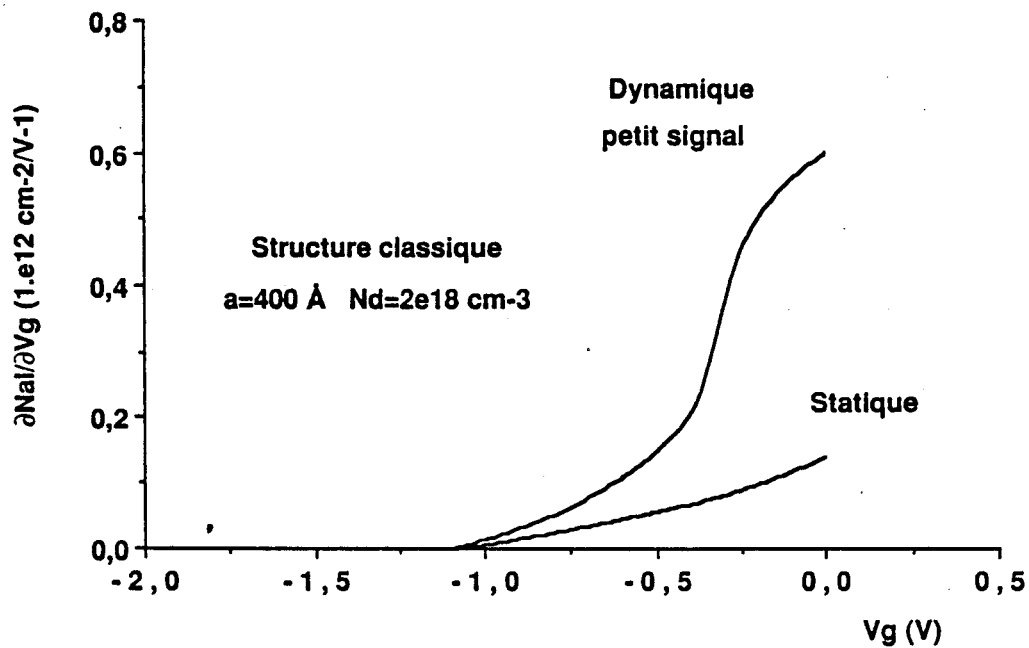


Figure 2.18 : Commande de la charge libre de la couche d'AlGaAs en régime statique et en régime dynamique petit signal.

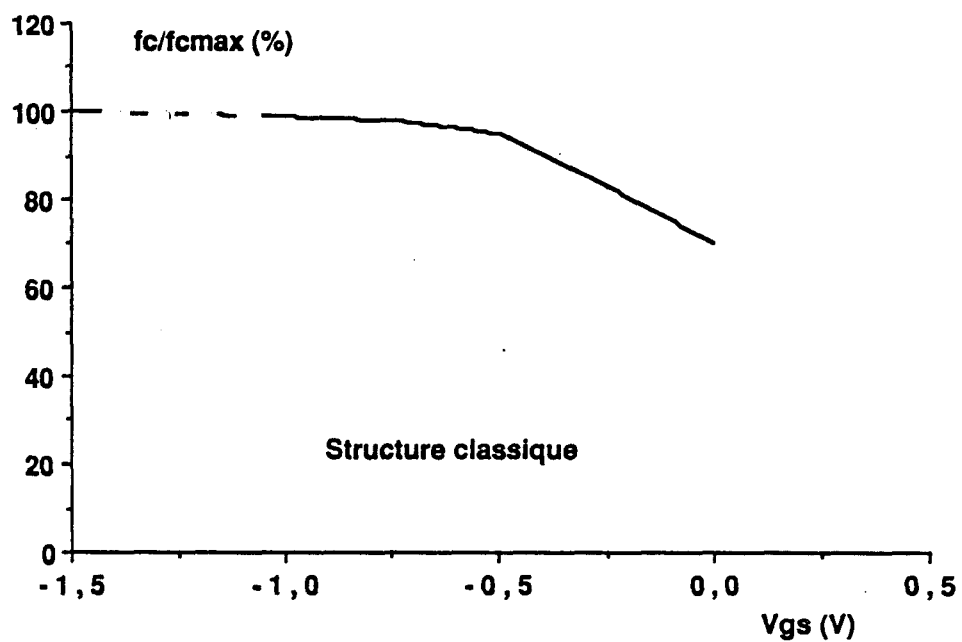


Figure 2.19 : Evolution de la fréquence de coupure en courant par rapport à sa valeur maximale pour une structure classique. Le résultat n'est pas valable au pincement car il ne tient pas compte de la dégradation de la vitesse moyenne.

Nous pouvons remarquer que comparativement au cas du statique, le terme $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ ne subit pas de variation notable en maximum mais que sa dégradation en direct est moins importante. Le terme $\frac{\partial N_{al}}{\partial V_g}$, par contre, subit une variation considérable qui correspond à une intervention accrue de l'effet "MESFET parallèle". Ce phénomène résulte de la diminution de l'intervention du piégeage. Toutefois, celui-ci reste, rappelons-le effectif indirectement par le point de polarisation. La fréquence de coupure en courant f_c varie avec la tension V_g mais plus linéairement que ce que l'on pourrait prévoir à partir du statique. La figure 2.19 montre une évolution typique obtenue en supposant que la vitesse moyenne \bar{V}_{al} dans l'AlGaAs est trois fois plus faible que la vitesse moyenne \bar{V}_s du gaz 2D dans le GaAs.

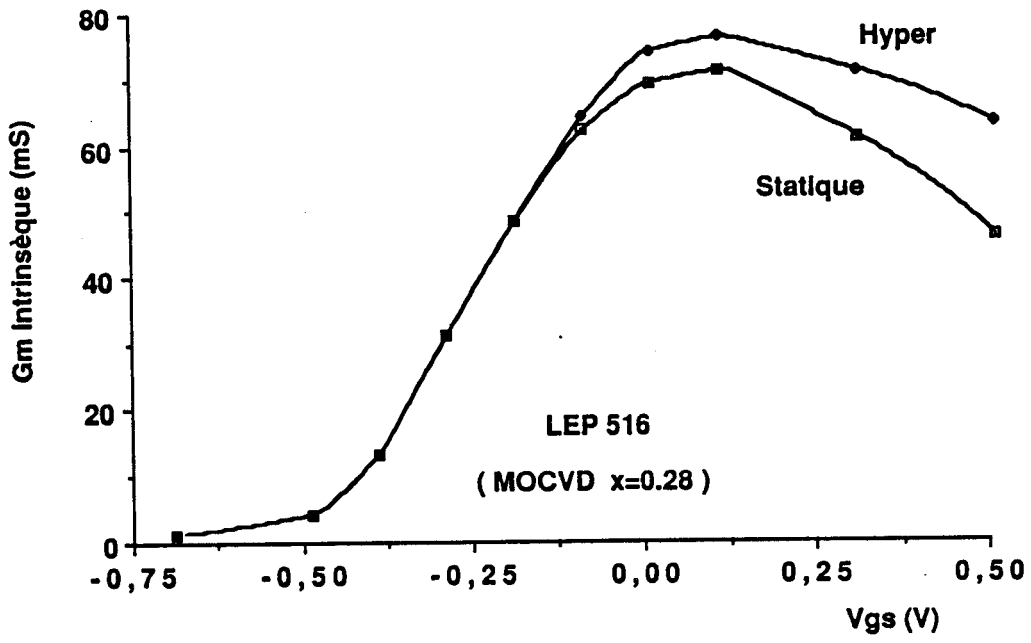
Sur le plan expérimental, nous avons pu vérifier la relative linéarité de la transconductance hyperfréquences petit signal par rapport à la transconductance statique et ce quelque soit le type d'épitaxie et le taux d'alliage. Deux exemples sont présentés sur les figures 2.20a et 2.20b. Les transconductances présentées sont intrinsèques c'est-à-dire que l'on en a soustrait l'effet de la résistance de source.

Nous avons également relevé la fréquence de coupure en fonction de V_{gs} . L'évolution, dont nous présentons un exemple typique sur la figure 2.21, s'est avérée plus non linéaire qu'en théorie. La raison en est probablement une sous-estimation du MESFET parallèle due à la non prise en compte de la tension V_{ds} à canal ouvert et à la dégradation de la vitesse moyenne de transit au pincement.

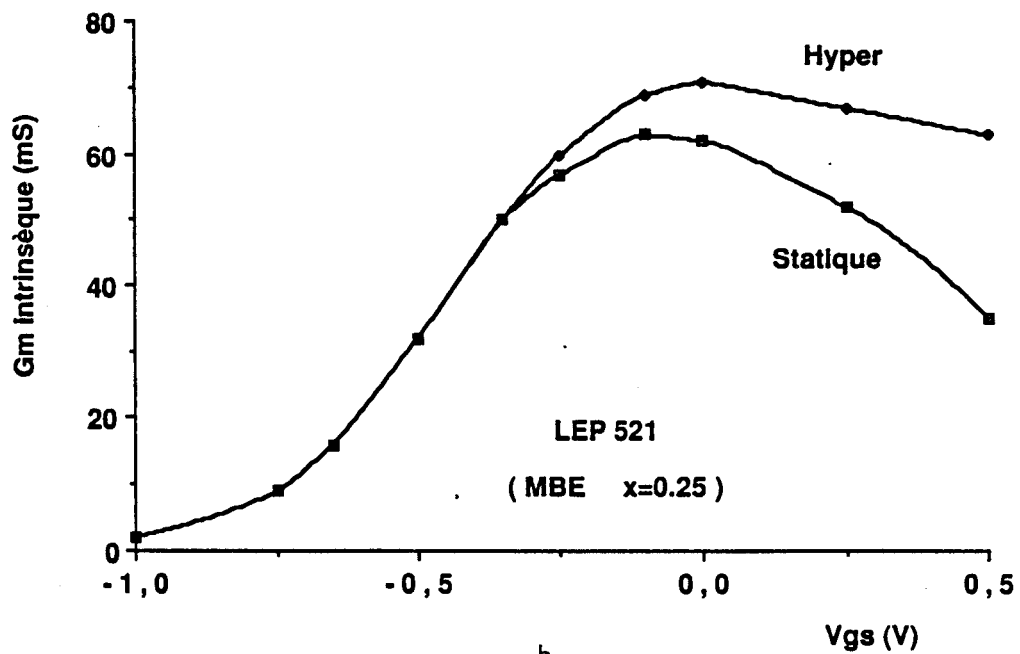
On sait qu'en petit signal le gain MAG varie approximativement comme $(f/f_c)^2$ où f est la fréquence de travail. Donc la variation de f_c se répercute de façon très importante sur le MAG qui subit, comme le montre l'exemple de la figure 2.22, une variation de ± 6 dB sur l'excursion utile en V_{gs} . Si ce résultat se confirmait en grand signal, il mettrait en évidence la mauvaise disposition du TEGFET (dans sa structure classique) pour l'amplification de puissance.

2.5.1.3 Fonctionnement dynamique grand signal

Nous avons à nouveau simulé l'évolution des grandeurs N_s , $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ et $\frac{\partial N_{al}}{\partial V_g}$ autour d'un point de polarisation statique correspondant à $N_s = N_{smax}/2$. Les résultats sont présentés sur les figures 2.23, 24 et 25.



- a -



- b -

Figure 2.20 : Comparaison des transconductances intrinsèques mesurées en statique et en hyperfréquences pour une structure MOCVD (a) et une structure MBE (b).

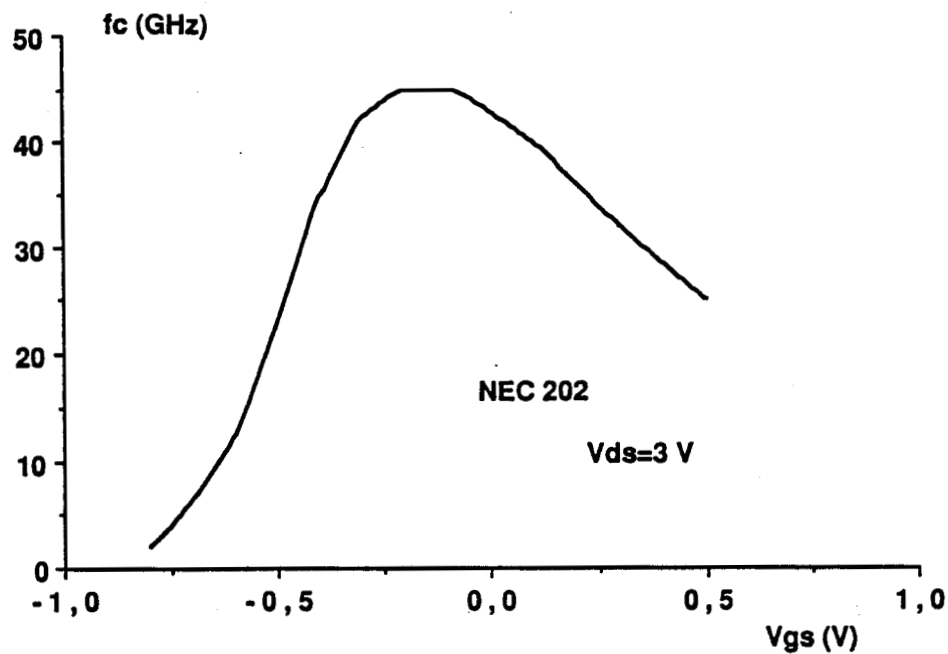


Figure 2.21 : Exemple de relevé expérimental de la fréquence de coupure en courant pour une structure classique (NEC 202).

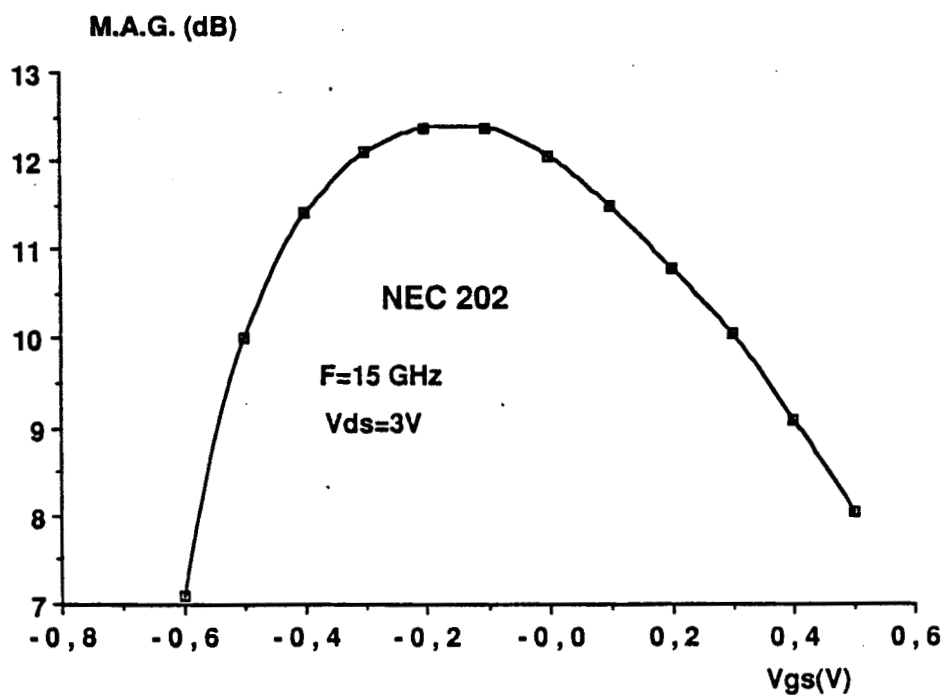


Figure 2.22 : Exemple de relevé expérimental du gain maximum en puissance disponible (MAG) petit signal pour une structure classique.

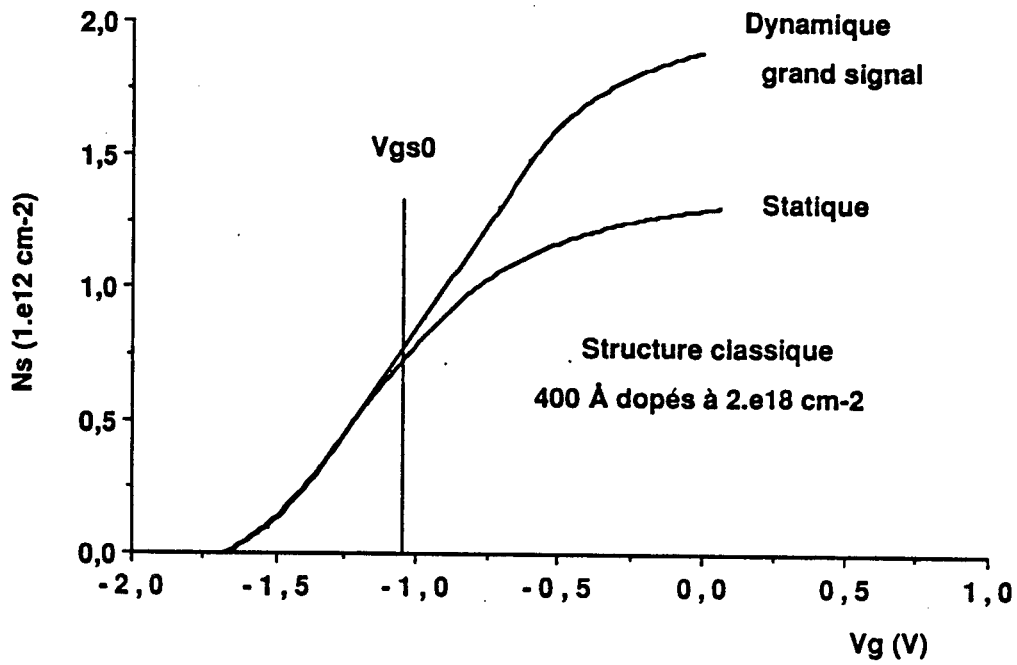


Figure 2.23 : Evolution en grand signal de N_s autour du point statique V_{gs0} et comparaison avec le résultat obtenu en statique.

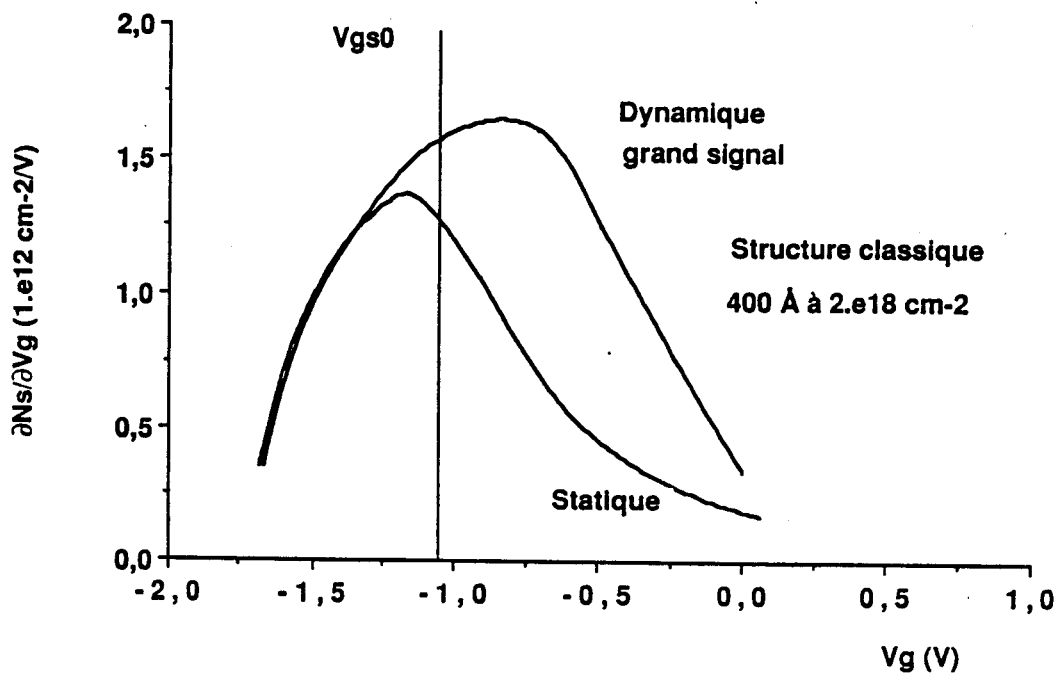


Figure 2.24 : Evolution en grand signal de la commande de charge dans le puits et comparaison avec le résultat obtenu en statique.

Ces résultats appellent deux remarques principales :

- D'abord que la valeur maximale atteinte instantanément par N_s peut être plus grande que celle obtenue en statique ce qui pourrait a priori laisser penser que l'excursion du courant pourrait dépasser notablement l'amplitude fixée par le courant de polarisation.
- Cette augmentation est en fait peu bénéfique pour les performances de puissance car elle est accompagnée d'une perte de commande rapide et importante (courbe $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$). Ceci montre que les mesures hyperfréquences petit signal sont trop optimistes par rapport aux performances réelles grand signal du composant et doivent être interprétées avec beaucoup de précautions.

D'autre part l'absence totale du rôle des pièges permet que plus de porteurs libres aillent dans la couche d'AlGaAs avec une commande qui devient comparable à celle du gaz 2D. La fréquence de coupure en courant subit par conséquent des variations considérables qui sont aggravées dans la pratique par la dégradation au pincement de la vitesse de transit.

Ce comportement grand signal de la fréquence de coupure signifie que le courant de sortie ne suit pas la variation sinusoïdale du courant d'entrée (voir le chapitre 3) et entraîne au niveau de la puissance l'apparition d'harmoniques. Un tel fonctionnement, violemment non linéaire, constitue la première limitation des structures classiques.

2.5.2 Tentative d'optimisation

2.5.2.1 Choix du dopage de la couche d'AlGaAs

L'épaisseur et le dopage de la couche d'AlGaAs jouent des rôles très importants dans le fonctionnement de la structure classique. L'épaisseur détermine la commandabilité du gaz 2D, le dopage la charge interfaciale N_s . C'est à ce dernier que nous nous intéressons dans un premier temps.

Sur la figure 2.26, nous présentons l'évolution de la charge N_s avec le dopage. Elle a une allure logarithmique. Ce résultat est quelque peu surprenant. Compte tenu de la présence des centres DX et de la dégénérescence des niveaux d'énergie, il paraissait plus probable que la charge dans le puits tende vers une valeur de saturation.

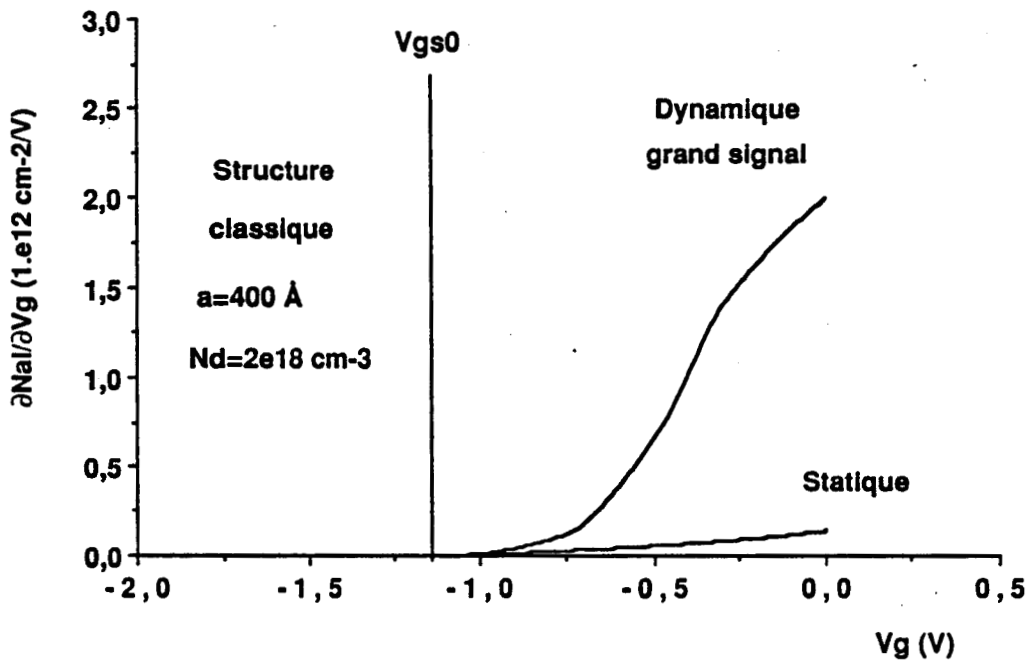


Figure 2.25 : Evolution en grand signal de la commande de la charge libre présente dans la couche d'AlGaAs. Comparaison avec le résultat en statique.

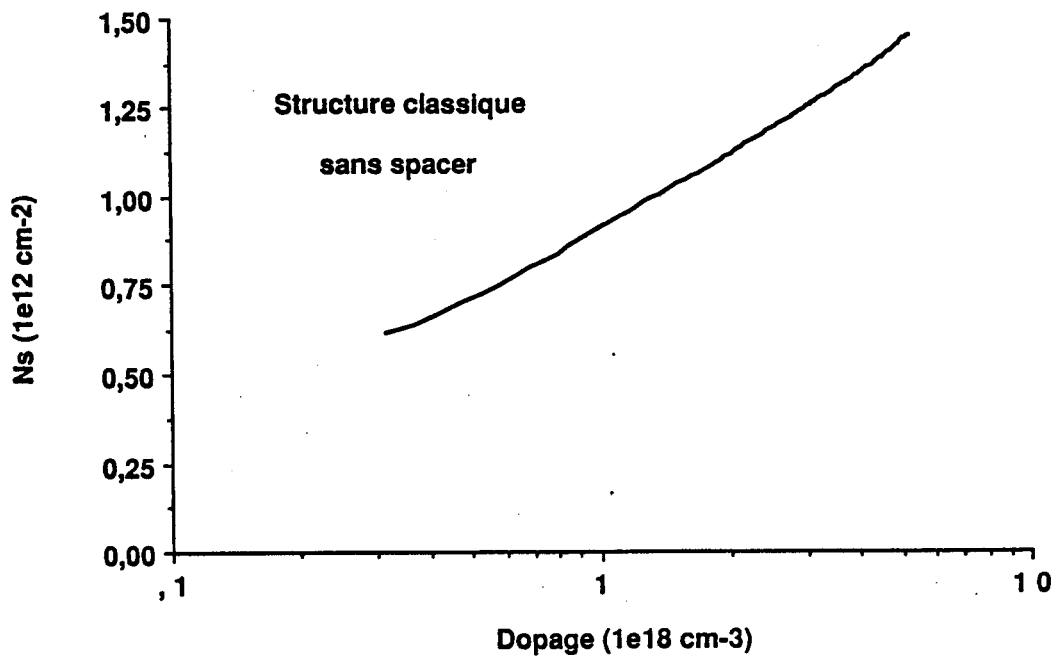


Figure 2.26 : Evolution de la charge interfaciale d'une structure classique en fonction du dopage de la couche d'AlGaAs.

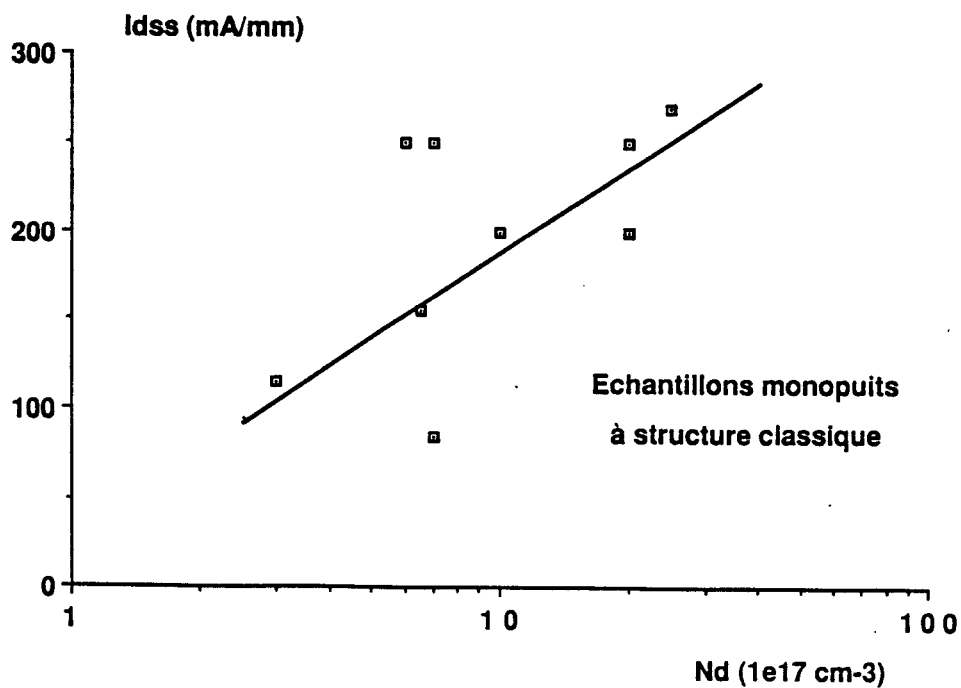


Figure 2.27 : Evolution expérimentale du courant de saturation I_{dss} en fonction du dopage de la couche d'AlGaAs pour les différents échantillons testés.

$N_d(10^{17} \text{cm}^{-3})$	$I_{dss}(\text{mA/mm})$	$V_{br}(\text{V})$	$I_{dss} \cdot V(\text{W/mm})$
3	100	20	2
5	130	13.5	1.8
7	150	10.5	1.6
10	175	8	1.4
20	240	5.6	1.2

Tableau 2.I : Structure classique: valeurs expérimentales du courant I_{dss} et de la tension de claquage V_{br} montrant une décroissance de leur produit avec le dopage de la couche d'AlGaAs.

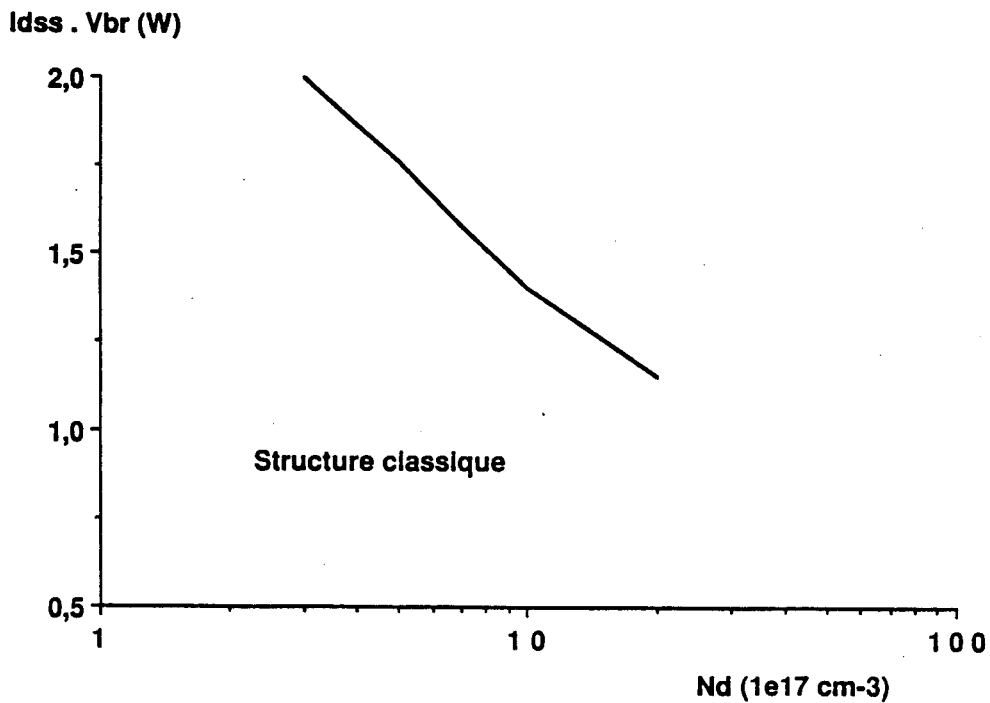


Figure 2.28 : Evolution du produit du courant I_{dss} par la tension de claquage V_{br} en fonction du dopage de la couche d'AlGaAs.

Expérimentalement, ce résultat est vérifié de façon assez nette par l'évolution du courant maximum I_{dss} avec le dopage et dans les mêmes proportions (figure 2.27). La dispersion observée pour certains échantillons peut être attribuée au rôle joué par la géométrie du composant (notamment la longueur de grille) pour la valeur du courant.

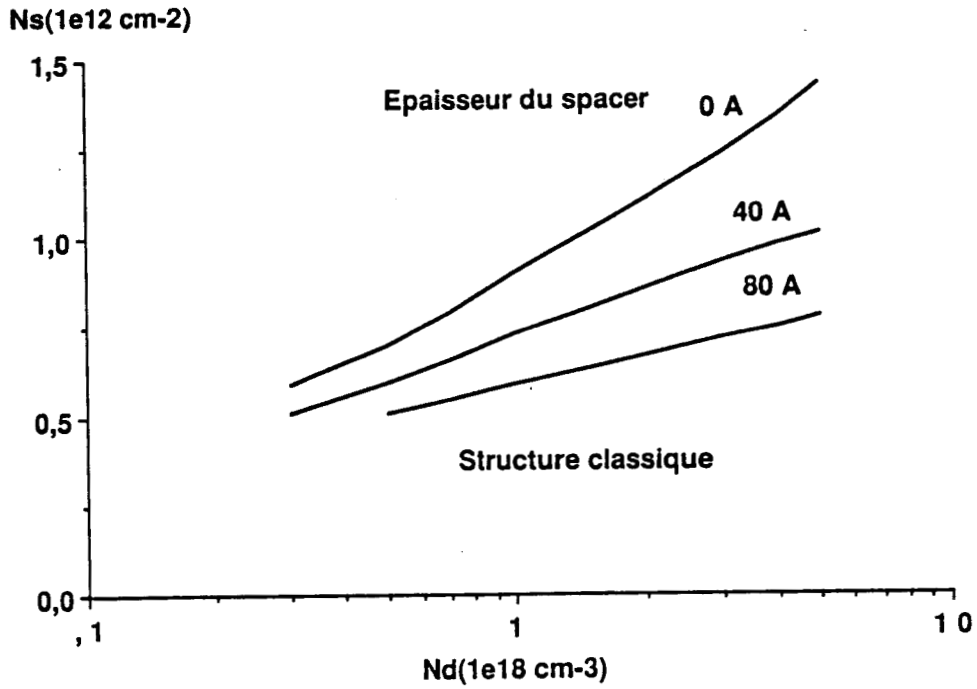
Cette augmentation du courant est cependant accompagnée d'une chute rapide de la tension de claquage (voir le chapitre 1). Si l'on se réfère aux critères statiques cités au début de ce chapitre, c'est le produit ($I_{dss} * V_{br}$), qui correspond à la surface utile du réseau $I - V$, qui est le plus significatif en amplification de puissance. Son évolution est représentée sur le tableau 2.I et la figure 2.28 où nous avons considéré des valeurs expérimentales moyennes pour I_{dss} et V_{br} . La décroissance observée montre que le domaine "utilisable" du réseau se réduit de façon dramatique. Ceci est d'autant plus critique qu'il faudrait normalement retrancher la tension de déchet (1 à 2 volt) pour exprimer l'excursion en V_{ds} réellement disponible. Ce résultat met en évidence une seconde limitation des structures classiques, à savoir que le dopage ne peut pas être augmenté très fortement.

La charge maximale que l'on peut espérer obtenir avec une valeur raisonnable du dopage est inférieure à $1,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ce qui correspond expérimentalement à peine 350 mA/mm en courant I_d maximum. Cette valeur est assez faible comparée aux courants obtenus pour les MESFETs qui sont voisins de 500 mA/mm [30].

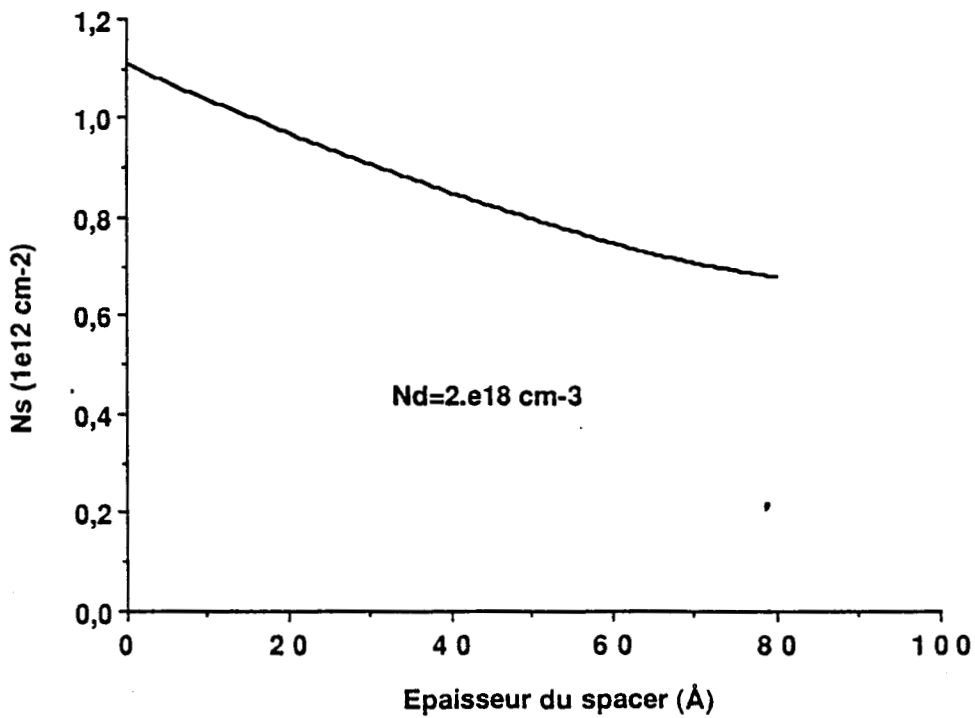
2.5.2.2 Choix du spacer

A la température ambiante l'influence du spacer sur la mobilité dans le gaz 2D n'est pas aussi prononcée qu'en basse température [31]. Elle devient quasiment nulle quand l'épaisseur dépasse 40 Å [31,32]. Par contre la charge N_s y est très sensible (figure 2.29 a). Par exemple pour un dopage de $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ on peut voir une baisse de N_s de 10 % pour 20 Å d'augmentation pour le spacer (figure 2.29b).

Globalement la présence d'un spacer est plutôt négative pour les performances en puissance: Elle semble cependant nécessaire. En plus de l'augmentation (même modeste) de la mobilité, elle empêche la diffusion des dopants vers l'hétérojonction qui pourrait dégrader le fonctionnement du composant. L'épaisseur optimale nous semble être entre 20 et 30 Å.



- a -



- b -

Figure 2.29 : a - Evolution de N_s en fonction du dopage de la couche d'AlGaAs pour différentes épaisseurs du spacer.
 b - Evolution de N_s en fonction de l'épaisseur du spacer pour un dopage de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ de la couche d'AlGaAs.

2.5.3 Conclusion

Notre présente analyse a montré que les structures classiques ne sont pas adaptées à un fonctionnement de puissance. Notre tentative d'optimiser les caractéristiques technologiques s'est heurtée à des limitations physiques profondes : tension de claquage faible, courant maximum limité et fonctionnement fort non linéaire.

La recherche de structures nouvelles semble être le seul moyen d'aboutir à des performances honorables. La première que nous allons étudier est la structure dite pulse-doped.

2.6 Structure pulse-doped

2.6.1 Principe

Le principe de la structure pulse-doped est d'intercaler lors de l'épitaxie une couche non intentionnellement dopée entre la couche N^+ de GaAs et la couche de GaAlAs réservoir de porteurs.

Au départ l'utilité de cette structure était l'amélioration de la tension de claquage. Dans ce sens, les résultats tant théoriques qu'expérimentaux (voir le 2ème chapitre) ont montré une atténuation considérable du courant tunnel qui est la cause principale du claquage dans les TEGFETs fortement dopés. Avec nos premières simulations du contrôle de charge une autre constatation est venue renforcer ce choix.

En effet, si on prend l'exemple d'une structure TEGFET avec une couche d'AlGaAs de 400 Å dopée à $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, la quantité maximale d'électrons susceptible d'être fournie par cette couche est de $8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

Or la simulation nous a montré que la concentration obtenue n'est que légèrement supérieure à $1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$. Une épaisseur supérieure à 300 Å est superflue pour l'alimentation en porteurs de l'hétérojonction. Au contraire, elle présente un effet néfaste en contribuant aux phénomènes de piégeage et de MESFET parallèle.

Si la couche d'AlGaAs est du type pulse-doped et, comporte une partie non intentionnellement dopée surmontant une partie fortement dopée, les effets de MESFET parallèle et de piégeage peuvent être atténués sans pour autant affecter la charge interfaciale N_s . Les performances du composant doivent être améliorées. Ceci constitue le

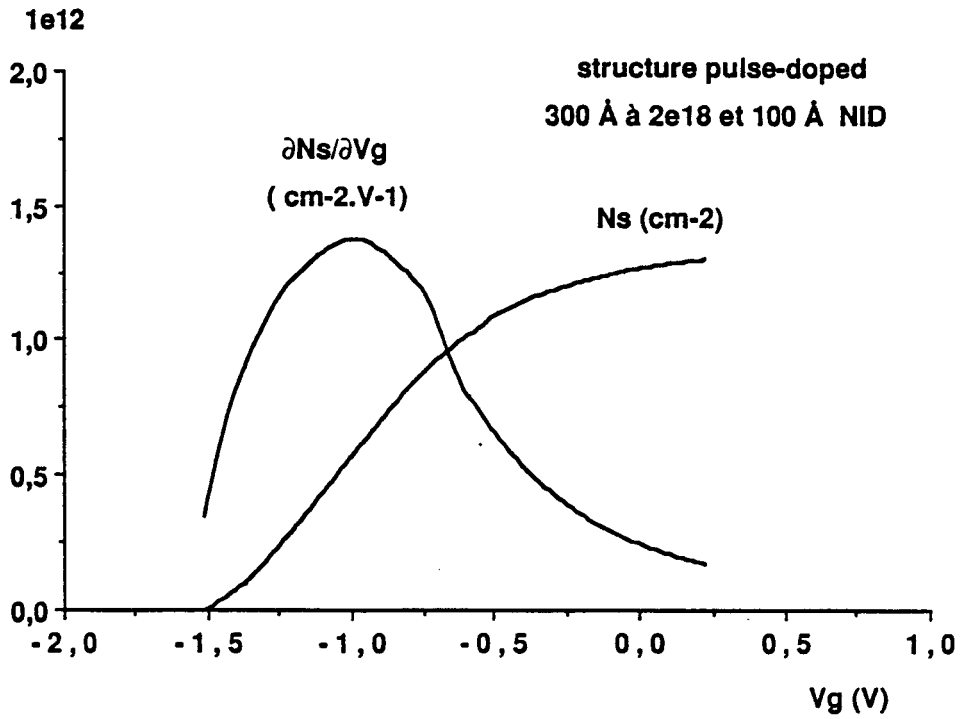


Figure 2.30 : Evolution de N_s et de sa dérivée en fonction de V_g pour une structure pulse-doped.

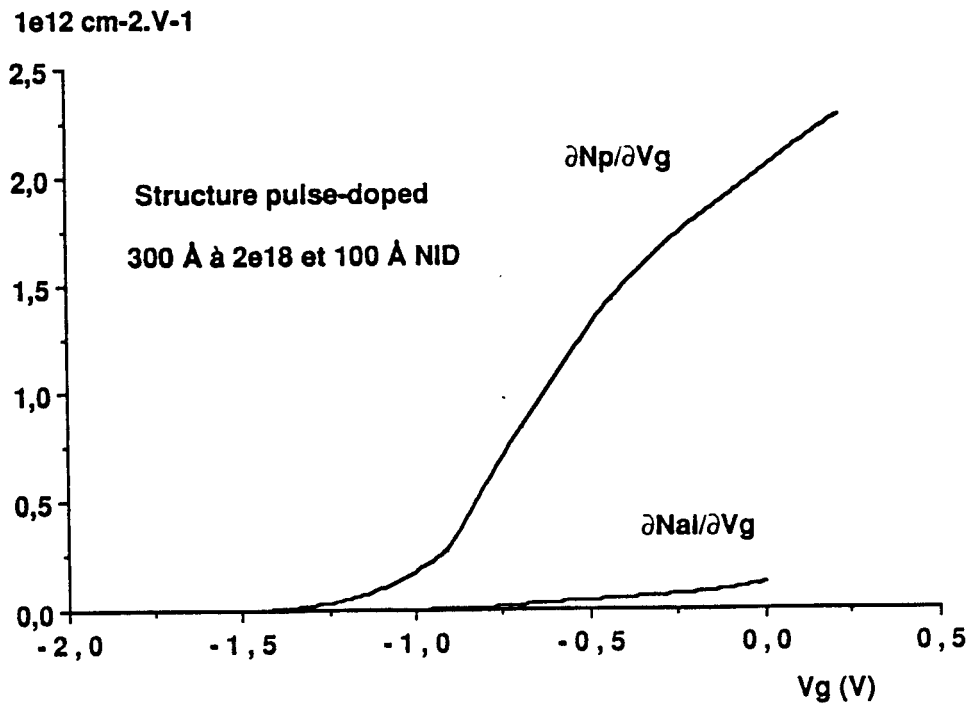


Figure 2.31 : Evolution de la commande des charges libres et piégées dans la couche d'AlGaAs en fonction de V_g pour une structure pulse-doped.

second avantage de la structure pulse-doped. Evidemment cette structure pose aussi des problèmes tel celui de la résistance d'accès que nous serons amenés à examiner plus particulièrement.

2.6.2 Structure moyennement pulse-doped

Pour une efficacité maximum de la structure pulse-doped, il suffit que la couche dopée ait, en première approximation, une épaisseur égale à N_{smax}/N_d . Par exemple, pour un dopage de $2.10^{18}cm^{-3}$, une épaisseur de 50 Å serait suffisante. Nous avons cependant préféré, pour mieux comprendre les mécanismes, procéder par étapes. Nous avons d'abord tenté d'optimiser et de réaliser une structure intermédiaire, comportant une couche dopée similaire à celle des structures classiques et une couche NID d'épaisseur juste suffisante pour éviter le claquage. Cela nous permettra également d'adapter progressivement la réalisation des épitaxies et des process technologiques à ce genre de structures particulières.

2.6.2.1 Etude théorique

Dans l'étude théorique nous avons procédé avec les mêmes étapes que les structures classiques. A titre d'exemple, nous présentons la démarche suivie avec une structure comportant une couche d'AlGaAs, de 10 Å, non intentionnellement dopée (NID) et une couche de 300 Å dopée à $2.10^{18}cm^{-3}$.

En statique, nous avons calculé l'évolution des grandeurs N_s , $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$, $\frac{\partial N_{ai}}{\partial V_g}$ et $\frac{\partial N_p}{\partial V_g}$ (figures 2.30 et 31). Sur les deux premières courbes, la principale remarque est que les valeurs maximales atteintes sont les mêmes que précédemment dans le cas des couches de GaAlAs uniformément dopées. A peu de différence près la même remarque peut être faite concernant $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ et $\frac{\partial N_{ai}}{\partial V_g}$. Donc ni les charges présentes dans le composant, ni leur commandabilité ne semblent être changées par l'adjonction de la couche non intentionnellement dopée dans le cas de figure étudié.

En dynamique petit signal, la relative linéarité de $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ par rapport au statique est confirmée (figure 2.32). Celle-ci étant associée à une faible baisse de $\frac{\partial N_{ai}}{\partial V_g}$ (figure 2.33), elle ne laisse pas entrevoir une grande amélioration des performances.

Ce résultat est confirmé par le comportement en dynamique grand signal. On

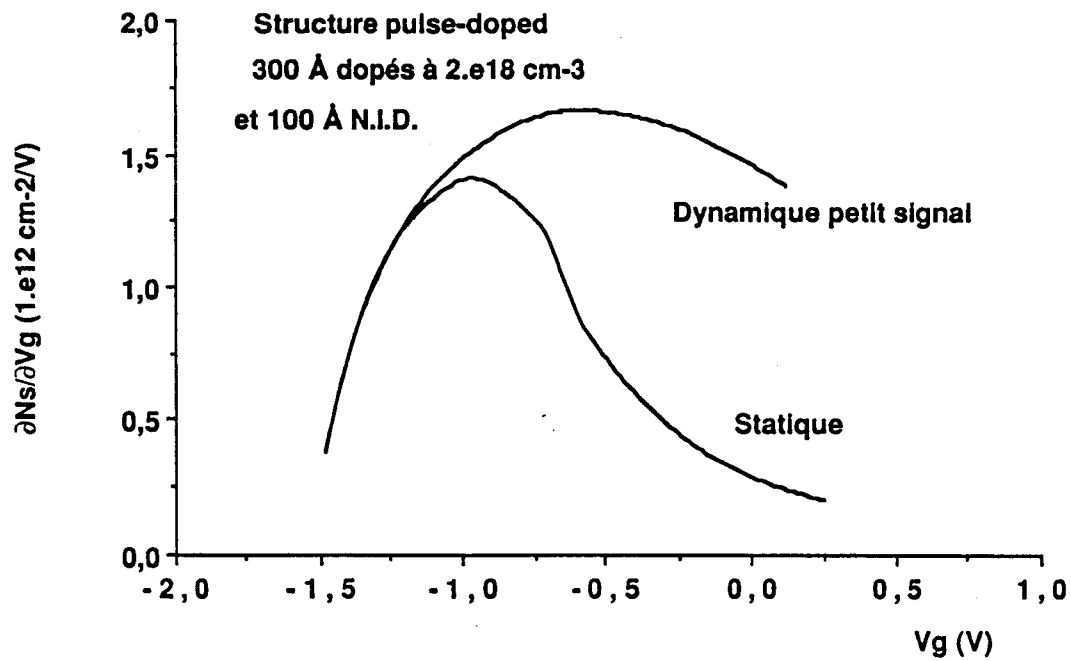


Figure 2.32 : Evolution de la commande de charge dans le puits en régime statique et en régime dynamique petit signal pour une structure pulse-doped.

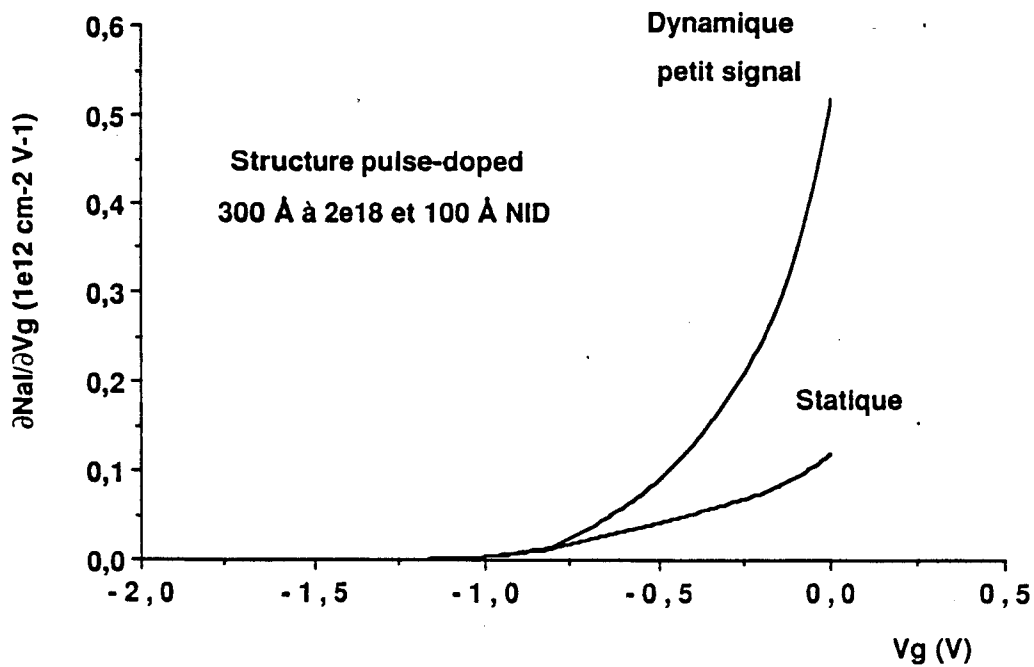


Figure 2.33 : Evolution de commande des charges libres dans la couche d'AlGaAs en statique et en dynamique petit signal pour une structure pulse-doped.

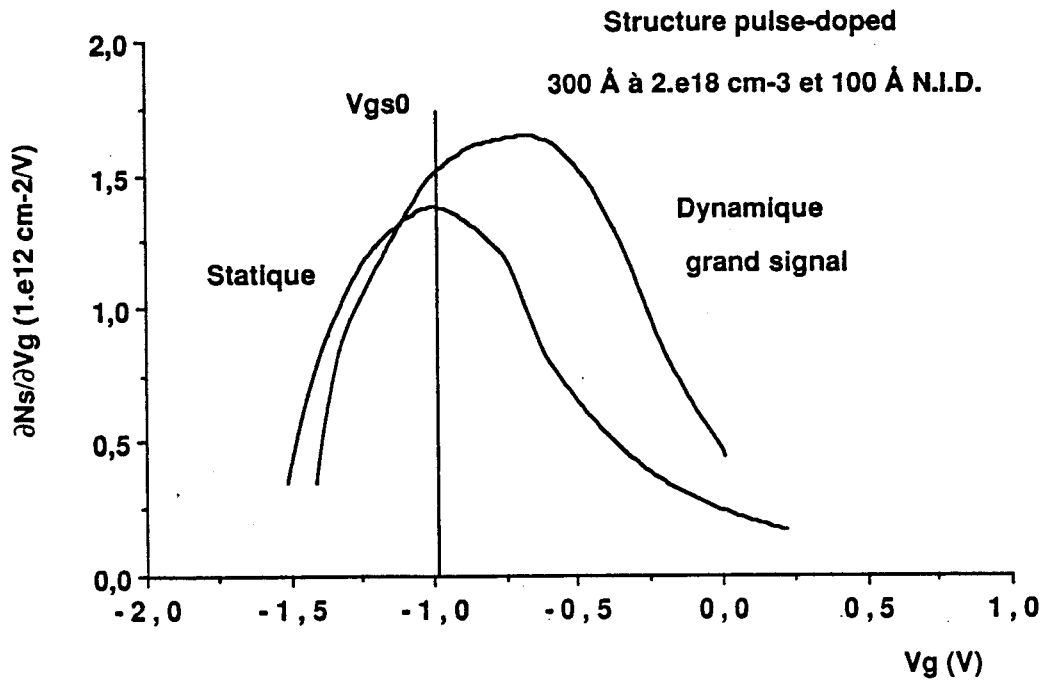


Figure 2.34 : Evolution de la commande de charge dans le puits en statique et en dynamique grand signal pour une structure pulse-doped.

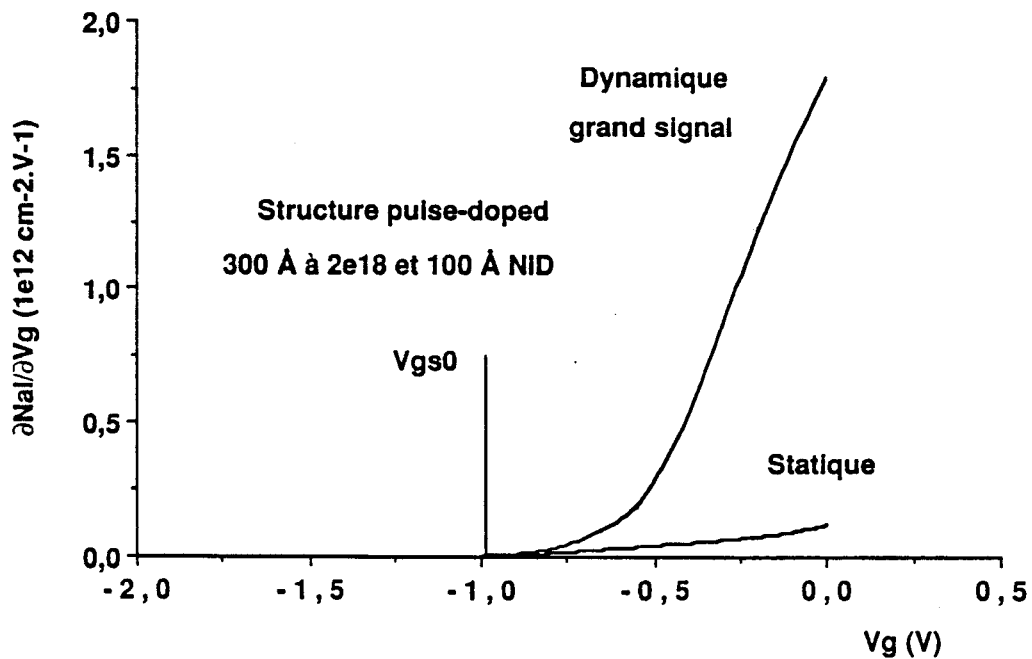


Figure 2.35 : Evolution de la commande des charges libres dans la couche d'AlGaAs en statique et en dynamique grand signal pour une structure pulse-doped.

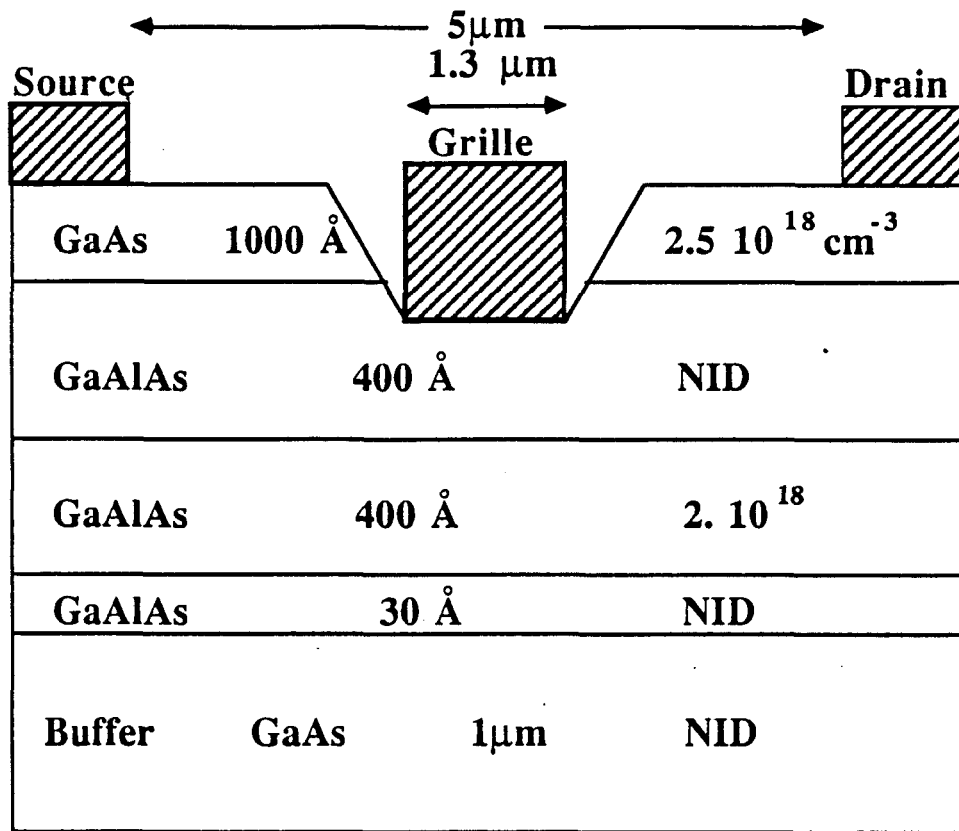


Figure 2.36 : Structure technologique du premier TEGFET pulse-doped réalisé au laboratoire (CHS 76).

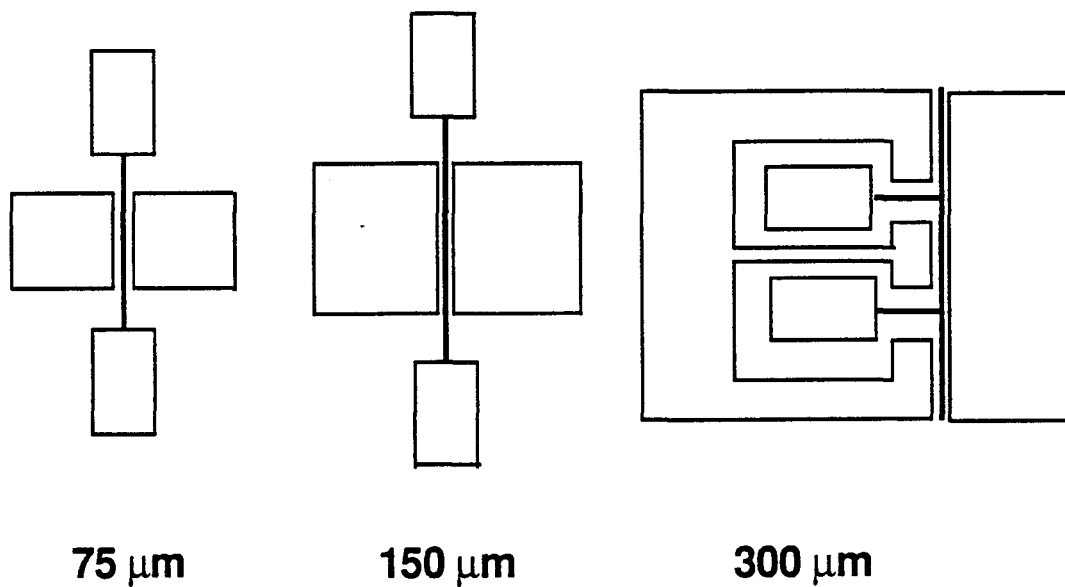


Figure 2.37 : Différentes topologies d'électrodes de la structure CHS 76.

peut par exemple voir sur la figure 2.34, une grande variation de la valeur instantanée de $\frac{\partial N_A}{\partial V_g}$. La part du MESFET parallèle est la même que pour la structure classique compte tenu de l'importance de la grandeur $\frac{\partial N_{pl}}{\partial V_g}$ (figure 2.35). Il devrait donc en être de même pour l'évolution de f_c/f_{cmax} .

De nombreuses autres simulations opérées en variant les dopages et les épaisseurs de couches, ont montré que ce genre de structure pulse-doped ne présente pas un avantage clair par rapport aux structures classiques. La seule différence est un décalage des différentes courbes en V_g résultant du changement de la tension de pincement.

2.6.2.2 Etude expérimentale

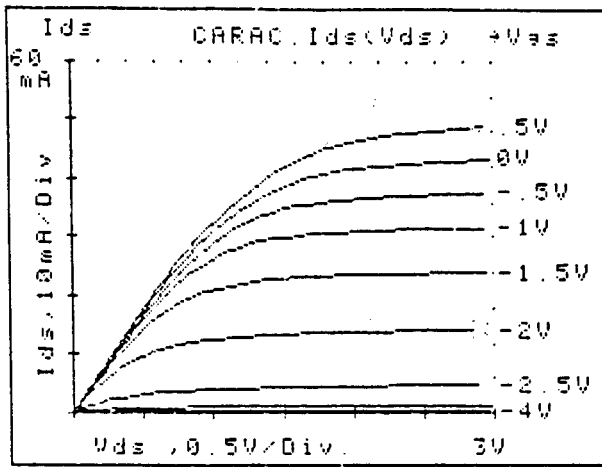
La première structure pulse-doped est celle présentée sur la figure 2.36 : l'opération technologique correspondante a porté le n° CHS 76. Les caractéristiques sont les suivantes :

- une longueur de grille de $1,3 \mu m$ (masqueur optique)
- une longueur de recess de $1,6 \mu m$
- une distance drain-source de $5 \mu m$

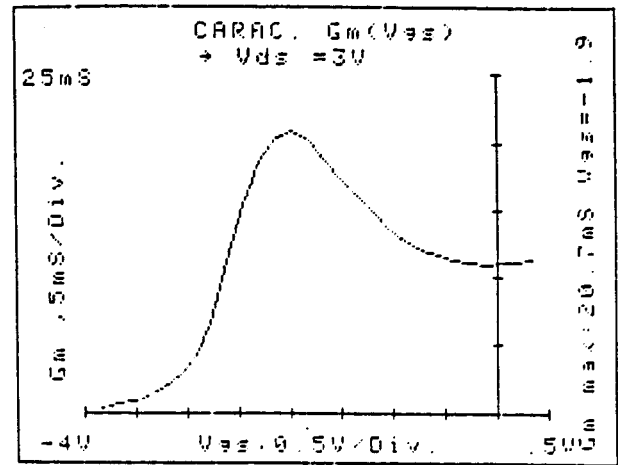
des topologies d'électrodes comme celles présentées sur la figure 2.37 avec des largeurs de grille respectivement de $75, 150$ et $300 \mu m$.

La caractérisation statique a donné :

- un courant de saturation supérieur à 300 mA/mm
- une tension de pincement entre -2 et -3 V
- une tension de claquage de 16 V en moyenne
- une transconductance extrinsèque maximale de 140 mS/mm
- un contact Schottky de qualité comparable à celui des structures classiques avec un produit $\eta.V_b$ de 1 volt et un coefficient d'idéalité de 1.3 seulement (ce qui correspond à une moindre contribution en direct du courant tunnel)
- une résistance d'accès R_s de $1.8 \Omega.mm$

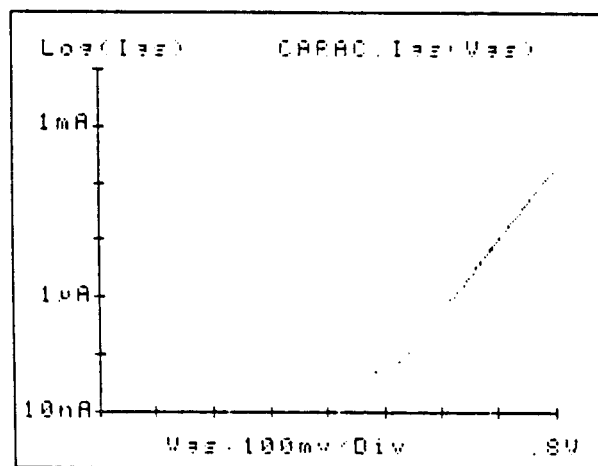


- a -



- b -

Figure 2.38 : Relevé expérimental statique du réseau de caractéristiques et de la transconductance g_m pour le transistor CHS 76.



EXPLOITATION DE LA PARTIE LIN.

T= 300 K S= 97.5 μm^2

Vmin= .700 V

Vmax= .800 V

Correlation dans la partie lin.
 $r^2 = .99986$ (sur 27 Pts)

Cour. Lim. $I_{esc} = 2.31E-002$ PA

Coef. Ideal. $n = 1.35E+000$

Tens. Built. $V_b = .809$ V

(eta * V_b) $n * V_b = 1.025$ V

Figure 2.39 : Relevé de la caractéristique directe de grille du transistor CHS 76 permettant de déterminer la hauteur de barrière V_b et le coefficient d'idéalité η .

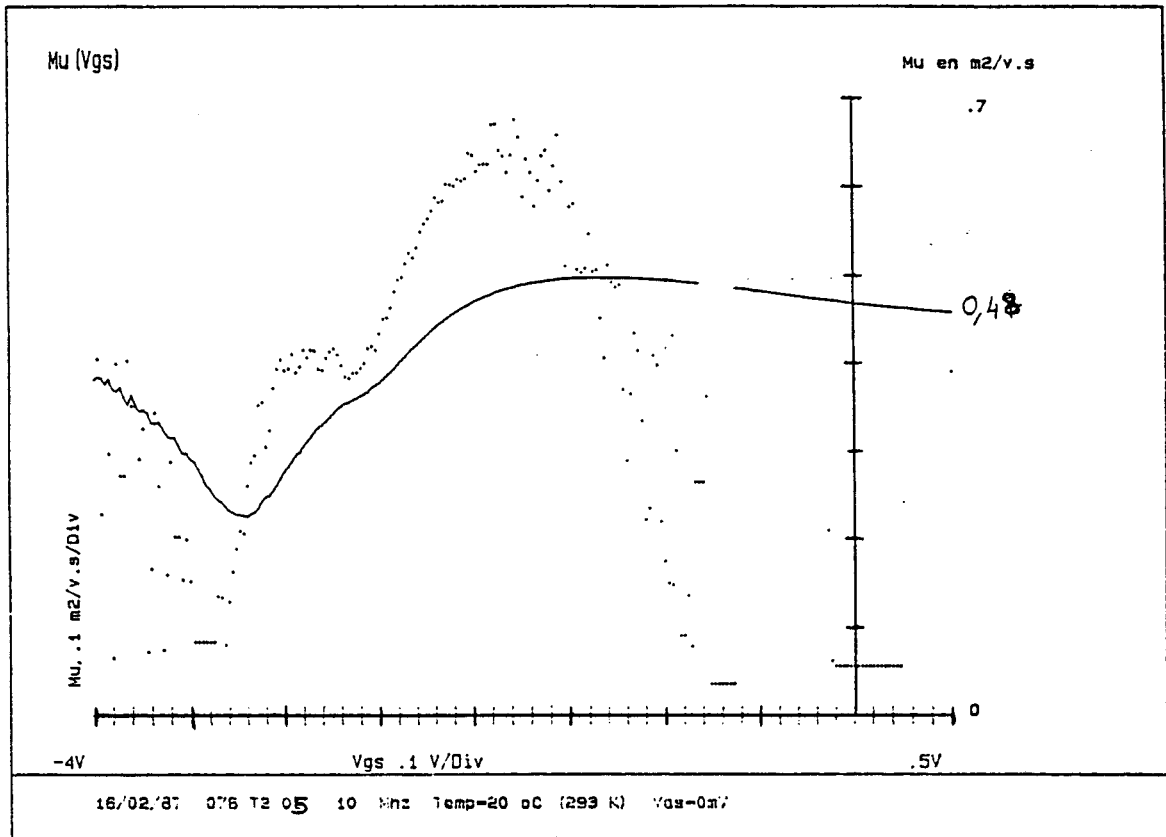
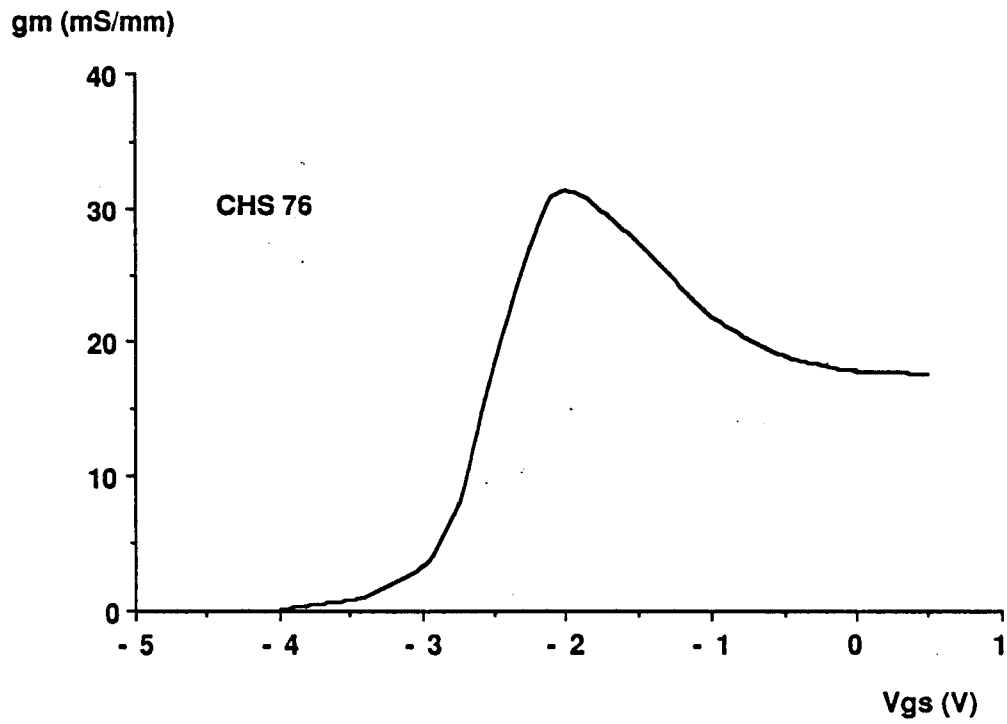
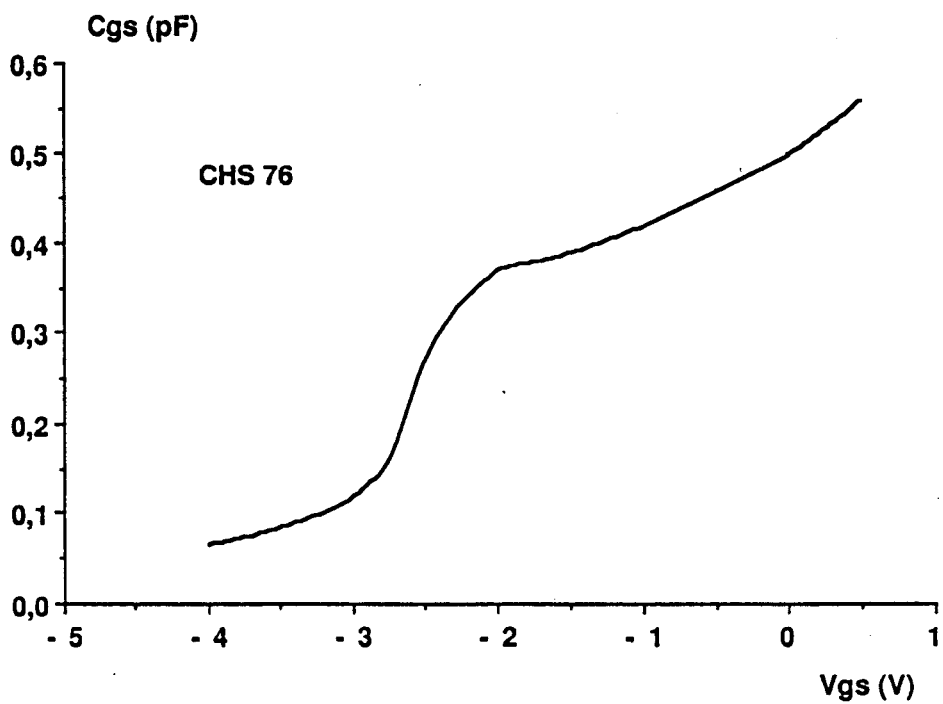


Figure 2.40 : Relevé expérimental de la mobilité différentielle (.....) et moyenne (—) pour le transistor CHS 76.



- a -



- b -

Figure 2.41 : Transistor CHS 76 : relevé en hyperfréquences de
 a - la transconductance g_m
 b - la capacité grille-source C_{gs} .

Des exemples de ces caractéristiques sont donnés par les figures 2.38 et 39.

L'évolution de la résistance R_{ds} à 100 MHz nous a permis de déduire la mobilité moyenne et différentielle en fonction de V_{gs} . La mobilité au niveau de l'hétérojonction est de $6500 \text{ cm}^2/\text{V/S}$ (figure 2.40).

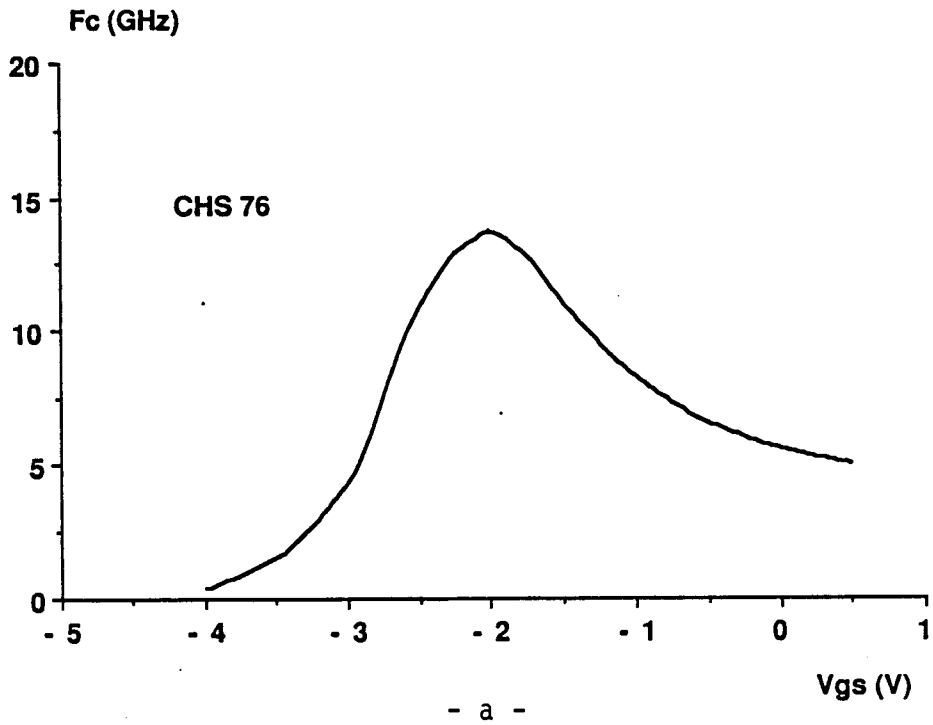
En hyperfréquences nous avons déduit, à partir des paramètres S mesurés dans la bande 50 MHz - 5 GHz, les évolutions de g_m , C_{gs} , f_c et MAG (figures 2.41 et 42). Nous notons en particulier des valeurs maximales de la transconductance intrinsèque et de la fréquence de coupure en courant respectivement de 200 mA/mm et de 14 GHz. La fréquence de coupure en MAG est de l'ordre de 30 GHz (figure 2.42b).

L'analyse de ces résultats nous montre que les potentialités statiques du composant sont augmentées : la tension de claquage a pratiquement doublé tout en conservant une bonne valeur de courant. Ce dernier atteint une valeur utile (c'est-à-dire une valeur tenant compte de la non linéarité du g_m) du même ordre de grandeur que pour une structure classique (250 mA/mm).

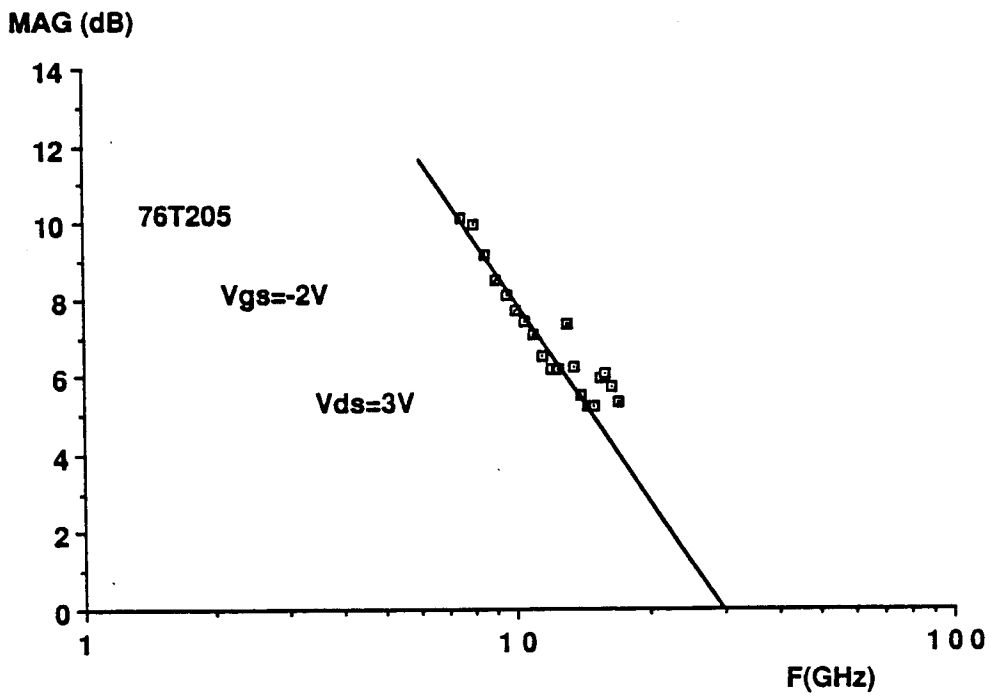
Un grand inconvénient réside dans la valeur élevée de la résistance d'accès R_s . La cause en est sans doute la présence de la couche non dopée d'AlGaAs sous la grille. Ce problème sera traité en détail dans le chapitre 4.

La transconductance intrinsèque peut sembler faible. Mais cela est dû d'une part à la longueur de grille qui est supérieure au micron ($1,3 \mu\text{m}$) et d'autre part à l'épaisseur trop grande séparant la grille et l'hétérojonction. la conséquence de ce résultat est que la fréquence de coupure en courant et en MAG ont des valeurs relativement modestes. Par ailleurs un des résultats théoriques se trouve confirmé : c'est le peu d'amélioration en linéarité que présente la structure pulse-doped par rapport à la structure classique.

En résumé, on peut dire que cette première structure pulse-doped nous a permis de franchir une première et importante étape dans notre étude. On a ainsi pu avoir des performances assez honorables en puissance comme nous le verrons dans le chapitre 3. Cependant elle n'est pas suffisamment optimisée pour dépasser toutes les limitations de la structure classique énoncées précédemment. Dans le paragraphe qui va suivre nous allons approfondir cette optimisation.

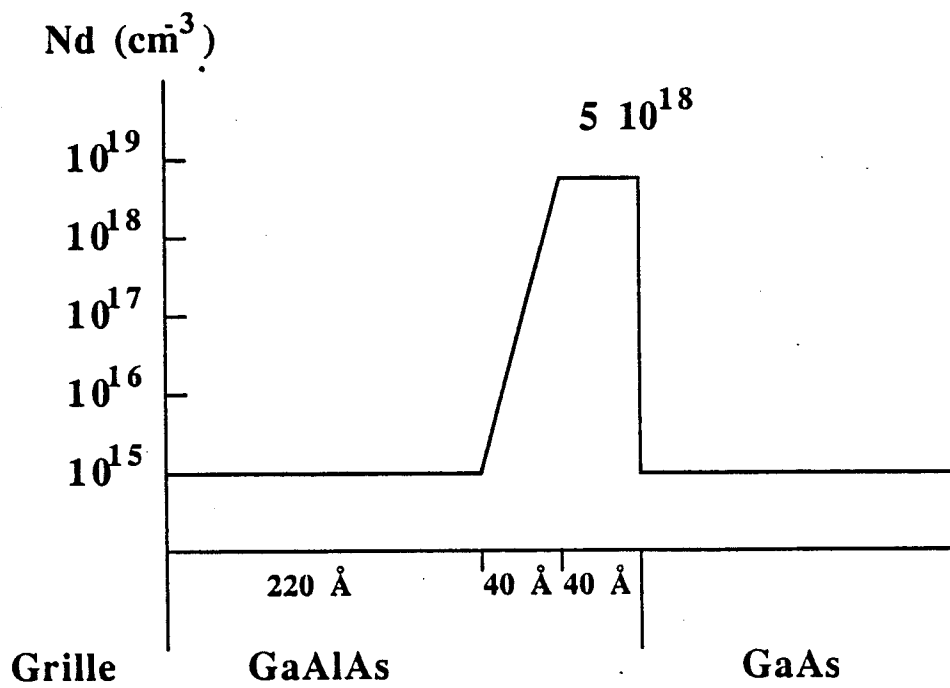


- a -

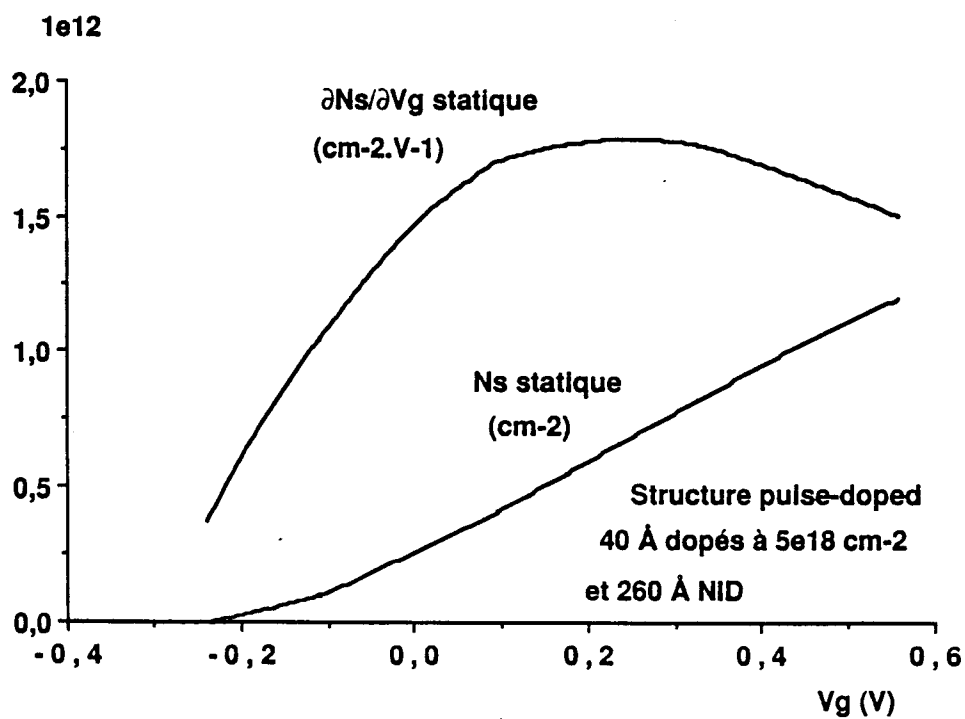


- b -

Figure 2.42 : Transistor CHS 76 : relevé en hyperfréquences
 a - de la fréquence de coupure en courant
 b - du gain maximum en puissance disponible.



- a -



- b -

Figure 2.43 : a - Profil fort différencié du dopage de la structure simulée.
b - Evolution de la charge interfaciale et de sa dérivée pour cette structure.

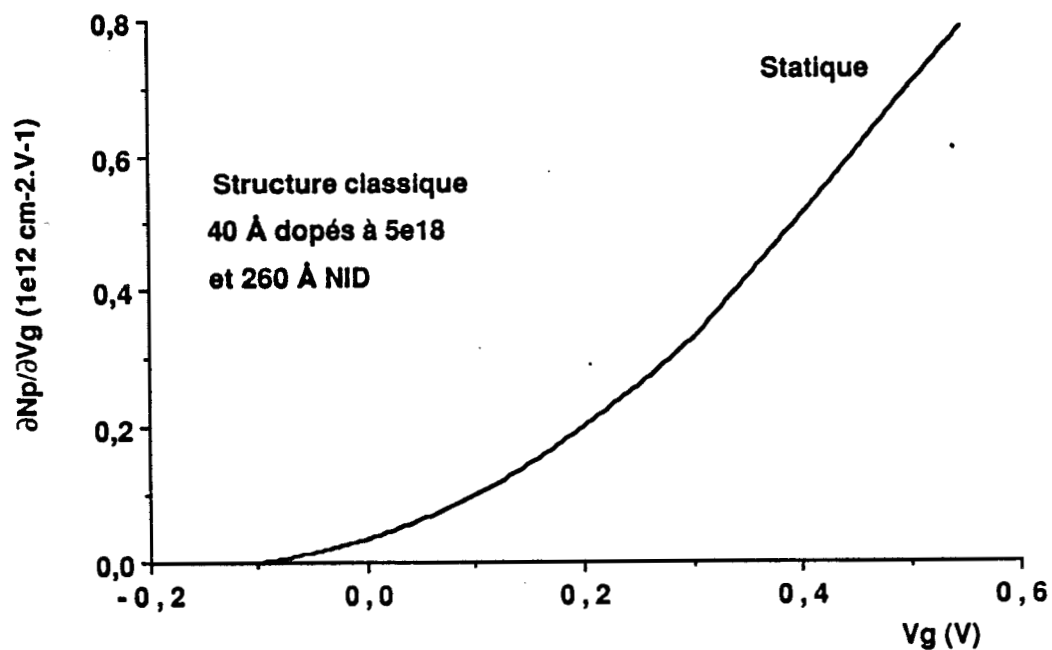


Figure 2.44 : Evolution de la commande des charges piégées dans la couche d'AlGaAs pour la structure, à dopage fortement différencié, simulée.

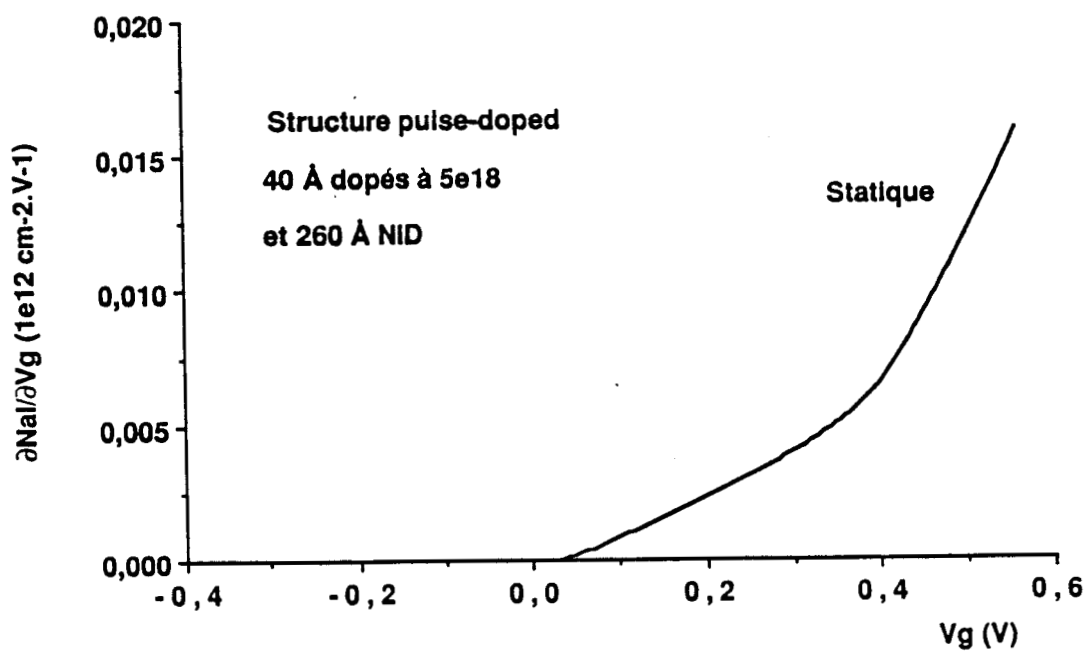


Figure 2.45 : Evolution de la commande des charges libres dans la couche d'AlGaAs pour la structure, à dopage fortement différencié, simulée.

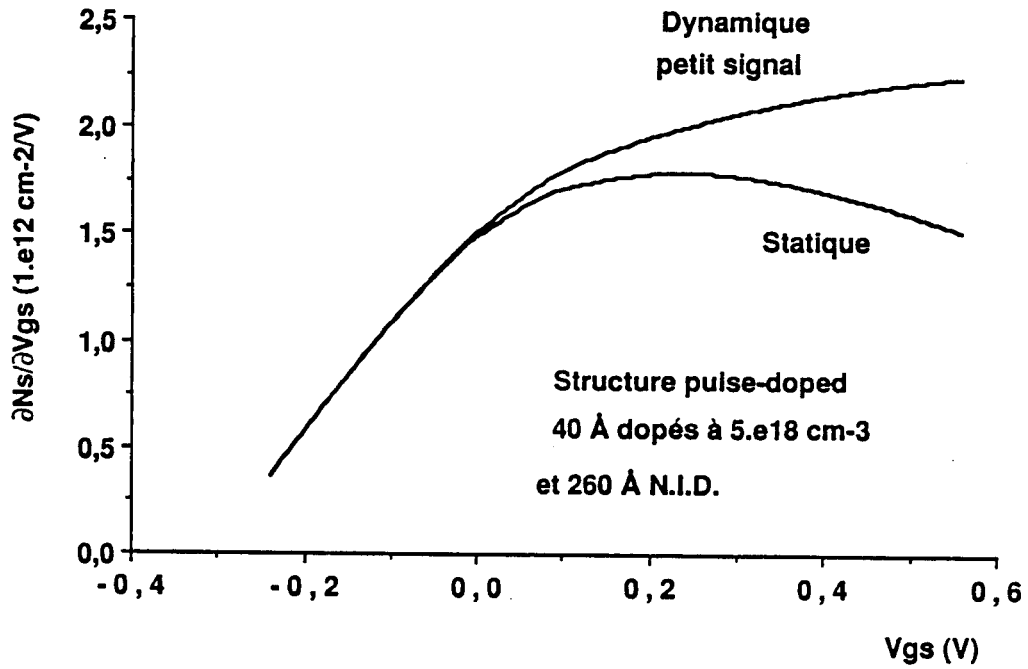


Figure 2.46 : Comparaison des commandes de charge dans le puits en statique et en dynamique petit signal pour la structure, à dopage fortement différencié, simulée.

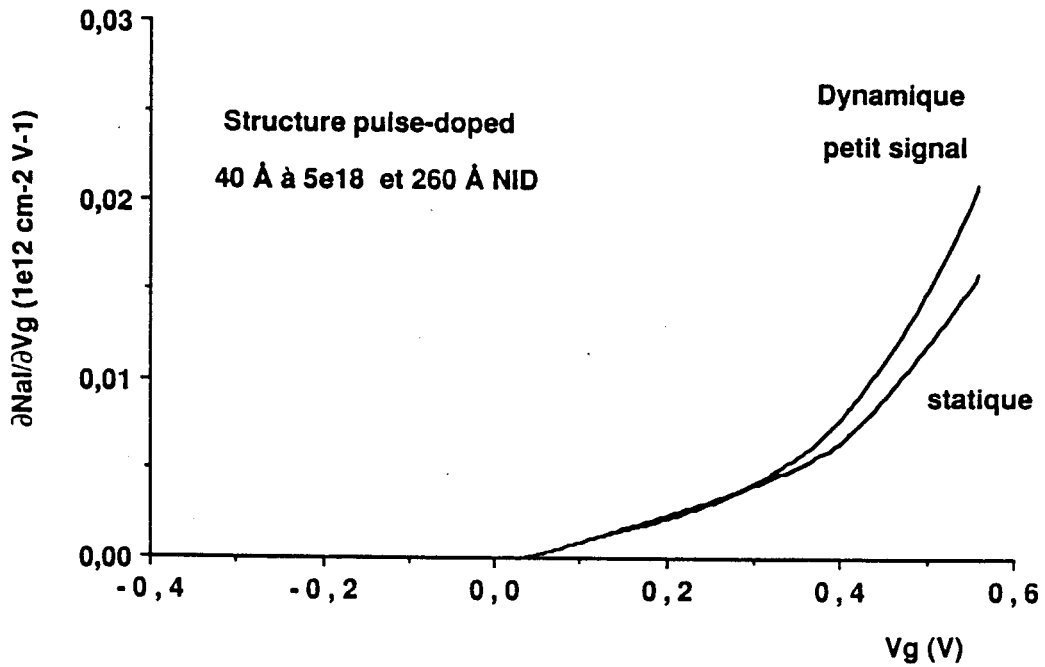


Figure 2.47 : Comparaison des commandes des charges libres dans la couche d'AlGaAs en statique et en dynamique petit signal pour la structure, à dopage fortement différencié, simulée.

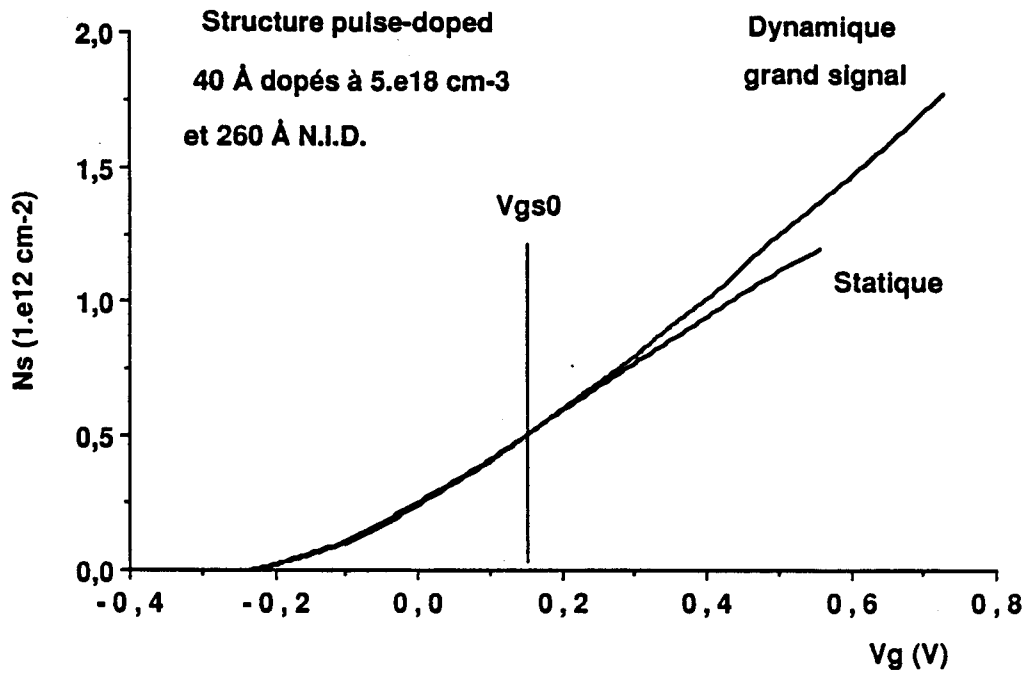


Figure 2.48 : Evolution de la charge interfaciale en statique et en dynamique grand signal pour la structure, à dopage fortement différencié, simulée ($V_{gso} = 0,15V$).

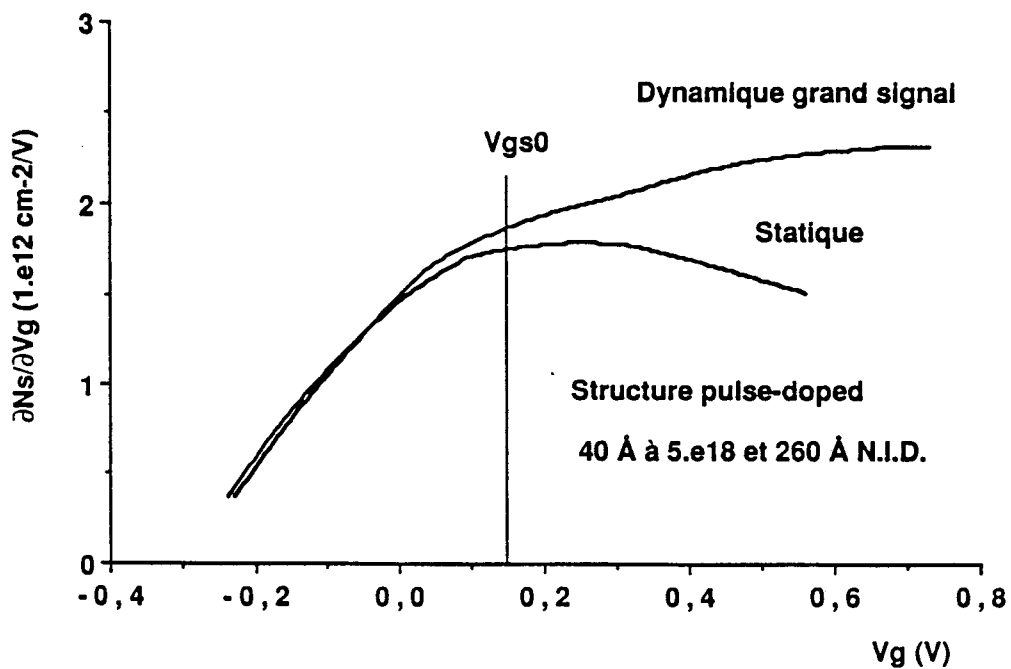


Figure 2.49 : Commande de charge dans le puits en statique et en dynamique grand signal pour la structure, à dopage fortement différencié, simulée ($V_{gs} = 0,15V$).

2.6.3 Structures fortement pulse-doped

Dans ces structures, la couche dopée d'AlGaAs va être extrêmement fine (au maximum 100 Å). L'avantage est que cette couche sera toujours désertée : à canal ouvert par l'effet électrostatique des électrons dans le puits, au pincement par celui de la grille. De cette façon, l'effet de MESFET parallèle sera quasiment supprimé.

2.6.3.1 Etude théorique

2.6.3.1.1 Résultats typiques

Pour mettre en évidence l'intérêt de ce type de structure nous avons simulé une structure qui a la même charge interfaciale, N_s , que les structures classiques et pulse-doped précédemment étudiées mais avec une couche non intentionnellement dopée de 260 Å et une couche de 40 Å dopée à $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (figure 2.43a).

Les figures 2.43-45 représentent les résultats statiques de la structure. On constate tout d'abord que l'évolution $N_s = f(V_g)$ est plus linéaire. La valeur de saturation n'est pas encore atteinte quand $V_g = +0.5V$. Ceci est montré plus clairement par l'évolution de $\frac{\partial N_s}{\partial V_g} = f(V_g)$ (figure 2.43b). La charge piégée N_p et surtout sa variation $\frac{\partial N_p}{\partial V_g}$ (figure 2.44) est, comme on pouvait s'y attendre, beaucoup moins importante (figure 1.44).

En dynamique petit signal une amélioration est observée quant à l'évolution de $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ (figure 2.46), moins importante cependant que pour la structure classique étant donné la relative linéarité observée en statique. L'apparition des charges libres est très limitée et ne constitue en commandabilité $\frac{\partial N_{al}}{\partial V_g}$ (figure 2.47) qu'un pourcentage très faible par rapport à $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$. La fréquence de coupure en courant doit donc rester quasiment indépendante de V_g .

En dynamique grand signal, la même linéarité quand à l'évolution de N_s est observée (figure 2.48) avec cependant une valeur maximale 50 % plus grande. La "platitude" de la courbe $\frac{\partial N_s}{\partial V_g} = f(V_g)$ (figure 2.49) et les faibles valeurs de $\frac{\partial N_{al}}{\partial V_g}$ (figure 2.50) nous permettent de prévoir une fréquence de coupure en courant peu dépendante de l'amplitude du signal de sortie.

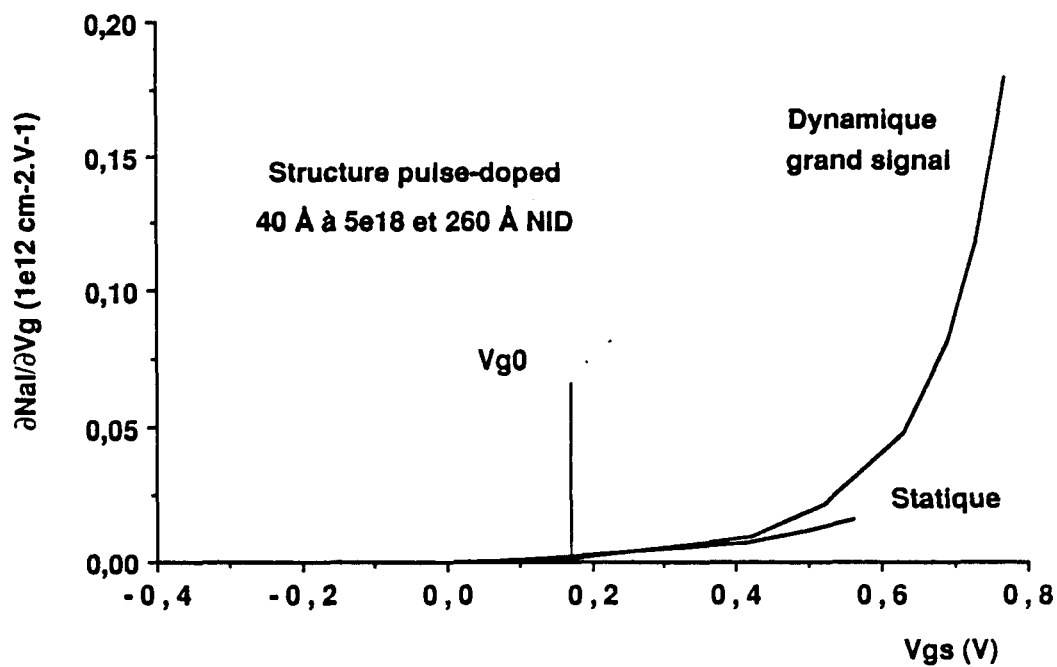
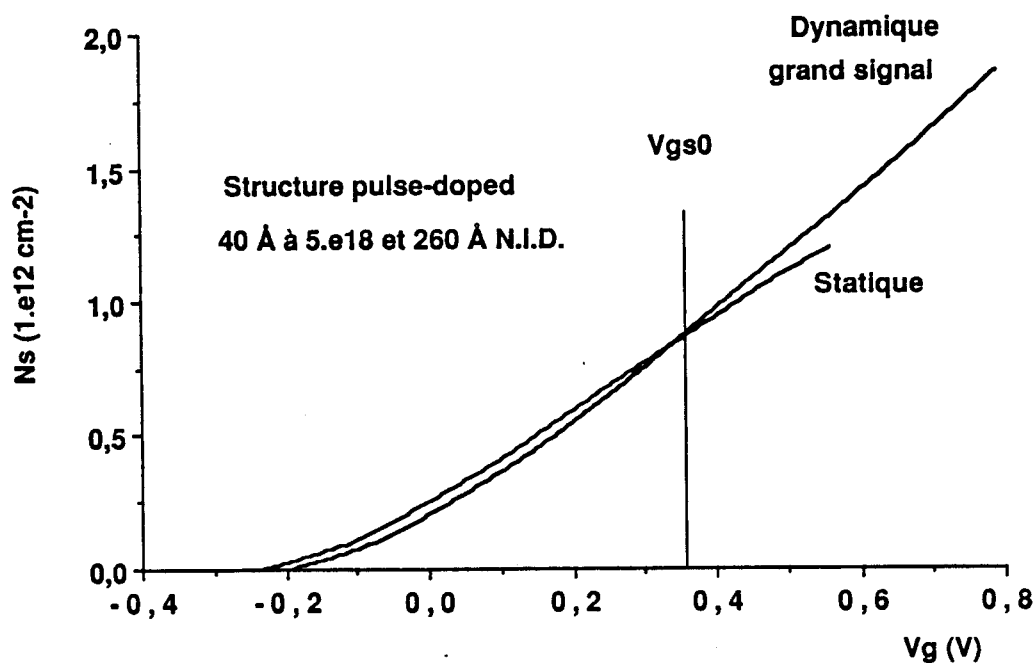
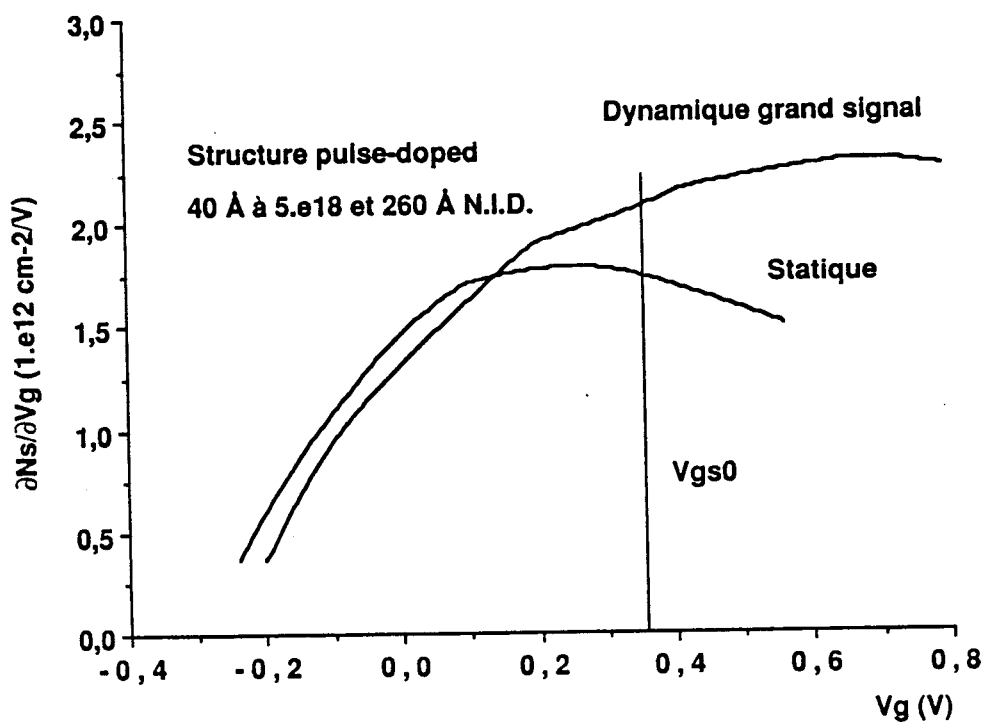


Figure 2.50 : Commandes des charges libres dans la couche d'AlGaAs en statique et en dynamique grand signal pour la structure, à dopage fortement différencié, simulée ($V_{g,so} = 0,15V$).

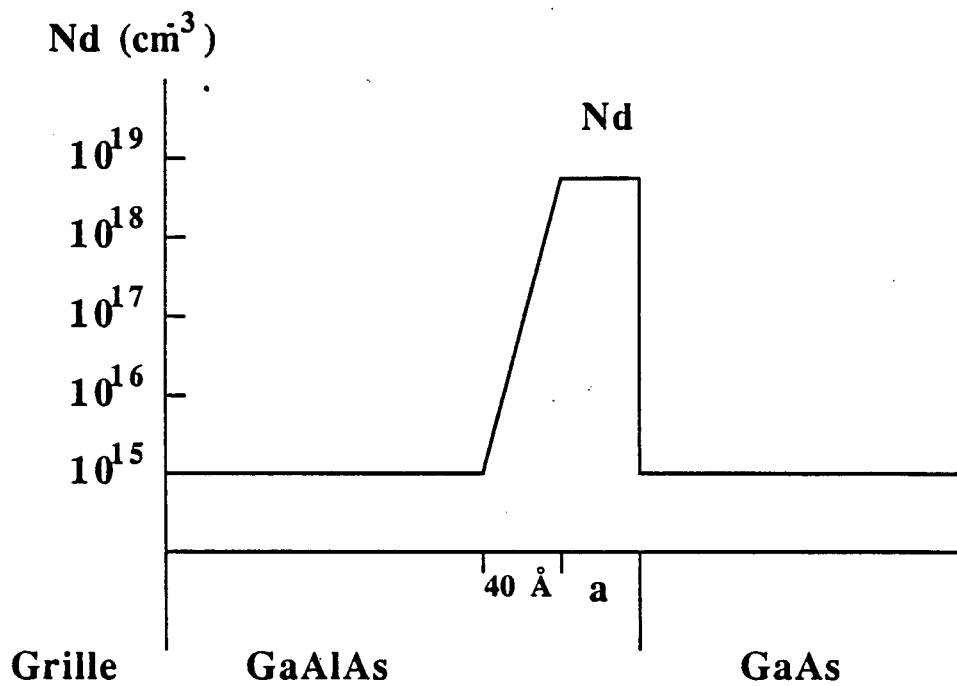


- a -

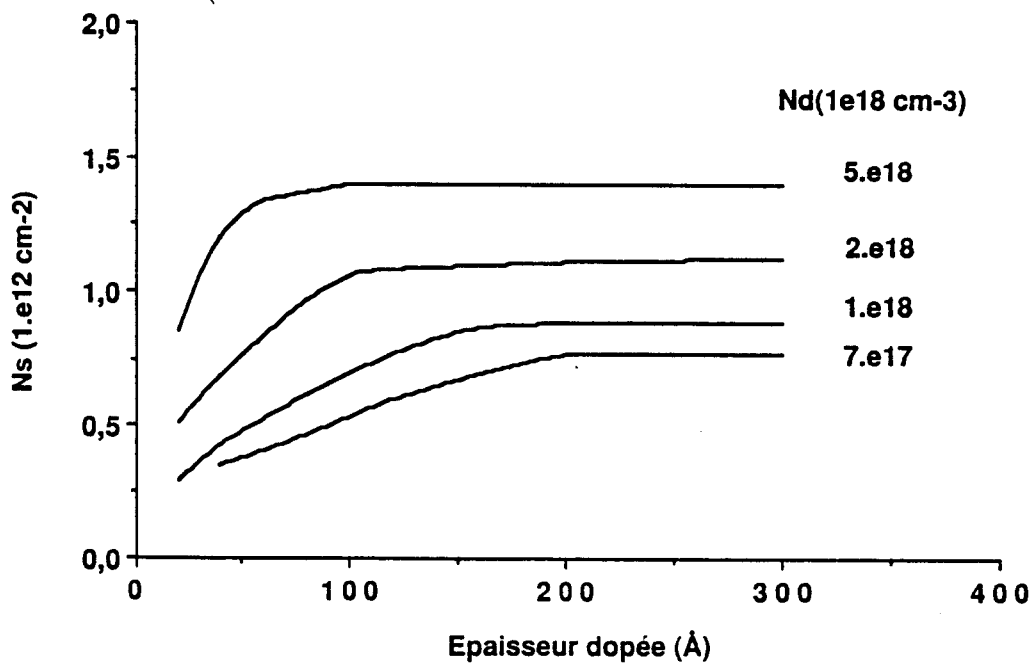


- b -

Figure 2.51 : Résultats des simulations statique et dynamique grand signal ($V_{gso} = 0,35V$) obtenus pour la structure, à dopage fortement différencié, concernant la charge interfaciale (a) et sa commande (b).



- a -



- b -

Figure 2.52 : Etude de l'influence de l'épaisseur de la partie d'AlGaAs sur la charge interfaciale.
 a - structure simulée
 b - résultats obtenus.

Un autre résultat qui nous est apparu intéressant est la nécessité de polariser le composant à une valeur de N_s supérieure à $\frac{\partial N_{smax}}{2}$ pour tirer profit de l'augmentation de N_s en dynamique grand signal (figures 2.51a et b).

2.6.3.1.2 Choix de la couche d'AlGaAs

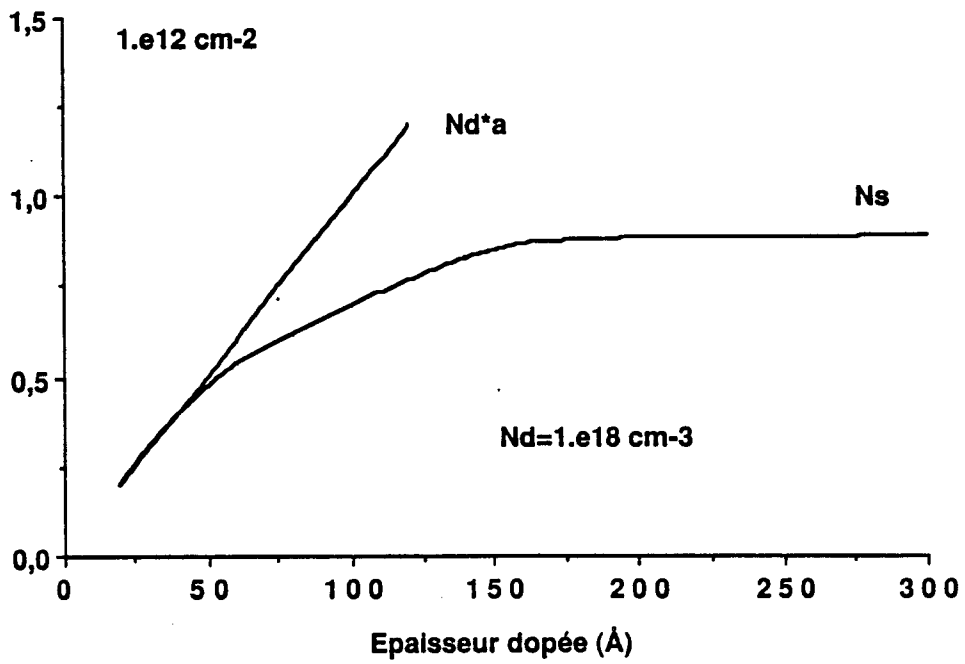
Les deux paramètres importants sont les épaisseurs de la partie non dopée et de la partie dopée de la couche d'AlGaAs et le dopage de cette dernière. En conséquence des précédentes conclusions, les considérations suivantes doivent entrer en compte :

- L'épaisseur totale de la couche d'AlGaAs doit être suffisamment mince pour permettre une bonne transconductance et montée en fréquence. Cette épaisseur ne doit guère dépasser 400 Å.
- L'épaisseur de la partie non dopée d'AlGaAs, pour jouer son rôle d'atténuation du courant tunnel doit avoir une épaisseur d'au moins 200 Å.
- La partie dopée doit être mince tout en étant capable de fournir la quantité de charge suffisante dans le puits.

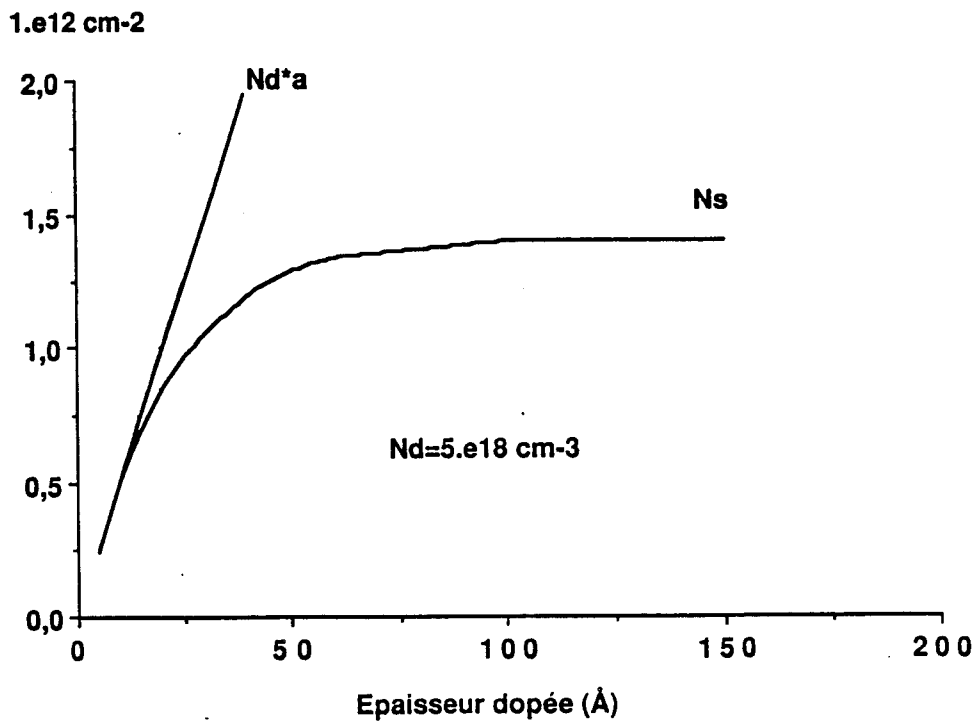
Sur la base de ce dernier critère, nous avons étudié l'évolution de la charge interfaciale maximale en fonction de l'épaisseur de la couche dopée pour quatre valeurs différentes du dopage (figure 2.52b). La structure utilisée dans la simulation contient, dans le but de stabilité du calcul, une zone de transition (à dopage variable) de 40 Å (figure 2.52a).

Sur les figures 2.53a et b, nous présentons deux cas détaillés. Pour une faible épaisseur, tous les électrons fournis par les dopants ($N_d \cdot a$) servent à alimenter le canal. Progressivement le piégeage dans la partie dopée de la couche d'AlGaAs et la saturation dans le canal font que la charge N_s tend à s'éloigner de la charge potentielle $N_d \cdot a$, pour arriver enfin à sa valeur de saturation. L'épaisseur pour laquelle commence la saturation est un paramètre important. C'est l'épaisseur maximale que l'on peut attribuer à la partie dopée de GaAlAs. Son évolution en fonction du dopage est représentée sur la figure 2.54. En première approximation elle est égale à $\frac{2N_{smax}}{N_d}$.

D'après les critères définis au début de ce paragraphe, la structure optimale doit avoir une partie de la couche d'AlGaAs dopée à $5.10^{18} cm^{-3}$ et épaisse de 50 Å,



- a -



- b -

Figure 2.53 : Comparaison de l'évolution de la charge interfaciale ($N_s \cdot a$) en fonction de l'épaisseur de la partie dopée de la couche d'AlGaAs pour des dopages de 10^{18} cm^{-3} (a) et de $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (b).

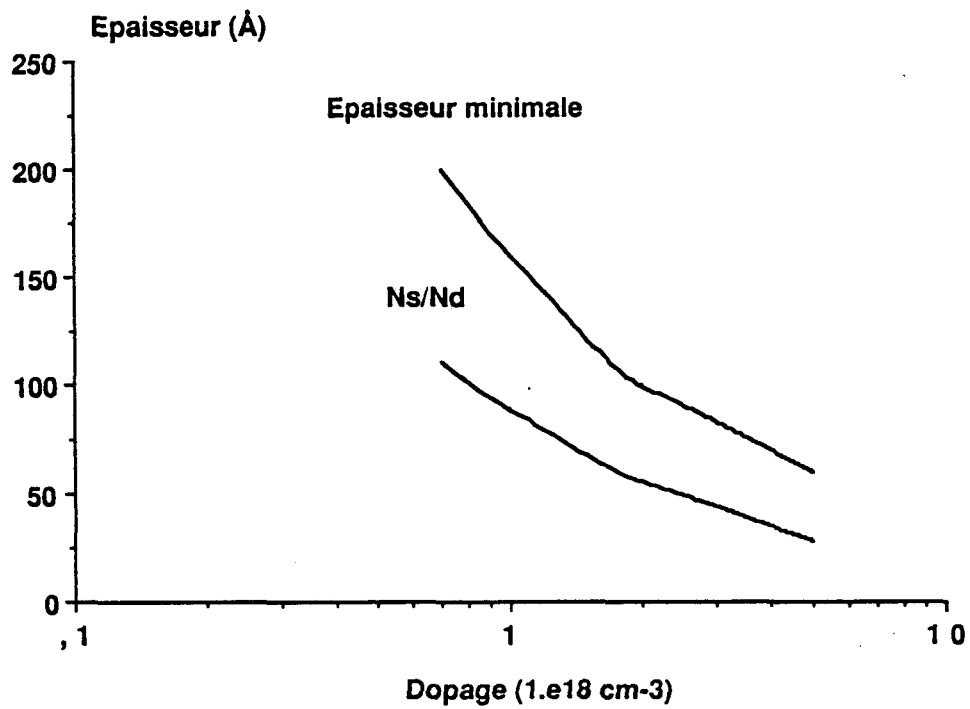


Figure 2.54 : Evolution de l'épaisseur minimale de la partie dopée donnant la saturation en fonction du dopage. Comparaison avec l'épaisseur N_s/N_d .

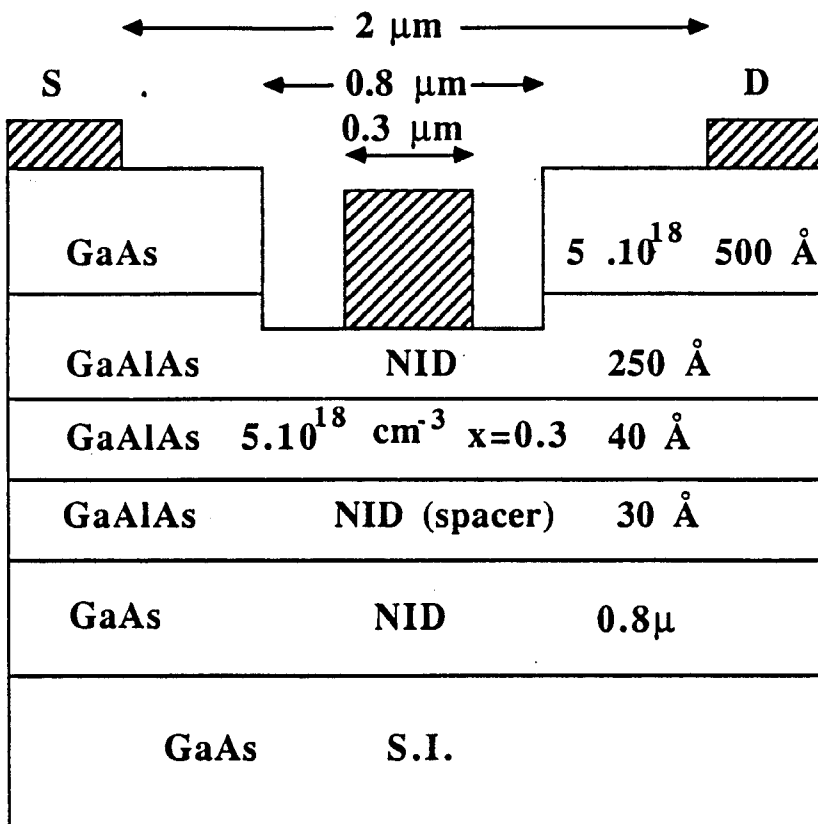


Figure 2.55 : Structure technologique du TEGFET fortement pulse-doped CHS 142 réalisé au laboratoire.

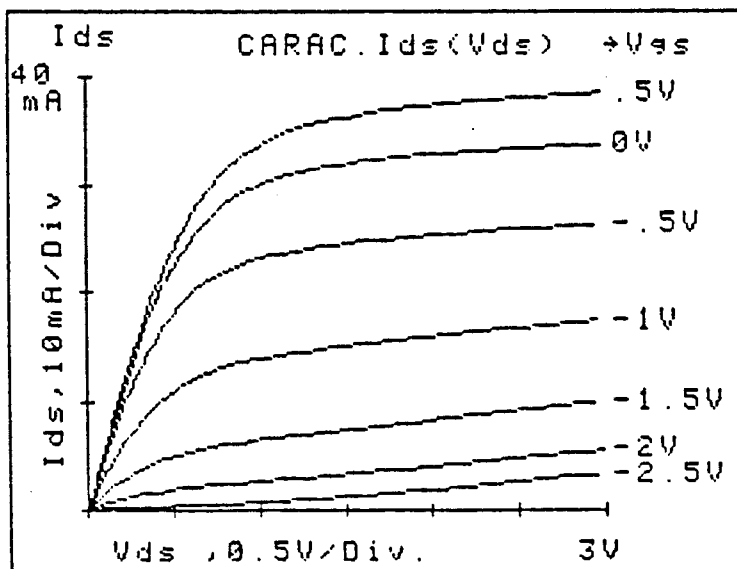


Figure 2.56 : Réseau de caractéristiques relevé pour le transistor CHS 142.

l'épaisseur totale étant de 400 Å.

2.6.3.2 Etude expérimentale

La structure du type fortement pulse-doped qui a été réalisée au laboratoire (CHS 142) est représentée sur la figure 2.55. Sa caractérisation statique a donné les résultats suivants :

- un courant maximum de 260 mA/mm (figure 2.56)
- une tension de claquage supérieure à 20 V
- une résistance d'accès de l'ordre de 1.5 Ω mm

En hyperfréquences :

- une transconductance extrinsèque de valeur maximale de 190 mS/mm (figure 2.57a)
- une fréquence de coupure en courant de 20 GHz au maximum (figure 2.58) et une fréquence de coupure du MAG f_{max} , de 30 GHz (figure 2.58b).

L'analyse de ces résultats fait ressortir des valeurs statiques en courant et en tension similaires à celles du transistor CHS 76, avec malheureusement une résistance d'accès élevée.

En hyperfréquences, le point négatif est celui de la valeur plutôt faible de la transconductance g_m malgré une longueur de grille de 0.5 μ m. Nous attribuons ce résultat d'une part à une technologie non encore bien optimisée au moment de la réalisation du composant, et enfin à un recess insuffisamment profond (V_p est de - 2 V au lieu de - 0.5 V prévu). Nous remarquons en conséquence une répercussion sur les fréquences de coupure en courant et en MAG qui malgré une conductance de sortie g_d peu élevée (13 mS/mm), présentent des valeurs plutôt faibles.

Le point positif concerne l'évolution de la capacité C_{gs} qui, en fonction de V_{gs} , croît tant que l'on commande l'hétérojonction, puis tend vers une valeur constante lorsque la commande atteint la couche d'AlGaAs. Cette évolution comparée à celle

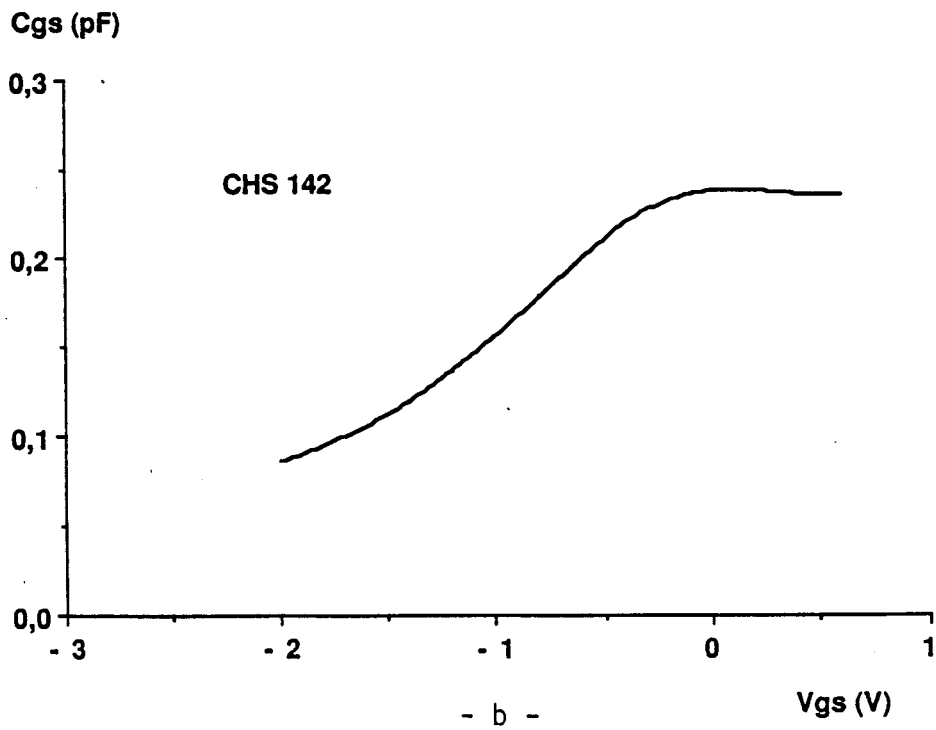
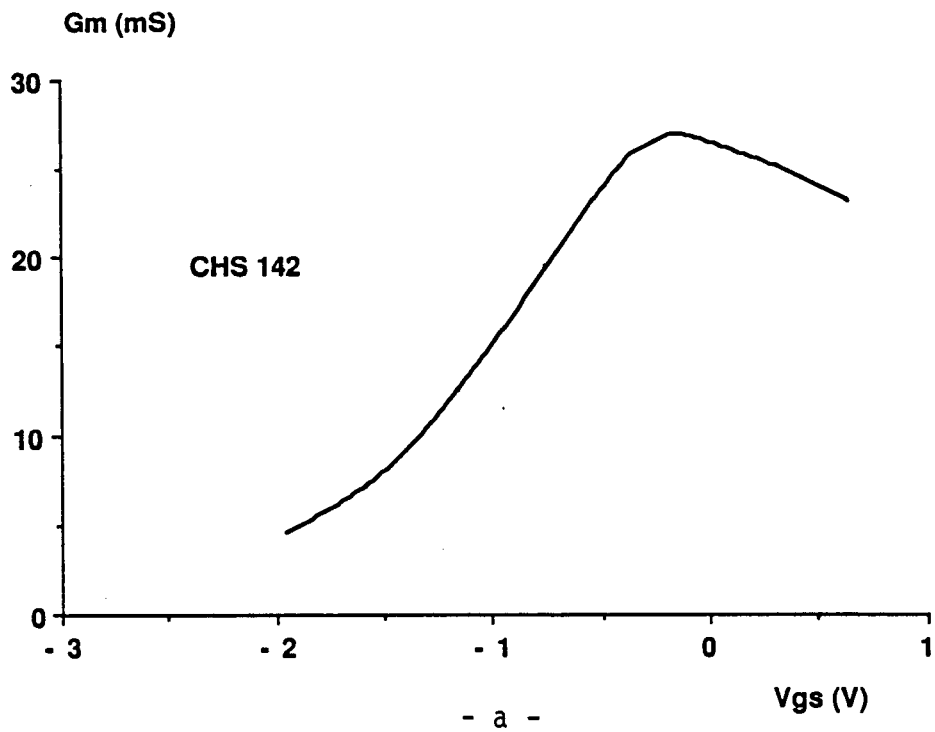


Figure 2.57 : Transistor CHS 142 : relevé en hyperfréquences de
 a - la transconductance
 b - la capacité grille-source.

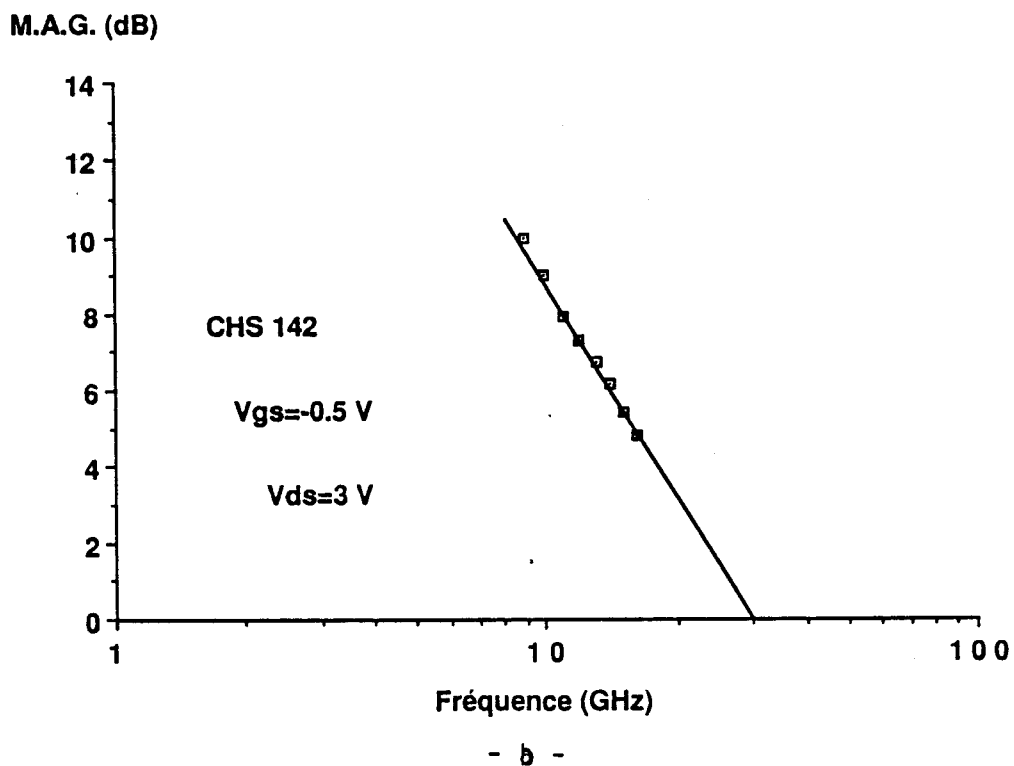
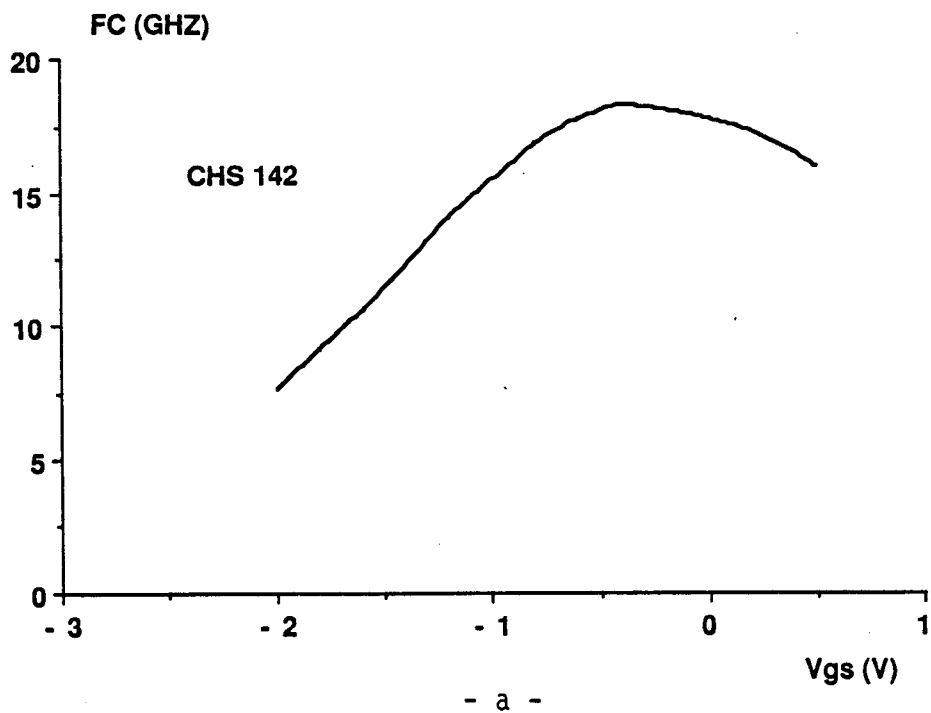


Figure 2.58 : Transistor CHS 142 : relevé en hyperfréquences
 a - de la fréquence de coupure en courant,
 b - du gain maximum en puissance disponible.

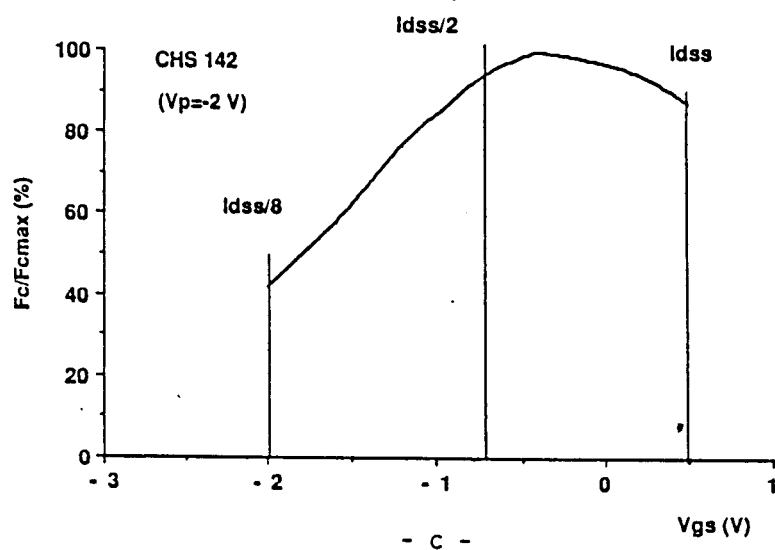
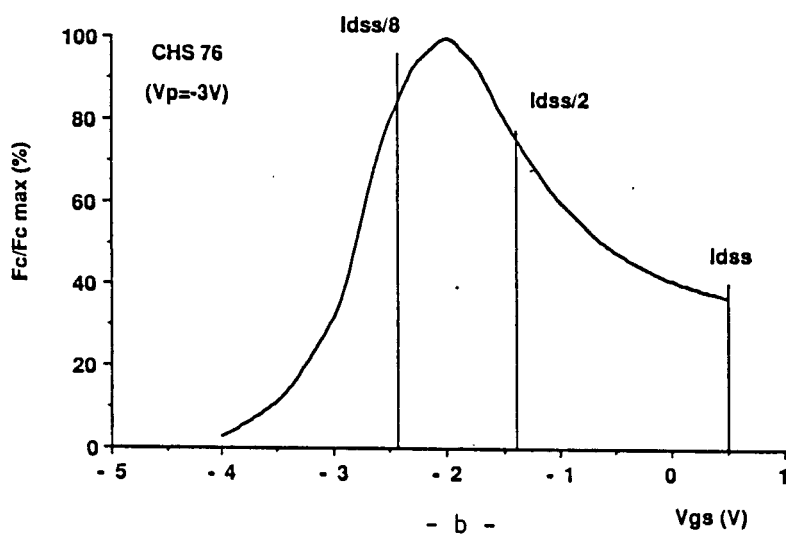
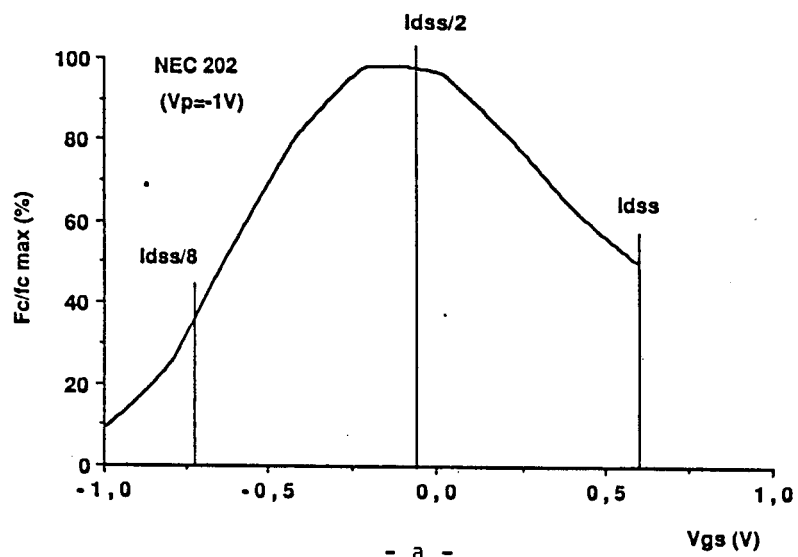


Figure 2.59 : Evolution de la fréquence de coupure en fonction du courant de drain pour
 a - une structure classique (NEC 202)
 b - une structure pulse-doped (CHS 142)
 c - une structure fortement pulse-doped (CHS 142)

obtenue pour une structure classique met en évidence la minimisation, dans la commande de charge, du rôle de la couche d'AlGaAs confirmant ainsi les prévisions théoriques.

En fréquence de coupure du courant, nous avons comparé sur la figure 2.59 le composant CHS 142 à une structure classique et à la précédente structure pulse-doped (CHS 76). Pour pouvoir comparer, nous avons normalisé l'évolution en fonction de V_{gs} de la fréquence de coupure par rapport à sa valeur maximale. On voit clairement que le composant qui présente le moins de variation de fréquence de coupure pour une excursion en V_{gs} allant de V_p à V_b (tension de built-in) est le CHS 142. Ceci démontre à nouveau sa meilleure linéarité.

2.6.3.3 Conclusion

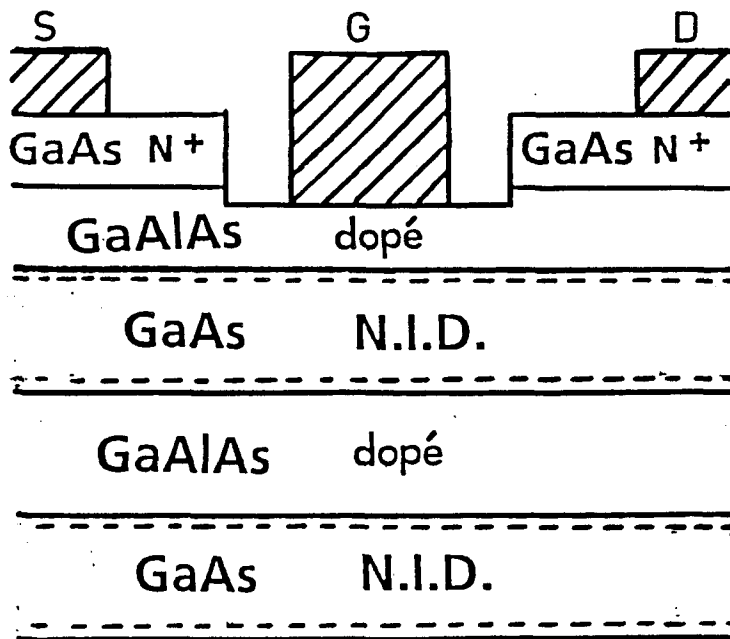
Jusqu'à ce stade de l'optimisation du TEGFET, nous pouvons dire que deux limitations principales ont été surmontées à savoir, la tension de claquage et la linéarité. Mais pour les trois sortes de structures étudiées jusqu'à maintenant, le courant I_{dss} est resté toujours à une valeur de 250 - 300 mA/mm. Ce courant plutôt faible a peu de chance d'être augmenté avec une structure monopuits à cause de la limite physique due au fait qu'on ne peut "remplir" indéfiniment le puits de potentiel. L'utilisation de structures ayant plusieurs puits semble donc la solution inévitable à ce problème. Son étude va constituer la seconde grande étape de notre travail.

2.7 TEGFET multipuits

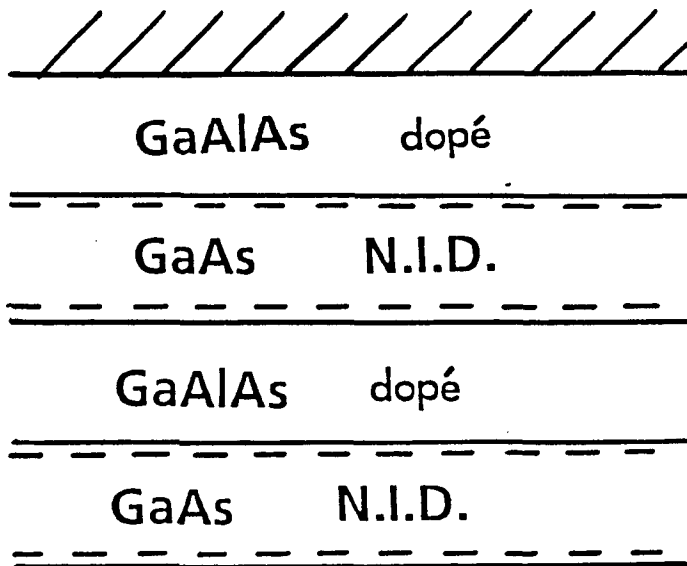
2.7.1 Introduction

Le TEGFET multipuits (appelé également TEGFET multicouche, TEGFET multicanal ou encore multihétérojonction) a pour principe comme son nom l'indique d'utiliser plusieurs hétérojonctions qui permettent la mise en parallèle de plusieurs canaux conduisant le courant. Les résultats publiés dans la littérature [33-38] ont montré que ce type de composant constitue le seul moyen d'augmenter considérablement le courant I_{dss} par rapport au TEGFET monopuits où même avec les dopages les plus élevés on atteint difficilement un courant de 300 mA/mm.

Notre choix est d'autant plus indispensable que, au stade où nous en étions ar-



- a -



- b -

Figure 2.60 : Structure multicouche réelle (a) et structure simplifiée utilisée pour la modélisation (b).

rivés, tous les résultats de puissance effectués par nous-mêmes (voir chapitre 3) ou publiés dans la littérature laissaient penser que le facteur courant était particulièrement important pour les performances du TEGFET en puissance.

La structure pulse-doped ayant montré des avantages non négligeables, nous l'avons associée à la structure multipuits pour aboutir à une structure optimale associant courant important, tension de claquage élevée et bon comportement dynamique.

La démarche que nous avons poursuivie associe simultanément la simulation, la réalisation technologique et la caractérisation systématique et complète du composant. L'essai en puissance, quand il est possible, vient compléter les informations nécessaires à notre analyse.

La particularité des structures réalisées a conduit évidemment l'équipe de technologie à adapter les méthodes d'épitaxie et de process technologique à ce type de composant.

La structure que nous avons choisie d'optimiser comporte trois puits. Cette structure étant d'une complexité moyenne, la compréhension théorique et expérimentale de son fonctionnement nous donnera les éléments nécessaires pour décider, ou non, de passer à un plus grand nombre d'hétérojonctions.

2.7.2 Principe de la modélisation

La structure multipuits dans le cas général est présentée sur la figure 2.60a. Ses différents canaux de courant sont représentés par les pointillés.

Beaucoup plus compliqué que celui du monopuits, son fonctionnement réel semble impossible à simuler en un temps raisonnable. Nous avons donc ramené le problème à une seule dimension, c'est-à-dire que nous nous sommes intéressés au seul contrôle de charge comme dans le cas du monopuits. La structure étudiée est celle de la figure 2.60b. La modélisation complète sera réalisée par T.A. Shawki dans le cadre de sa thèse de Doctorat [7].

Le modèle utilisé est le même que celui décrit dans le paragraphe (5.1) à la différence près du nombre des interfaces AlGaAs/GaAs. En partant loin de toutes les

hétérojonctions dans la profondeur de la structure on détermine le champ, le potentiel et la concentration de porteurs en tout point avec une procédure de Runge-Kutta, permettant de balayer successivement chaque hétérojonction et de remonter jusqu'au niveau de la grille.

Avec ce modèle nous déterminons les différentes concentrations interfaciales, N_{si} , ainsi que leur commande, par la tension V_g , $\frac{\partial N_{si}}{\partial V_g}$. Nous pouvons également déterminer les charges libres et piégées dans les différentes couches d'AlGaAs.

Il est à noter que ce modèle faute de temps pour l'affiner ne prend pas en compte la statistique de Fermi-Dirac, ses conclusions sont donc entachées d'une certaine imprecision que nous croyons minime vu la comparaison ultérieure avec les résultats expérimentaux.

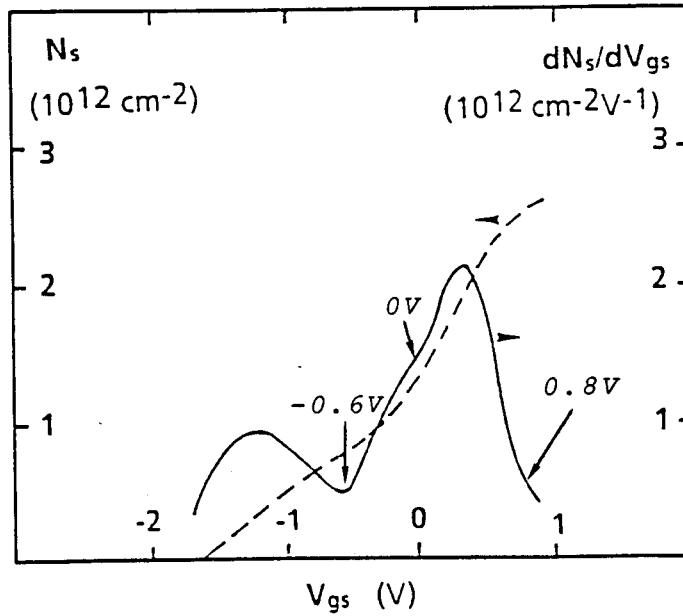
2.7.3 Critères d'optimisation spécifiques au multicouche

Les critères d'optimisation de la structure multicouche sont les suivants :

- Un courant I_{dss} maximum. Ceci peut être satisfait par la multiplication des hétérojonctions. Mais ces dernières doivent être suffisamment éloignées les unes des autres. En effet le rapprochement de deux hétérojonctions provoque des interactions électrostatiques qui, à l'équilibre (ce qui correspond au "canal ouvert" pour le composant) tendrons à réduire leurs charges respectives.
- Une bonne linéarité de la commande. C'est-à-dire qu'il faut avoir une bonne transconductance ne subissant pas de fluctuations trop grandes en fonction de la tension de grille. Ce point constitue de toute évidence un des problèmes les plus importants de la structure multi-hétérojonction. Les différents puits étant obligatoirement commandés successivement, il faut veiller à éviter qu'il y ait trop de discontinuité au passage d'un puits au suivant. Ceci implique donc que les puits soient les moins éloignés possibles les uns des autres.
- Une bonne montée en fréquence. Ceci dépend évidemment en partie du process de lithographie technologique, mais aussi du choix de la structure. Cette dernière doit être telle que la transconductance soit la plus élevée possible. Cela impose une relative proximité des différents puits et de la grille. La distance entre les hétérojonctions "intérieures" étant déjà imposées par les deux premiers critères,

30 Å		
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	200 Å
GaAs	NID	180 Å
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	120 Å
Buffer	GaAs	NID

- a -



- b -

Figure 2.61 : Exemple de simulation montrant la commande progressive des différents puits : structure simulée (a) et résultats obtenus (b).

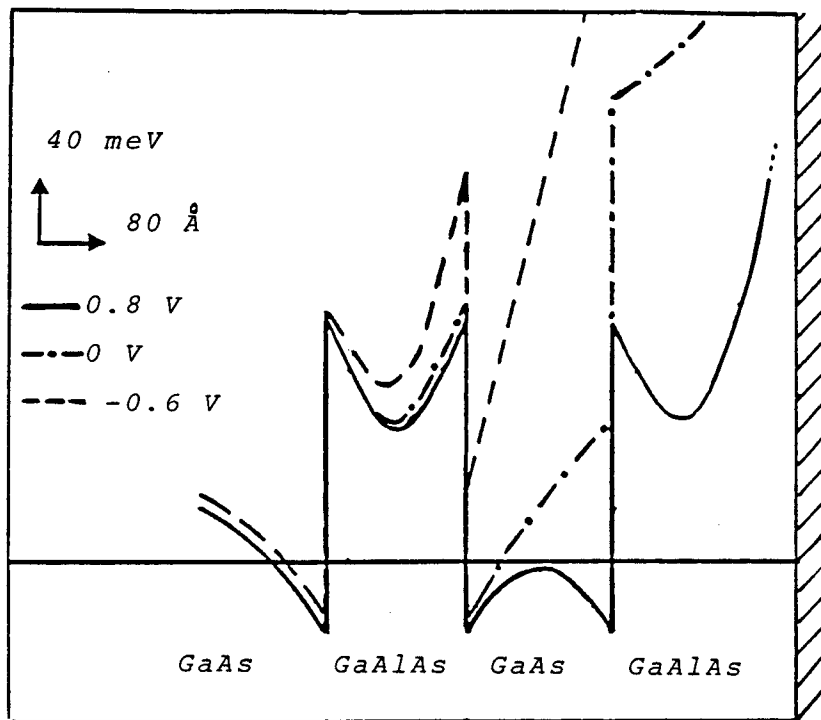


Figure 2.62 : Evolution de la structure de bande relative à la simulation de la figure 2.61.

V_g (V)	N_{s1}	N_{s2}	N_{s3}
+0.8	0.85	0.85	0.85
0	0.85	0.49	0
-0.6	0.74	0	0
-1.7	0	0	0

Tableau 2.II : Remplissage progressif des différents puits avec la tension de commande V_g .

l'amélioration de transconductance ne peut être obtenue que par un rapprochement au maximum de la grille par rapport à l'hétérojonction qui se trouve en surface.

Ces différents critères notamment le premier et le second, conduisent à des conditions quelque peu contradictoires. Le choix de la structure optimale a nécessité donc la réalisation d'un délicat compromis.

2.7.4 Exemple typique de résultats obtenus

Un exemple typique de structure à trois puits étudié par simulation est donné sur la figure 2.61a. Les résultats les plus importants, à savoir l'évolution de la charge interfaciale N_s et de sa commande $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ par la tension V_g sont présentés sur la figure 2.61b.


La courbe $N_s(V_g)$ a une forme ascendante et un peu irrégulière quand V_g passe de V_p (ici -1,7 V) à V_b . L'irrégularité comme le confirme la courbe $\frac{\partial N_s}{\partial V_g} = f(V_g)$ est due au "remplissage" successif des différents puits. Les deux puits en surface se remplissent à des tensions V_g voisines du fait de leur rapprochement spacial.

Afin de mieux comprendre cet aspect progressif du fonctionnement du multicouche, nous avons tracé la configuration spatiale de la bande de conduction, ainsi que l'évolution de la charge N_{si} dans chacune des hétérojonctions et ce pour différentes valeurs de V_g . Les résultats sont présentés sur la figure 2.62 et le tableau 2.II. Sur ce dernier nous avons noté une valeur nulle pour toute concentration interfaciale inférieure à 10^{11}cm^{-2} .


- A $V_g = -1,7V$ toutes les hétérojonctions sont "vidées"
- A $V_g = -0,6V$ l'hétérojonction la plus profonde est remplie à pratiquement 90% alors que les deux autres sont encore non chargées.
- A $V_g = 0V$, l'hétérojonction la plus profonde est remplie entièrement, la médiane est remplie à 60% et celle en surface encore désertée.
- A $V_g = +0,8V$ toutes les hétérojonctions sont remplies.

2.7.5 Choix des couches intérieures


La structure choisie pour l'optimisation comporte, rappelons-le, trois puits. La première étape est de choisir les couches intérieures de la structure, c'est-à-dire toutes

		
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	220 Å
GaAs	NID	360 Å
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	220 Å
Buffer	GaAs	NID

- a -

		
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	220 Å
GaAs	NID	300 Å
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	180 Å
Buffer	GaAs	NID

- b -

		
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	220 Å
GaAs	NID	160 Å
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	130 Å
Buffer	GaAs	NID

- c -

Figure 2.63 : Les trois structures multicouches simulées.

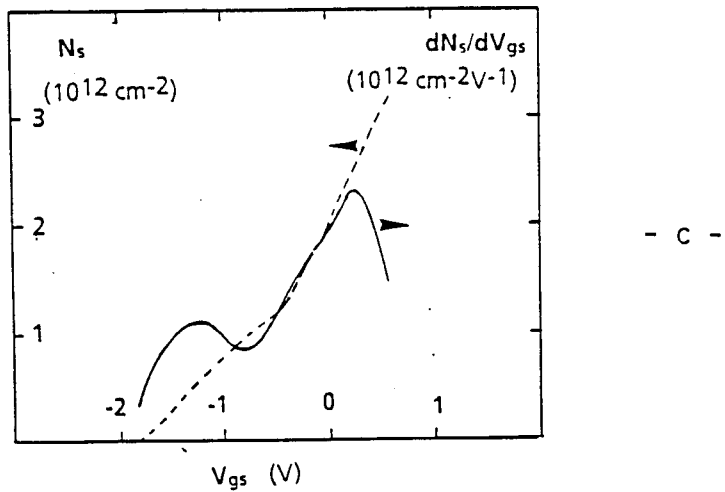
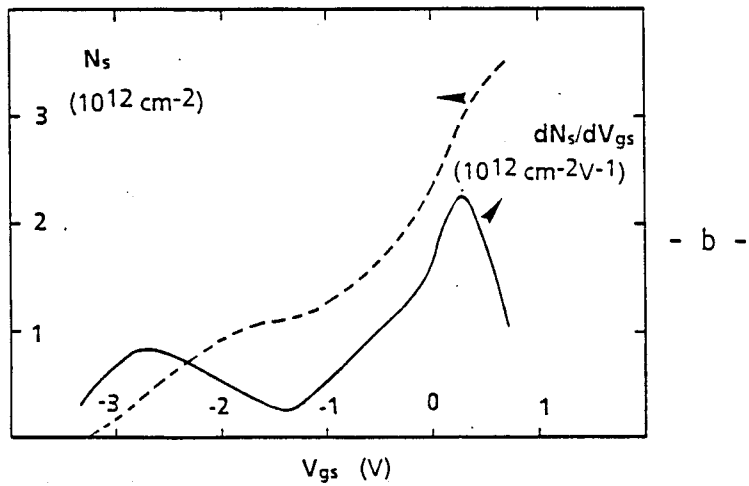
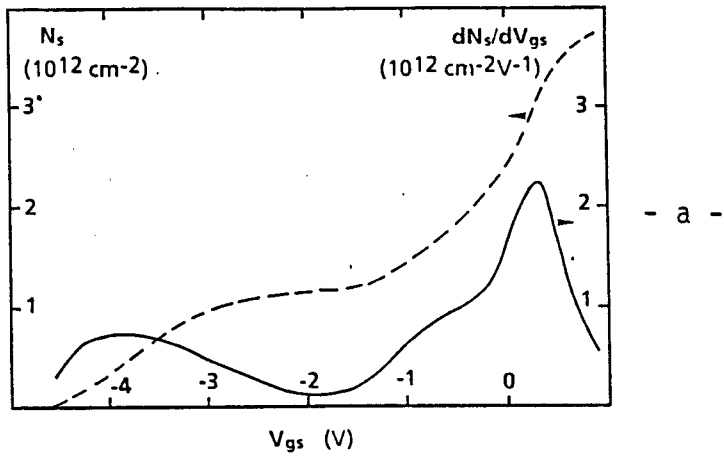

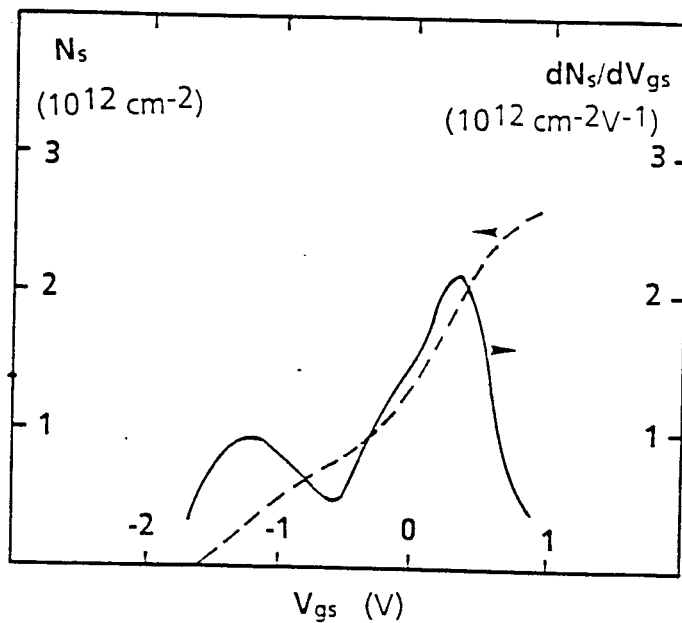


Figure 2.64 : Résultats de simulations relatives respectivement aux trois structures de la figure 2.63.

		
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	200 \AA
30 \AA		
GaAs	NID	180 \AA
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18}$	120 \AA
Buffer	GaAs	NID

- a -



- b -

Figure 2.65 : Modification de la structure C tenant compte de la présence de spacers (a) et nouveaux résultats de simulation (b).

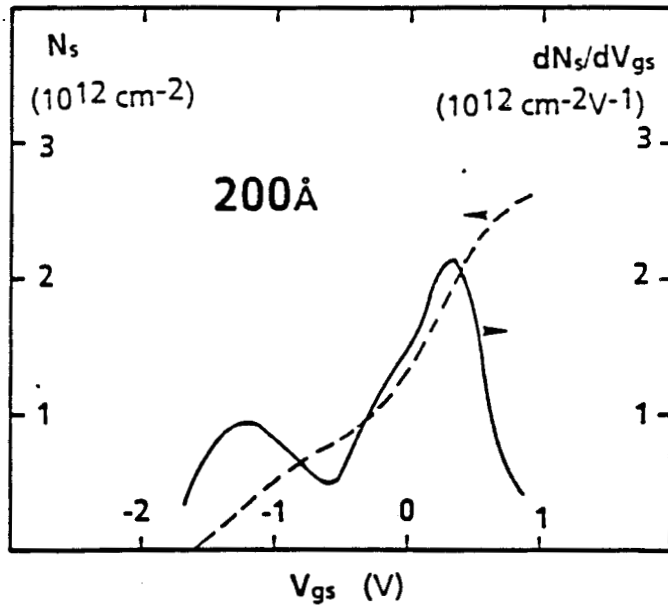
les couches exceptée celle en contact avec la grille. Nous utilisons pour ce faire le premier et le second critères du paragraphe 7.3 relatifs aux paramètres courant et linéarité qui nous l'avons souligné, posent des conditions contradictoires. Une illustration des difficultés soulevées est donnée par les résultats de simulations opérées sur les trois exemples de structures représentées sur les figures 2.63a, b et c. Ces structures ne contiennent pas de spacers. La couche supérieure d'AlGaAs qui a une épaisseur de 220 Å dans les 3 cas a un dopage uniforme de $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

Rappelons que pour un dopage dans les différentes couches d'AlGaAs de $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ la charge totale maximale de la structure pourrait être théoriquement de $3,9 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$. Nous pouvons voir sur les figures 2.64a, b, et c que du fait du rapprochement des puits, cette valeur n'est atteinte dans aucun des cas : 96 % pour la structure a, 90 % pour la structure b et 82 % pour la structure c. Pour la commande, les puits des structures a et b sont presque totalement découplés ce qui fait que ces structures sont inutilisables. Seule la structure c, présente un compromis intéressant entre le nombre de charges et la continuité de la commande. Pour affiner le choix des couches, nous avons repris la simulation mais en tenant compte des spacers (30 Å). La structure finale et les résultats correspondants de simulation sont présentés sur les figures 2.65a et b.

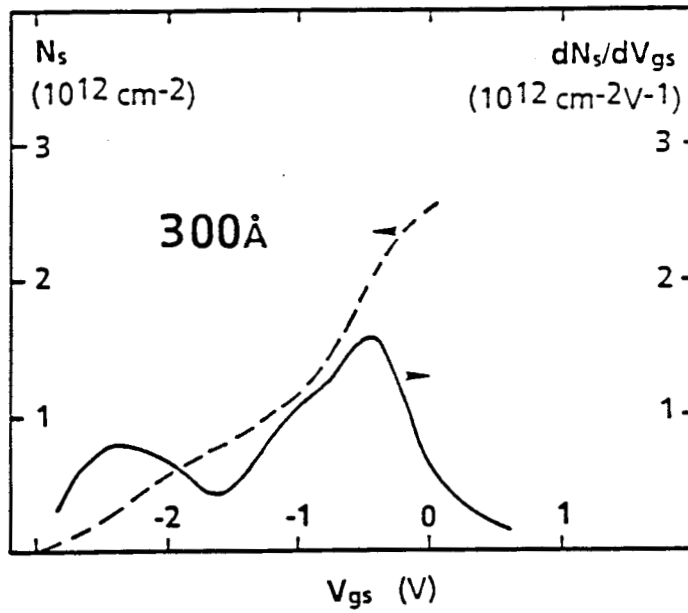
Remarquons que nous avons dû "espacer" les deux hétérojonctions qui se trouvent en surface pour compenser en partie la perte de charges due à la présence des spacers. La concentration totale N_s est de $2,7 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ C'est-à-dire 70 % de la charge potentielle de la structure.

2.7.6 Choix de la couche superficielle

Le choix de cette couche doit être tel que l'on ait une tension de pincement inférieure à 3 V. Il faut également que l'on ait la plus complète utilisation possible des potentialités en courant, ce qui implique que le second maximum de $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ intervienne pour une tension V_g de l'ordre 0 V. De la sorte lorsque le courant de drain est maximum c'est-à-dire $V_g \simeq +0,5V$, la chute de la fréquence de coupure ne s'est pas encore produite. Une autre condition évidente est que les maxima des courbes $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ soient les plus élevés possibles.



- a -



- b -

Figure 2.66 : Résultats de simulation pour la structure de la figure 2.65a pour des épaisseurs de la couche superficielle d'AlGaAs de 200 Å (a) et 300 Å (b).

Pour parvenir à ces résultats, plusieurs simulations ont été nécessaires. De façon générale elles ont montré que l'augmentation de l'épaisseur, a , de la couche d'AlGaAs n'altère pas la qualité de la commande mais joue sur les valeurs maximales de $\frac{\partial N_s}{\partial V_g}$ et sur les valeurs des tensions correspondantes. Des exemples significatifs en sont donnés par les figures 2.66a et b. La structure qui nous a semblé présenter le plus d'avantages comporte une épaisseur superficielle d'AlGaAs de 200 Å. C'est cette structure que nous avons par ailleurs réalisée technologiquement.

2.7.7 Réalisation technologique préliminaire : CHS 144

La structure à réaliser peut être de façon générale représentée comme sur la figure 2.67. Sa réalisation technologique pose essentiellement deux problèmes. Le premier est lié à son utilisation en structure de puissance et concerne le choix du recess. Ce dernier doit être suffisamment large pour une bonne tenue en tension mais aussi suffisamment étroit pour diminuer les résistances d'accès. Le second problème est celui de l'accès aux puits en profondeurs. La technologie doit alors être optimisée pour que les contacts ohmiques diffusent suffisamment à l'intérieur de la structure.

Conscients de ces difficultés et nous basant sur les résultats de la simulation, nous avons réalisé une première structure multicouche qui a porté le n°CHS 144. Celle-ci dont le détail est présenté sur la figure 2.68 a un recess large de 2 μm pour une longueur de grille de 0,8 μm . La largeur de grille est de 150 μm . Les zones d'accès GaAs sont dopées à $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ sur une épaisseur de 200 Å.

Comme les structures précédentes, cette structure a été caractérisée systématiquement tant en continu qu'en hyperfréquences.

2.7.7.1 Caractérisation statique

Les résultats en statique sont les suivants :

- Un courant de saturation de 460 mA/mm pour une tension de pincement de -2,5 V (figure 2.69). Cette valeur comparée à celle obtenue typiquement pour le TEGFET monopuits ($\simeq 250 \text{mA/mm}$) peut paraître a priori faible. Cependant si on tient compte comme nous l'avons trouvé par modélisation, du taux de remplissage des hétérojonctions (70 %), elle peut paraître tout à fait normale.

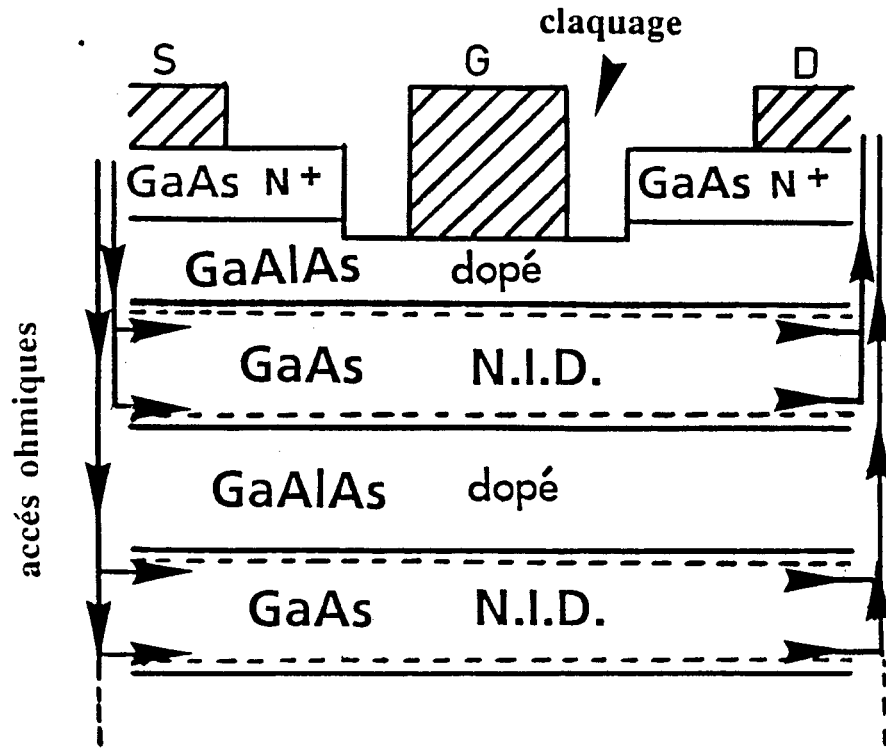


Figure 2.67 : Structure multicouche à réaliser montrant deux des nombreux problèmes posés.

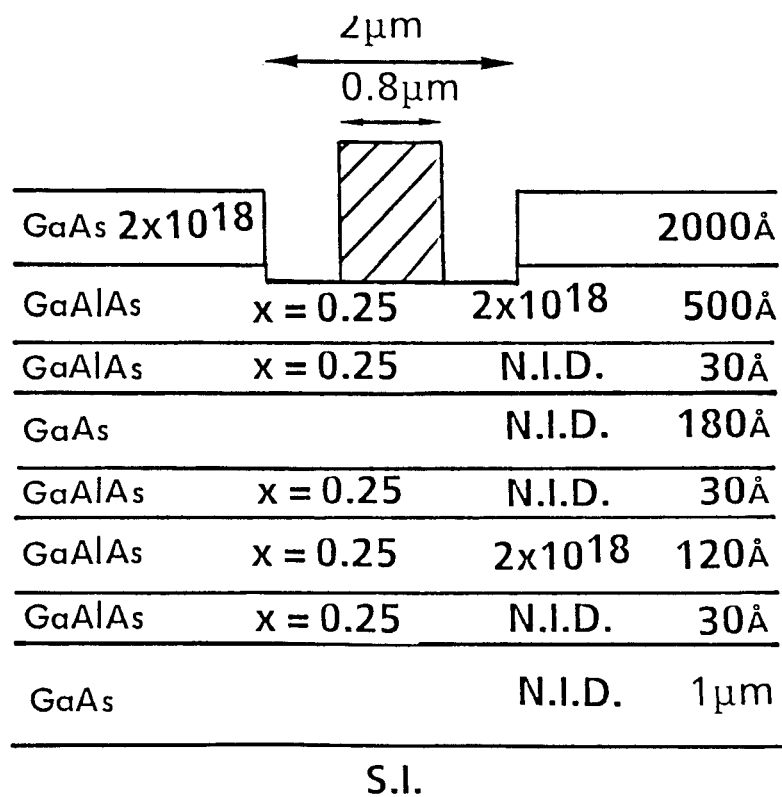


Figure 2.68 : Structure du premier TEGFET multicouche réalisé (CHS 144).

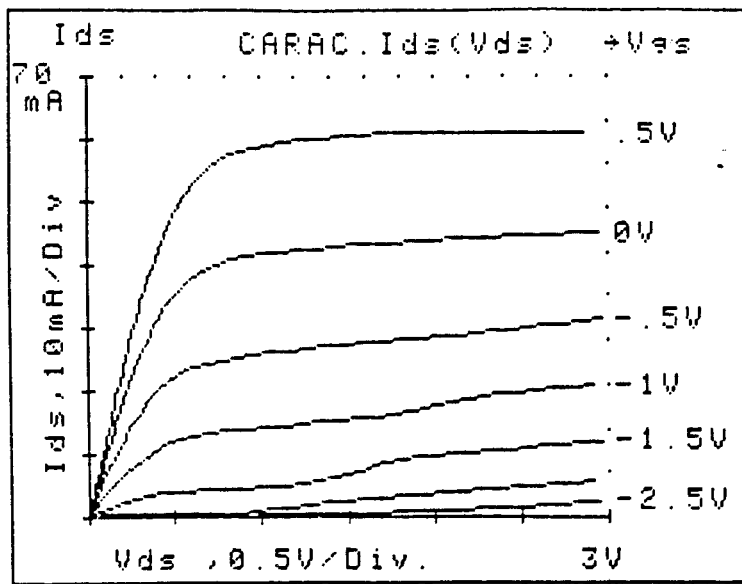
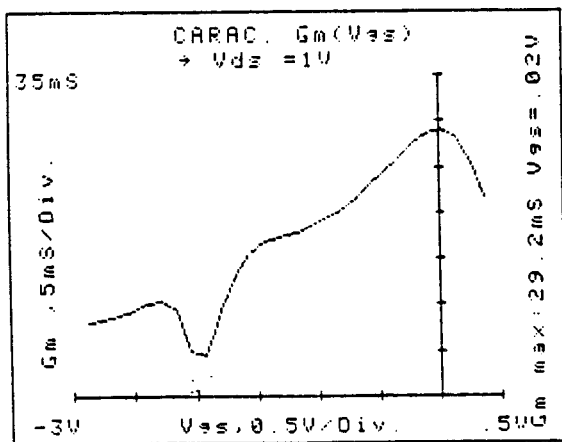
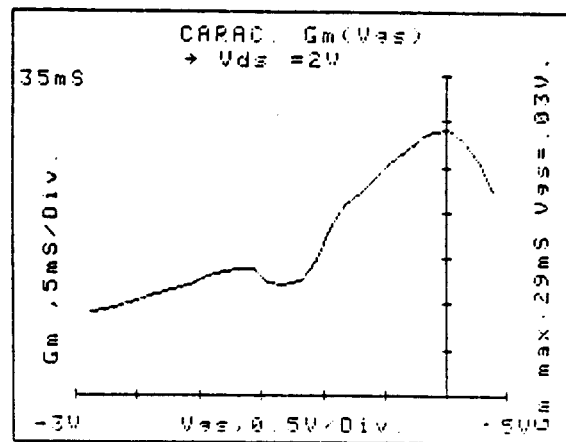


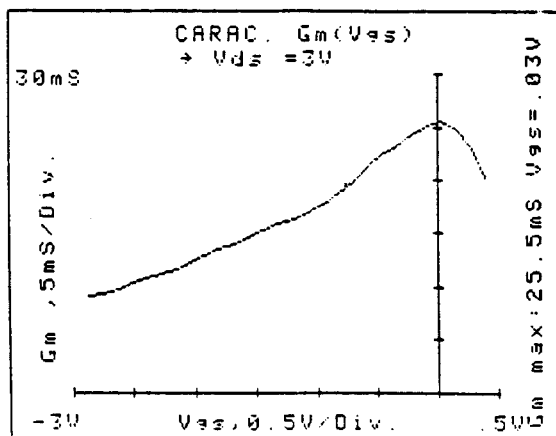
Figure 2.69 : Réseau de caractéristiques statiques du transistor CHS 144.



- a -



- b -



- c -

Figure 2.70 : Evolution de la transconductance g_m en fonction de la tension V_{g_s} , pour des valeurs de V_{d_s} de 1V (a) , 2V (b) et 3V (c).

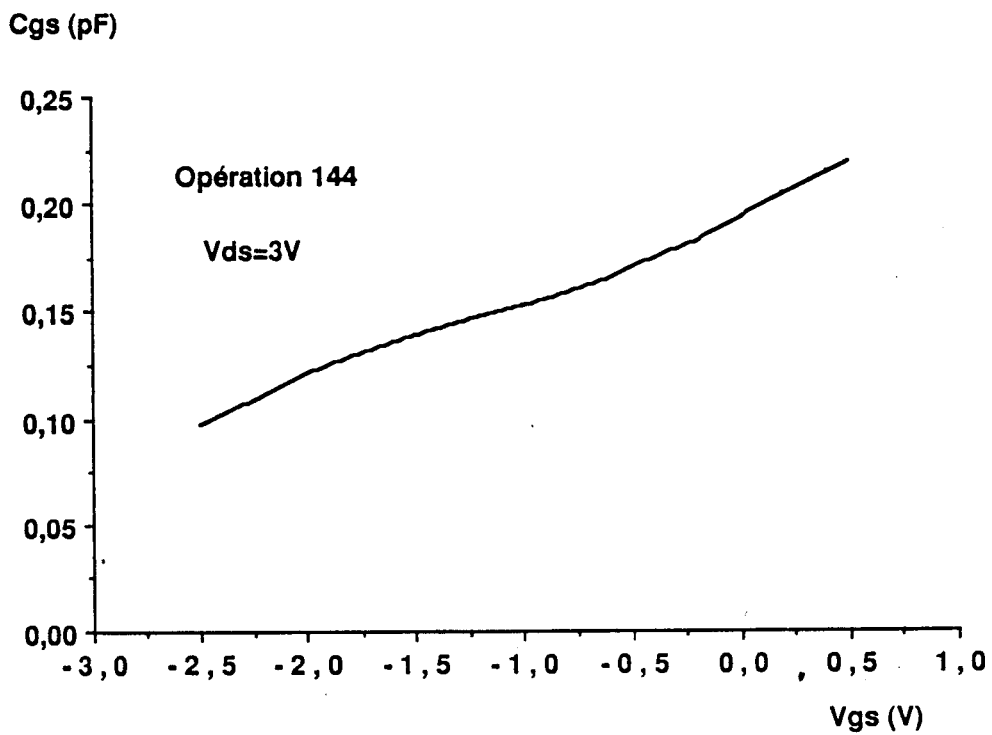
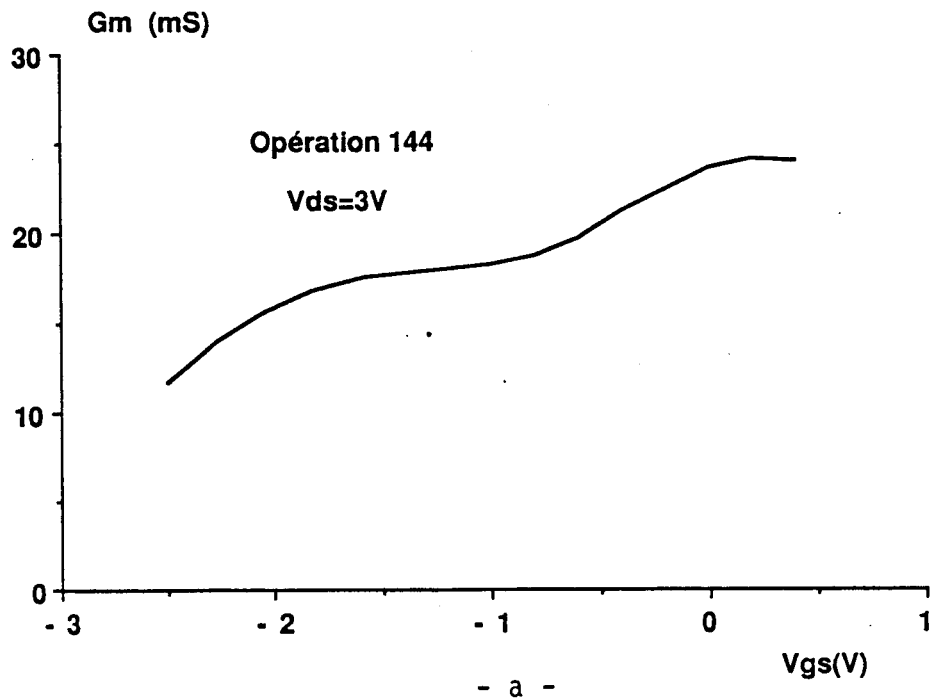


Figure 2.71 : Transistor CHS 144: relevé en hyperfréquences
 a - de la transconductance,
 b - de la capacité grille-source.

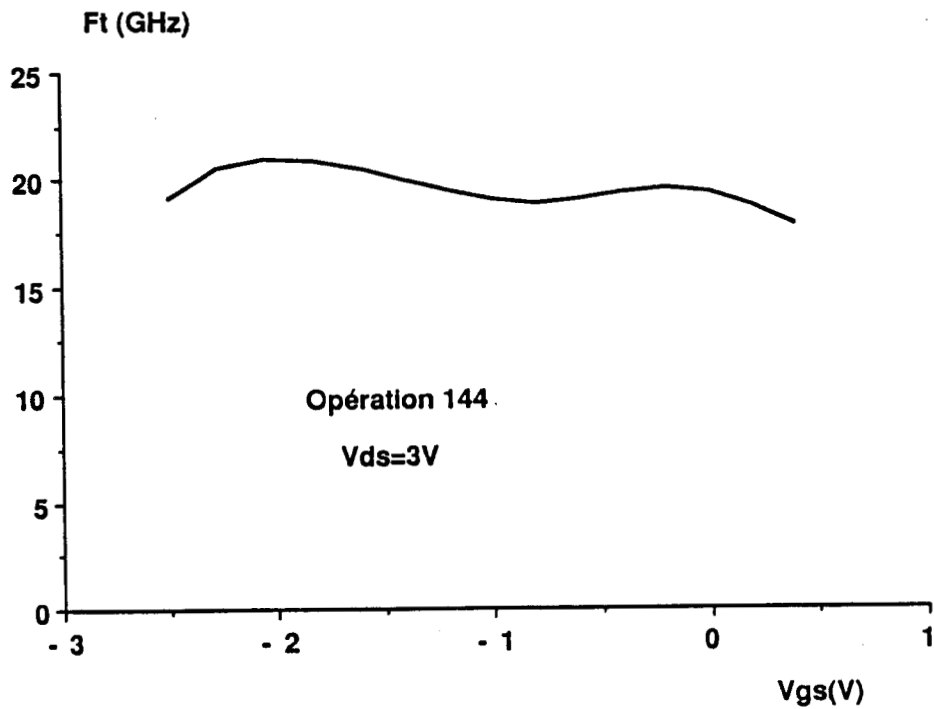
- La résistance d'accès mesurée avec la grille en direct est de $0,8 \Omega.mm$. Cette résistance est significative seulement pour les deux puits en surface si le contact n'a pas diffusé et pour toute la structure dans le cas contraire. Dans les deux cas, la valeur mesurée nous semble assez élevée et peut être attribuée soit à une mauvaise diffusion du contact soit à un recess trop large.

En ce qui concerne la résistance d'accès pour le seul puits en profondeur, elle est difficilement mesurable. On peut cependant en avoir indirectement une idée par le comportement dynamique du composant (la transconductance et la fréquence de coupure).

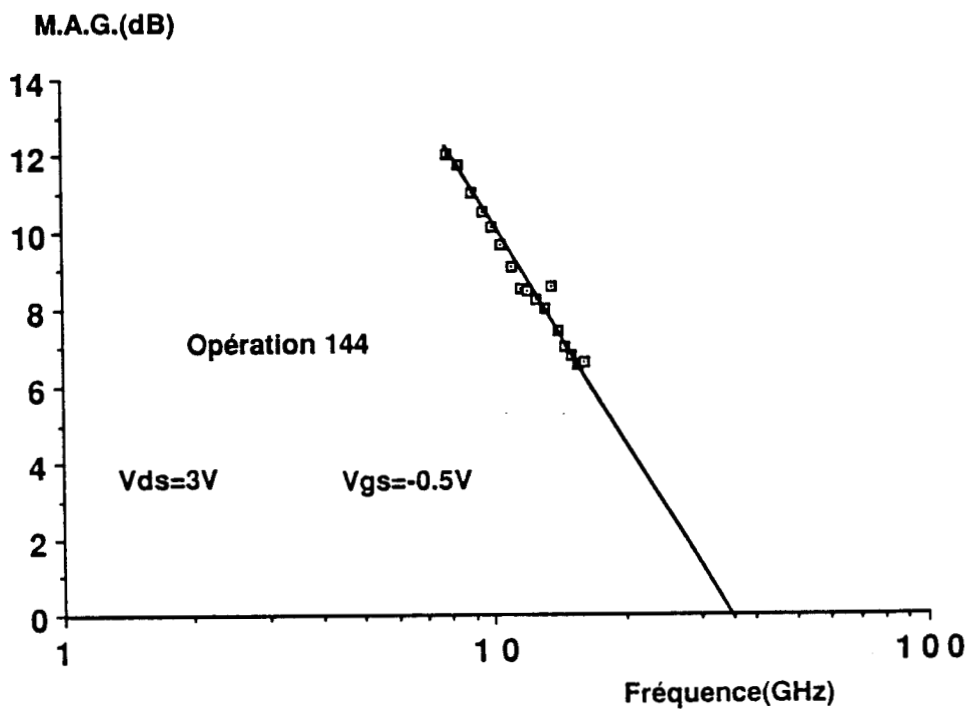
- L'allure typique de la transconductance g_m en fonction de V_{gs} est montrée sur la figure 2.70. A faible tension V_{ds} , elle est semblable à celle obtenue par la simulation. Avec l'augmentation de V_{ds} , le creux de la courbe semble se déplacer de façon à correspondre à une même tension V_{gd} . En même temps, son ampleur diminue et disparaît à $V_{ds} = 3V$. La compréhension complète de cet intéressant résultat ne pourra être effectuée qu'avec une modélisation complète tenant compte de la tension V_{ds} . Une telle modélisation est en train d'être réalisée par T.A. Shawki [7]. Néanmoins une première explication peut être fournie sur la base d'un effet de localisation des porteurs dans la couche médiane de GaAs et à une conduction plus importante dans la couche d'AlGaAs (transfert dans l'espace réel).
- La tension de claquage s'est avérée ne pas dépasser 4 V. Cet inconvénient à lui seul, constitue une limitation fondamentale pour l'utilisation en puissance du composant.

2.7.7.2 Caractérisation hyperfréquences

Les caractéristiques hyperfréquences de la structure sont données sur les figures 2.71 et 72. La tranconductance g_m a une meilleure linéarité qu'en continu et surtout qu'en simulation. L'explication que nous donnons à ce résultat est liée à l'évolution fréquentielle de la résistance d'accès due elle-même au rôle joué en hyperfréquences par les capacités parallèles équivalentes des hétérojonctions [39]. Rappelons que les caractéristiques présentées ici sont extrinsèques parce que ce sont les seules qui ont une signification claire à cause de l'évolution éventuelle de la résistance parasite de source avec la tension V_{gs} .



- a -



- b -

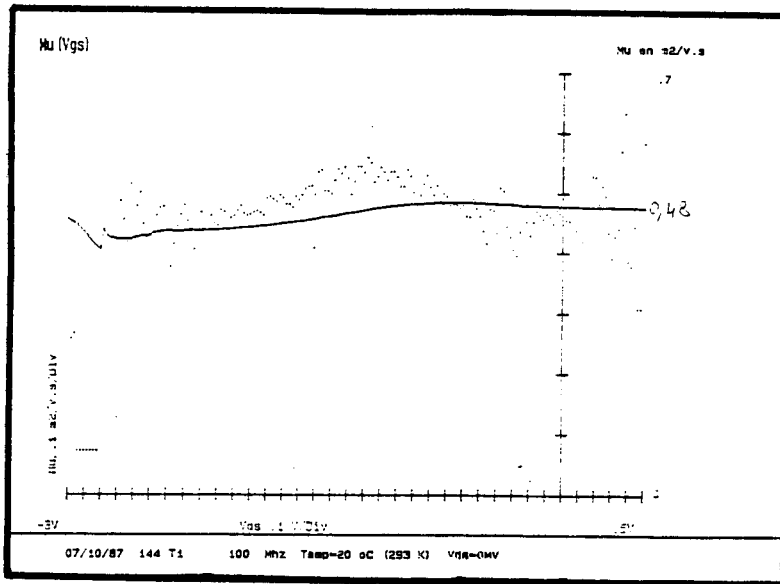
Figure 2.72 : Transistor CHS 144 : relevé en hyperfréquences.
 a - de la fréquence de coupure en courant,
 b - du gain maximum en puissance disponible.

La linéarité se retrouve également sur l'évolution de $C_{gs}(V_{gs})$ et surtout sur la fréquence de coupure en courant qui est quasiment indépendante de V_{gs} . Sa valeur de 20 GHz, paraît tout-à-fait honorable pour une première réalisation. La fréquence de coupure en MAG (f_{max}) est d'environ 35 GHz.

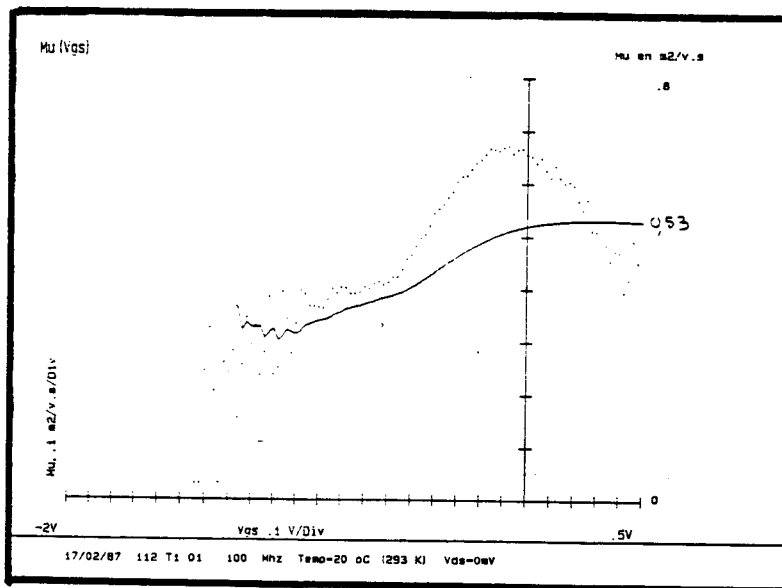
2.7.7.3 Mesure de mobilité

Un autre résultat de caractérisation intéressant est celui concernant la mobilité. La mesure a été effectuée au départ à température ambiante. La valeur de la mobilité moyenne est d'environ $0,48m^2/V/S$ et est indépendante de V_{gs} (figure 2.73a). Le relevé de mobilité différentielle contrairement à ce que l'on attendait, n'a pas permis de localiser de façon nette les différents puits comme c'est le cas pour le TEGFET monopuits (figure 2.73b). Ceci est dû au fait que la mesure de mobilité que l'on effectue sur une "tranche" de porteurs est influencée par la mobilité des porteurs voisins et du fait de la fine épaisseur des couches, on ne peut distinguer que de façon vague les maxima de mobilité au niveau des hétérojonctions. Pour résoudre ce problème nous avons, avec l'aide de A. Belache, repris la mesure en abaissant au fur et à mesure la température. En effet, les études sur le monopuits ont montré que la mobilité dans le GaAs NID (c'est-à-dire dans le puits) bénéficie mieux de l'abaissement de température que dans l'AlGaAs fortement dopé [26], ce qui permet d'accentuer les contrastes de mobilité. Une illustration en est donnée par exemple de la mesure effectuée à 93 K (figure 2.74a). Pour mettre encore plus en évidence ce résultat, nous avons provoqué un collapse (piégeage des électrons dans l'AlGaAs) par l'application pendant un certain temps d'une tension V_{ds} suffisante (> 1 volt). La réduction importante du nombre d'électrons libres dans l'AlGaAs, nous a permis de ne mesurer pratiquement que la mobilité dans les gaz 2D. Le résultat montré sur la figure 2.74 b démontre la qualité des couches épitaxiées par Y. Druelle.

En résumé, nous pouvons dire que cette première structure multipuits a montré deux avantages. D'abord un courant de drain utile relativement élevé qui laisse enfin envisager une vraie utilisation en puissance mais aussi une bonne linéarité (f_c indépendante de V_{gs}). La valeur de la fréquence de coupure f_{max} (qui nous intéresse le plus en amplification de puissance), 35 GHz, semble intéressante. Deux inconvénients cependant, d'abord une mauvaise diffusion du contact en profondeur et surtout une tension de claquage trop faible qui a empêché de procéder à des essais de puissance.

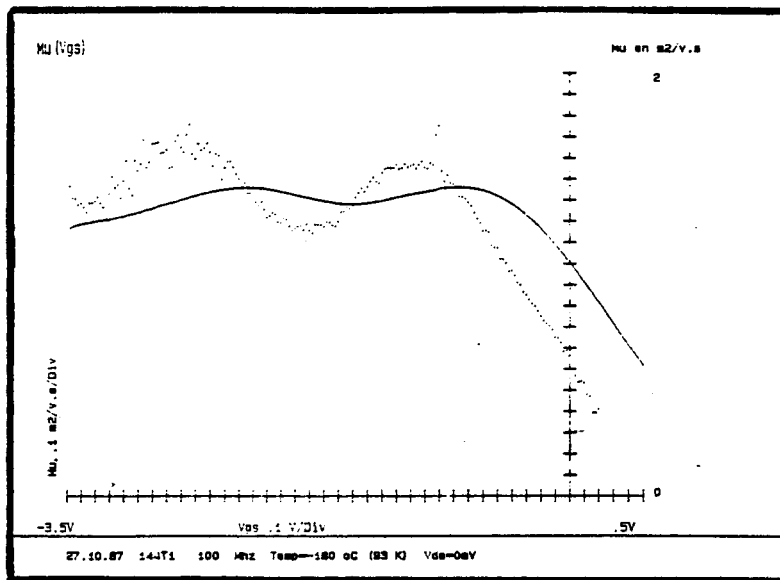


- a -

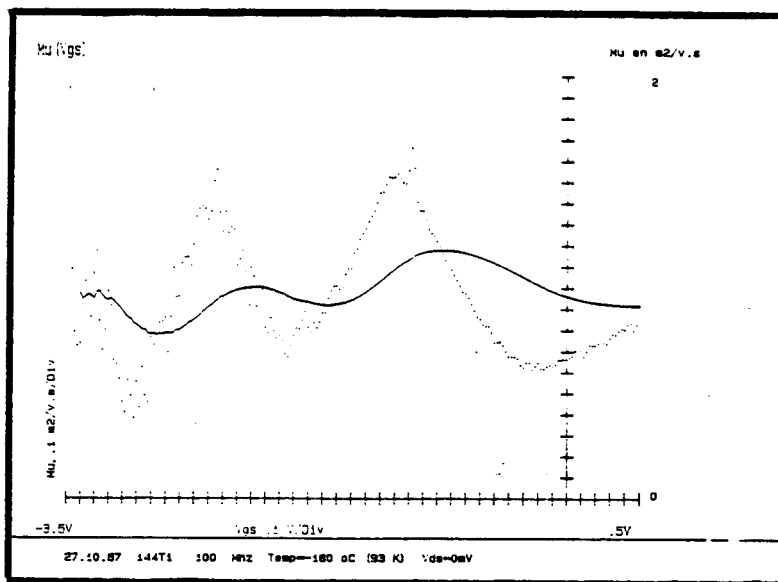


- b -

Figure 2.73 : Comparaison des profils de mobilité obtenu avec la structure multipuits CHS 144 (a) et une structure monopuits classique.

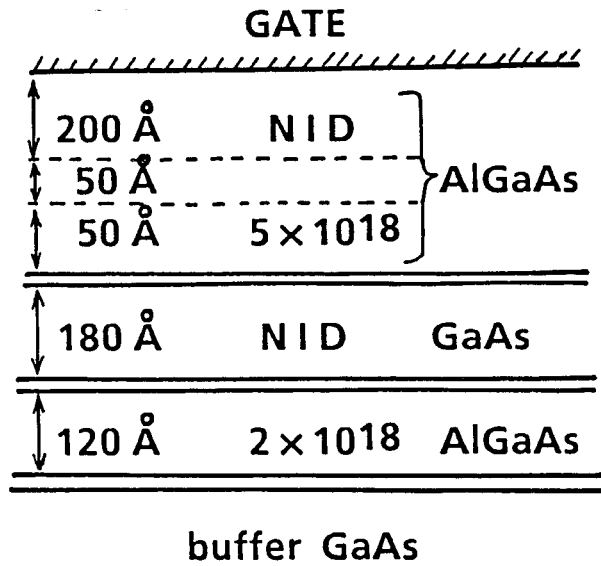


- b -



- a -

Figure 2.74 : Profil de mobilité de la structure multipuits relevé à -180°C avant (a) et après (b) la provocation d'un effondrement.



% Al = 0.25 spacer: 30 Å

- a -

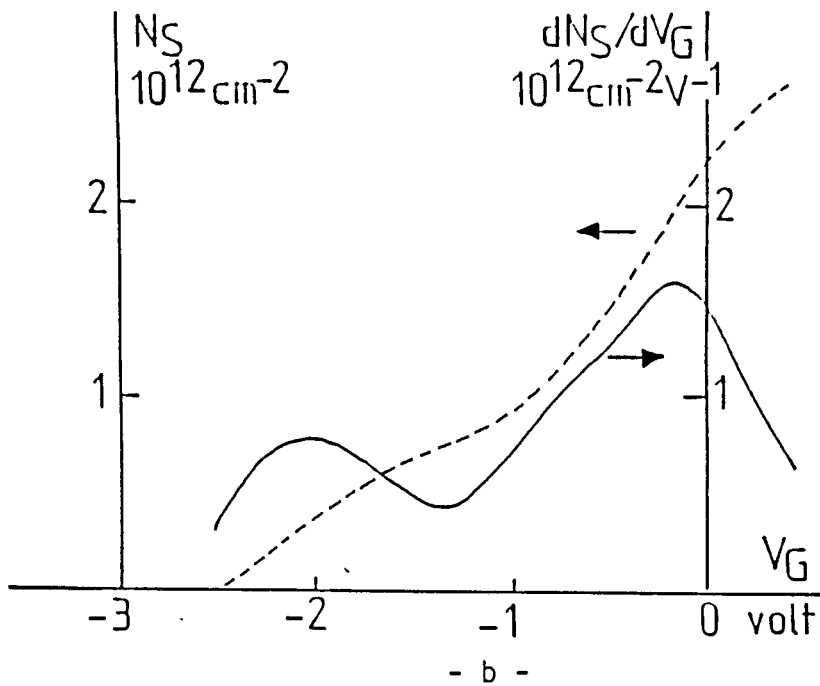


Figure 2.75 : Simulation d'un TEGFET multipuits pulse-doped: structure simulée (a) et résultats obtenus (b).

Nous avons essayé de remédier au premier par une étude systématique purement technologique visant à une meilleure compréhension des paramètres influant sur la diffusion du contact ohmique. Le problème de la faiblesse de tension de claquage a pu être résolu par la modification de la couche superficielle d'AlGaAs de manière analogue à ce qui a été fait dans le cas du TEGFET monopuits.

2.8 Structure multicouche pulse-doped

Le but est de parvenir à une structure multicouche en conservant les avantages acquis lors de la réalisation de la structure CHS 144, tout en améliorant la tension de claquage. La solution est calquée sur le cas du monopuits, c'est-à-dire fait appel à une structure à couche supérieure d'AlGaAs pulse-doped. Les couches intérieures ne sont pas modifiées et restent semblables à celles de la structure CHS 144.

Plusieurs simulations ont été effectuées pour parvenir au résultat final. Ayant pris les mêmes critères que dans le paragraphe 2.7, la structure qui nous a semblé présenter le plus d'avantages est celle de la figure 2.75a. Le résultat correspondant de la simulation est présenté sur la figure 2.75b. Signalons que cette structure a une couche superficielle d'AlGaAs identique à celle du CHS 142. Elle a par ailleurs fait l'objet de la réalisation technologique suivante.

2.8.1 Opération CHS 226

Sur la base des résultats apportés par la simulation, de nouvelles couches épitaxiales ont été réalisées (n° 880107). En plus de la couche d'AlGaAs pulse-doped, la couche de GaAs N^+ a été également modifiée. Comparée à l'épitaxie 870713, qui était à la base de l'opération CHS 144, l'épaisseur et le dopage de GaAs N^+ sont passés respectivement de 2000 Å et $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à 800 Å et $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (figure 2.76).

Le process technologique (qui a porté le n° CHS 226) est assez différent de celui du CHS 144 notamment en ce qui concerne la réalisation des contacts ohmiques qui a bénéficié des progrès réalisés par les essais systématiques. Ceux-ci ont permis de définir les paramètres (température et durée du recuit entre autres) qui donnent une meilleure diffusion en profondeur du contact. La distance drain-source est de $2 \mu\text{m}$ correspond également à la longueur du recess (pas de second recess au niveau de la grille). La grille d'une longueur de $0.5 \mu\text{m}$ a été déposée de façon à être décalée vers la source

GaAs	$3. 10^{18}$	800 Å
GaAlAs	N.I.D.	400 Å
GaAlAs	$5. 10^{18}$	50 Å
GaAlAs	N.I.D.	30 Å
GaAs	N.I.D.	180 Å
GaAlAs	N.I.D.	30 Å
GaAlAs	$2. 10^{18}$	120 Å
GaAlAs	N.I.D.	30 Å
GaAlAs	N.I.D.	0.8 μm
GaAs	S.I.	

Figure 2.76 : Couches épitaxiales de la structure multipuits pulse-doped CHS 226.

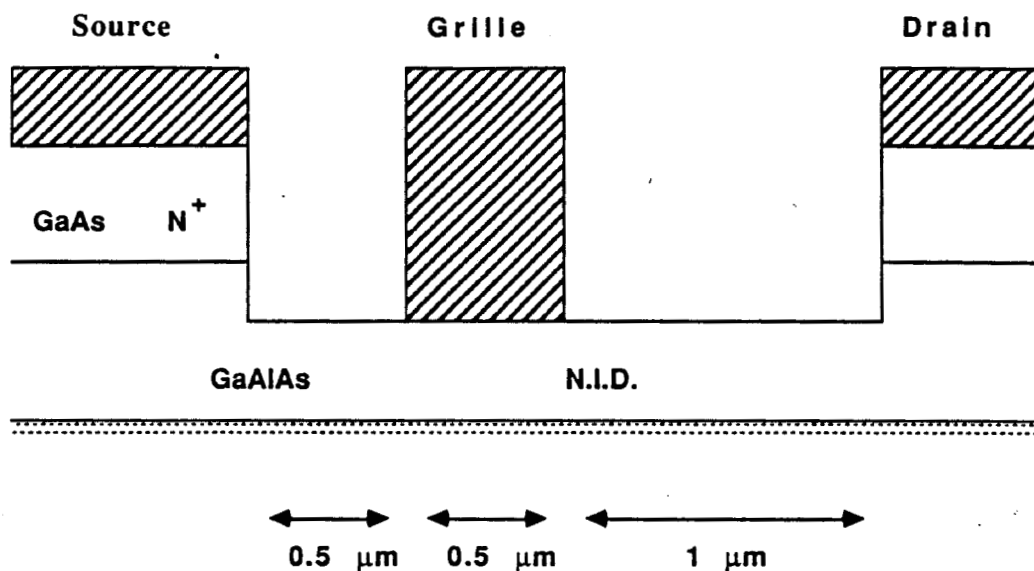


Figure 2.77 : Caractéristiques technologiques de la structure multipuits pulse-doped CHS 226 montrant notamment un recess large.

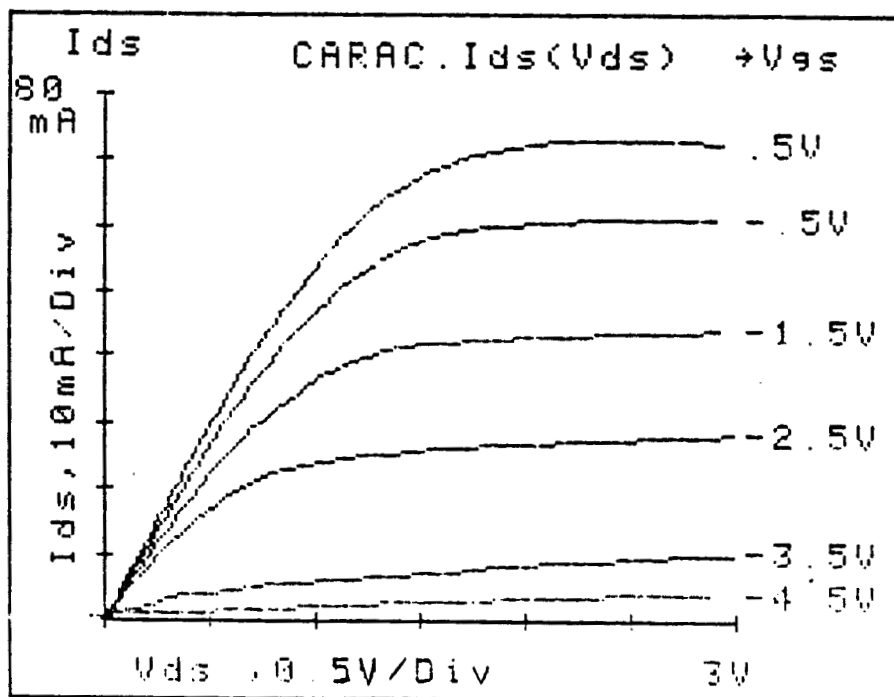
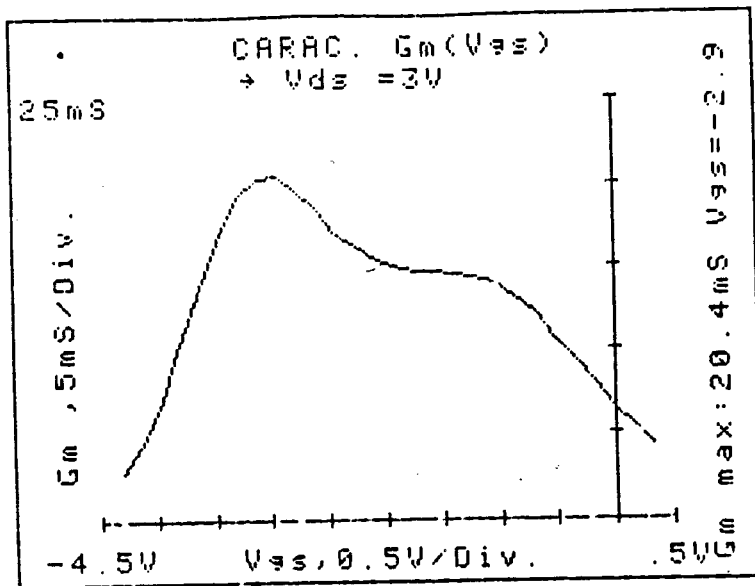
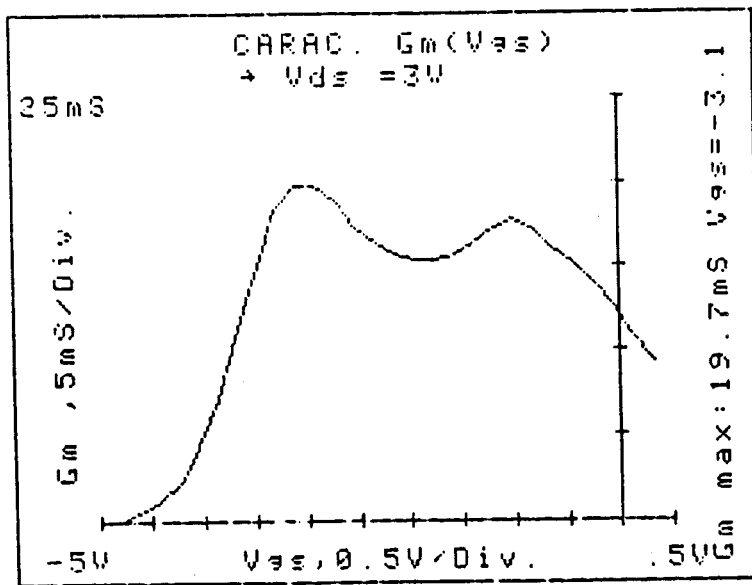


Figure 2.78 : Réseau de caractéristiques statiques de la structure CHS 226.



$R_S = 1,4 \Omega \cdot mm$

- a -



$R_S = 0,9 \Omega \cdot mm$

- b -

Figure 2.79 : Evolution de la transconductance pour deux échantillons CHS 226 présentant deux valeurs différentes de la résistance d'accès.

(figure 2.77). Avec cette réalisation nous comptons améliorer la tension de claquage et réduire en même temps la résistance parasite de source.

L'étape suivante a été la caractérisation systématique du composant dont nous présentons ci-après un résumé.

2.8.1.1 Caractérisation statique

Le courant maximum est de 470 - 500 mA/mm (figure 2.78), c'est-à-dire du même ordre de grandeur que pour l'opération précédente. La tension de claquage est de 12 V, ce qui confirme la bonne tenue en claquage de la couche d'AlGaAs pulse-doped même dans le cas de la structure multicouche. La tension de pincement entre -4 et -5 volts, montre que la couche de GaAlAs N.I.D n'a pas été suffisamment recessée.

La transconductance g_m statique présente pour la majorité des échantillons, une allure fort différente de celle du CHS 144 (figure 2.79a). Lors de la commande du puits en profondeur, elle atteint une valeur maximale de 140 ms/mm. Cette valeur n'est cependant que de 100 mS/mm pour les deux puits en surface. Ceci est d'autant plus paradoxal que ces deux derniers puits sont plus proches de la grille et commandés presque simultanément. L'explication de ce comportement nous a été donnée par la mesure de la résistance d'accès. Sa valeur assez élevée (1,2 - 1,4 $\Omega.mm$) traduit un comportement moyen de tous les puits et est sans doute à l'origine de la mauvaise commande en direct. La confirmation de cette hypothèse nous a été donnée par de rares échantillons qui avaient une résistance de source inférieure à la moyenne des autres (comme l'exemple de l'échantillon 226 T 105) et dont l'évolution de la transconductance présentait deux maxima de valeur égale (figure 2.79b).

Cette seconde réalisation a mis en évidence l'importance des résistances d'accès pour le TEGFET multicouche. Les études menées [40] sur des MESFETs ou des TEGFETs monopuits [77] nous permettent d'attribuer, au moins partiellement, les mauvaises valeurs mesurées à la trop grande largeur du recess. En effet, comme il a été démontré à la fois expérimentalement et théoriquement, qu'une trop grande distance début de recess - grille provoque l'échauffement des porteurs avant même leur entrée sous la grille et entraîne une diminution corrélative de la transconductance. L'échantillon 226 T 105 a certainement bénéficié d'un meilleur rapprochement entre la grille et la source (la somme $R_s + R_d$ restant constante).

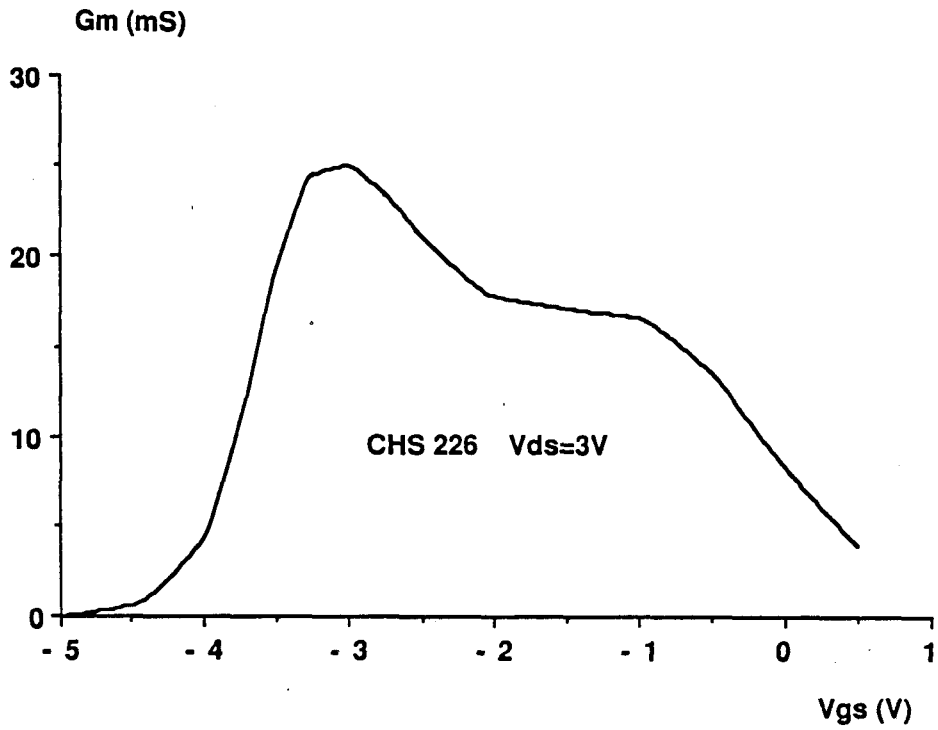


Figure 2.80 : Relevé en hyperfréquences de la transconductance du transistor CHS 226.

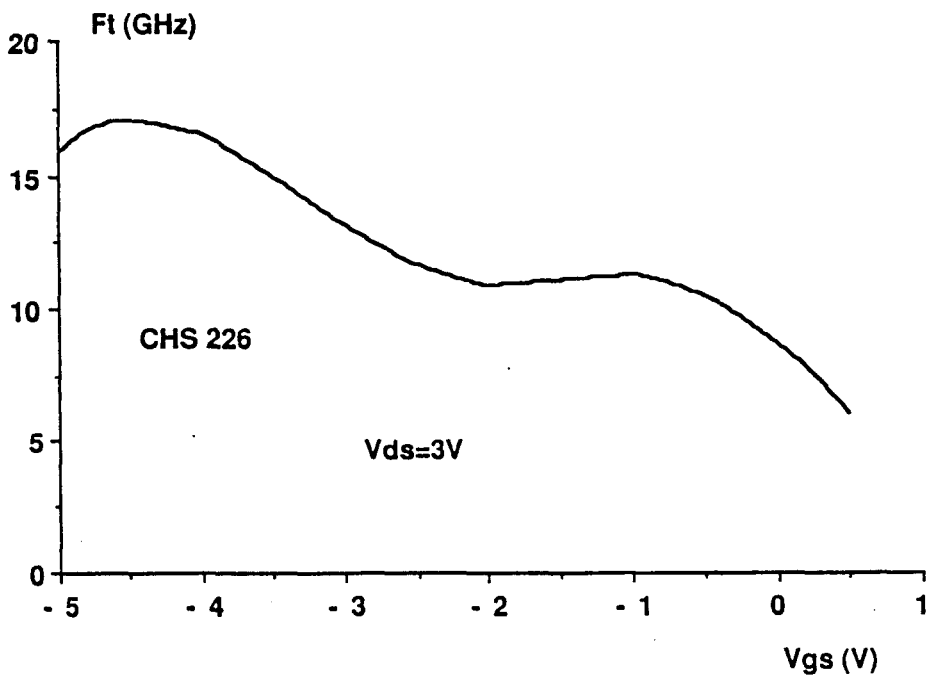


Figure 2.81 : Relevé en hyperfréquences de la fréquence de coupure en courant du transistor CHS 226.

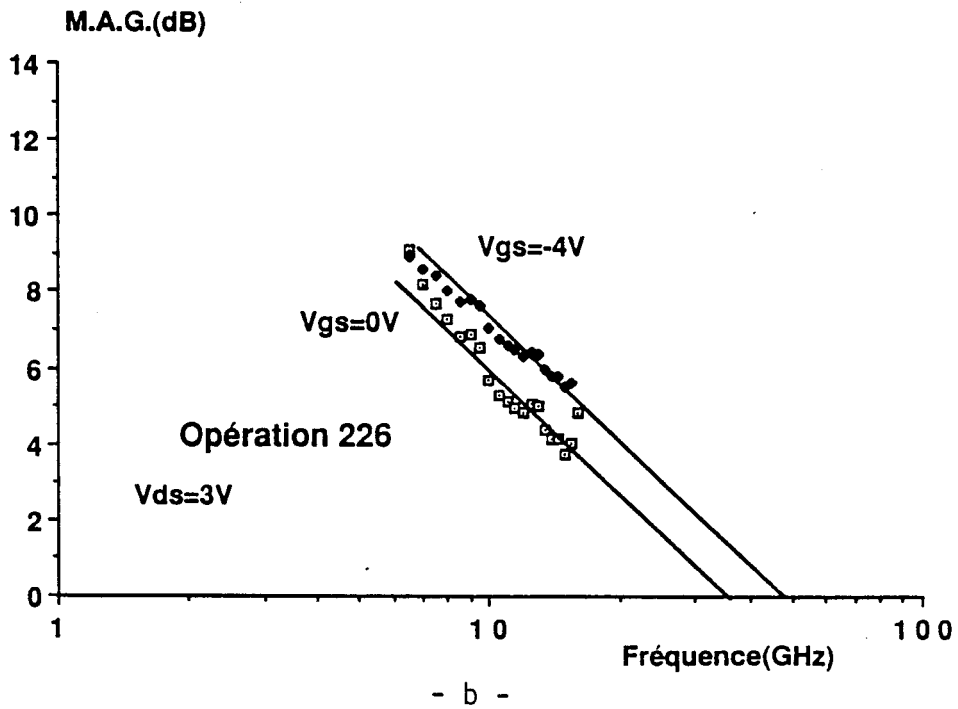
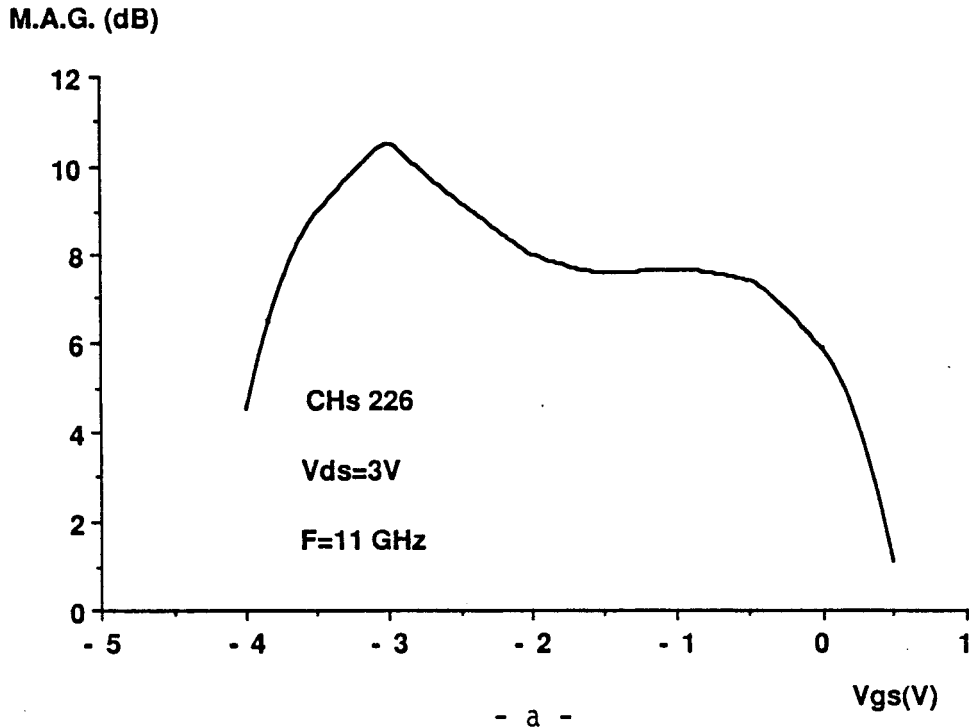


Figure 2.82 : Evolution du gain maximum en puissance disponible en fonction de la tension de commande V_{gs} (a) et à la fréquence (b) pour le transistor CHS 226.

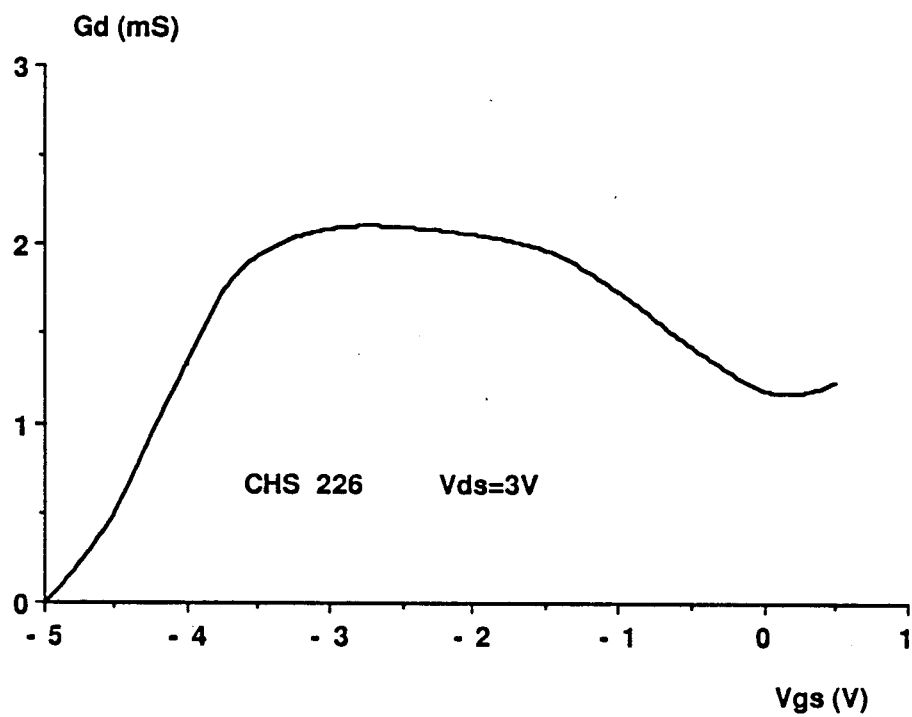


Figure 2.83 : Relevé en hyperfréquences de la conductance de sortie g_d du transistor CHS 226.

2.8.1.2 Caractérisation hyperfréquences

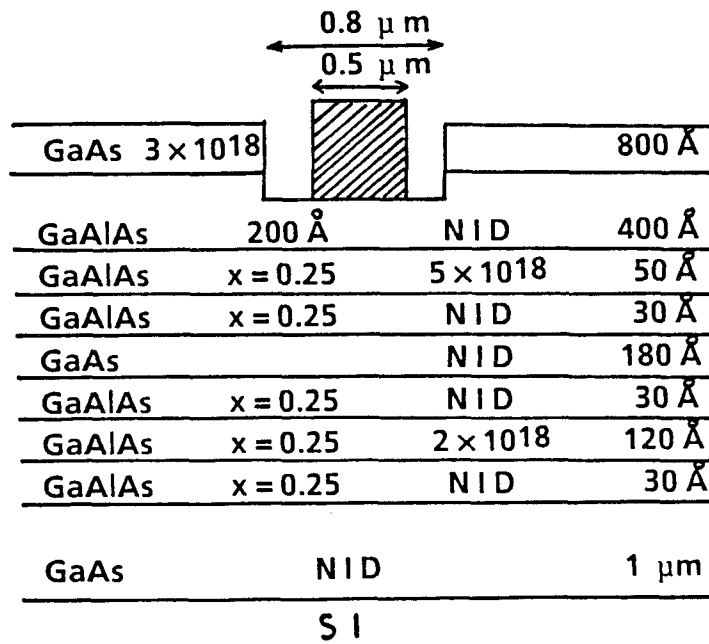
En hyperfréquences, les résultats obtenus sont en accord avec les résultats statiques. En effet, les problèmes d'accès mentionnés précédemment étant liés au recess et non pas à la diffusion du contact ou à un mauvais passage "à travers" les hétérojonctions par effet tunnel, aucune amélioration ne pouvait être attendue en hyperfréquences. La transconductance hyperfréquences (figure 2.80) a, par conséquent, une allure identique à celle du statique. Le résultat se répercute sur la fréquence de coupure en courant (figure 2.81) qui subit une nette dégradation pour V_{gs} voisin de 0 volt. Du point de vue puissance, le gain maximum disponible (MAG) suit presque la même évolution comme le montre la figure 2.82a. La dégradation en direct est légèrement atténuée par une diminution de la transconductance g_d (figure 2.83). La fréquence de coupure en MAG est évidemment différente suivant la polarisation. L'exemple de la figure 2.82b montre que celle-ci peut passer de 50 à 35 GHz si on se place respectivement aux deux maxima du g_m .

2.8.1.3 Conclusion

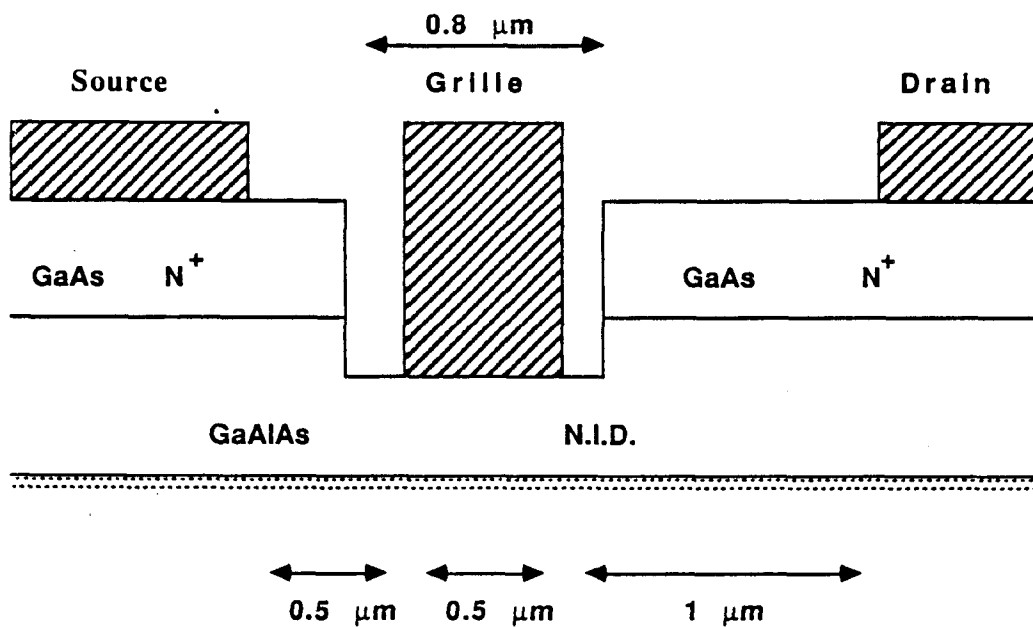
Nous pouvons dire que cette étape qui consistait à associer dans un même composant l'idée d'une structure pulse-doped et d'une structure multicouche, a été en partie réussie. En effet, on s'attendait à ce que le problème majeur soit au niveau de la diffusion du contact ohmique surtout avec une couche d'AlGaAs non dopée. Il s'est avéré que ce contact a été réalisé avec plus de succès que pour l'opération 144 qui avait, rappelons-le, une couche d'AlGaAs superficielle homogène et très dopée. Ceci prouve les progrès effectués au niveau du process technologique. Malheureusement le choix d'un recess unique et large nous a empêché d'obtenir un bon contrôle du courant à canal ouvert. La prochaine étape sera donc basée uniquement sur la recherche de meilleurs recess et dépôt de grille.

2.8.2 Opération 233

Cette opération a été réalisée sur les mêmes couches épitaxiales que l'opération 226. Nous avons gardé la même distance drain-source ($2\mu m$) mais cette fois-ci, le même masque a été utilisé pour le recess et le dépôt de grille, si bien que le bord du recess



- a -



- b -

Figure 2.84 : Structure technologique du TEGFET multipuits pulse-doped CHS 233 (a) et détails de la partie superficielle montrant notamment un recess étroit (b).

et celui de la grille se trouvent très proches l'un de l'autre. La structure réalisée est représentée par les figures 2.84a et b. Pour les mêmes raisons que pour l'opération 226, la grille a été décalée vers la source. La longueur de grille est de $150 \mu\text{m}$.

2.8.2.1 Caractérisation statique

Le réseau de caractéristiques (figure 2.85) a mis en évidence un courant de saturation I_{sat} de 420 mA/mm . Cette valeur de courant est assez faible comparée à l'opération 226 (500 mA/mm). Cette différence peut être attribuée à la profondeur de recess, résultat confirmé par la valeur de la tension de pincement (-2 V). Nous pensons cependant que cette profondeur de recess est optimale pour des raisons que nous évoquerons plus loin. Une autre information nous est donnée par le réseau, c'est la résistance d'accès. La pente de la caractéristique $I_d(V_{ds})$ à $V_{gs} = +0,5 \text{ V}$ au voisinage de l'origine indique a priori une bonne résistance d'accès. Enfin, la "platitude" des caractéristiques jusqu'à la tension de pincement laisse augurer une valeur faible de la conductance de sortie g_d .

La transconductance g_m (figure 2.86) présente, en fonction de V_{gs} , deux maxima de valeurs respectives 200 mS/mm et 220 mS/mm . On aurait pu s'attendre à ce que cette différence soit plus grande, du fait de la proximité de la grille et la commande quasi simultanée des deux puits les plus superficiels lorsque V_{gs} est voisin de 0 V . Deux causes sont à notre avis, responsables du comportement de la figure 2.86. D'une part une plus faible mobilité dans l'hétérojonction du milieu à cause de l'effet de "TEGFET inversé" [2,3]. D'autre part la tension V_{gs} positive entraîne le début de l'apparition du courant de grille, ce qui altère la qualité de la commande.

Ces deux effets sont cependant bénéfiques aux performances du composant car ils aboutissent globalement à une meilleure linéarité. Celle-ci bénéficie des avantages de la structure pulse-doped que nous avons déjà montrés dans le cas du TEGFET monopuits, le recess n'étant pas trop profond.

Nous avons d'ailleurs pu vérifier que ce recess n'était pas non plus excessivement profond par le relevé de la tension de claquage qui a une valeur de 18 V au pincement (chapitre 1). Cette valeur n'est cependant que de 10 V à canal ouvert à cause de la faible largeur du recess de grille. Donc le recess semble optimal en ce qui concerne sa profondeur mais reste encore dans l'avenir à optimiser en largeur.

Le dernier résultat intéressant de l'étude statique est la résistance d'accès. La

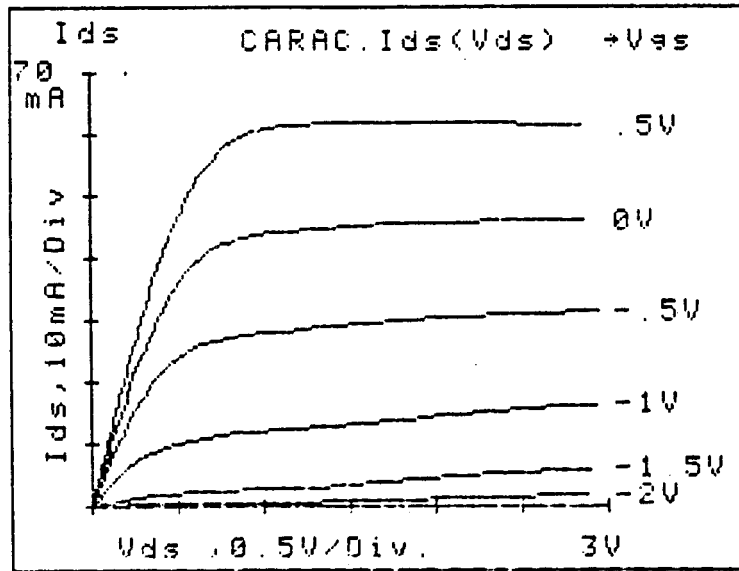


Figure 2.85 : Réseau de caractéristiques statiques du transistor CHS 233.

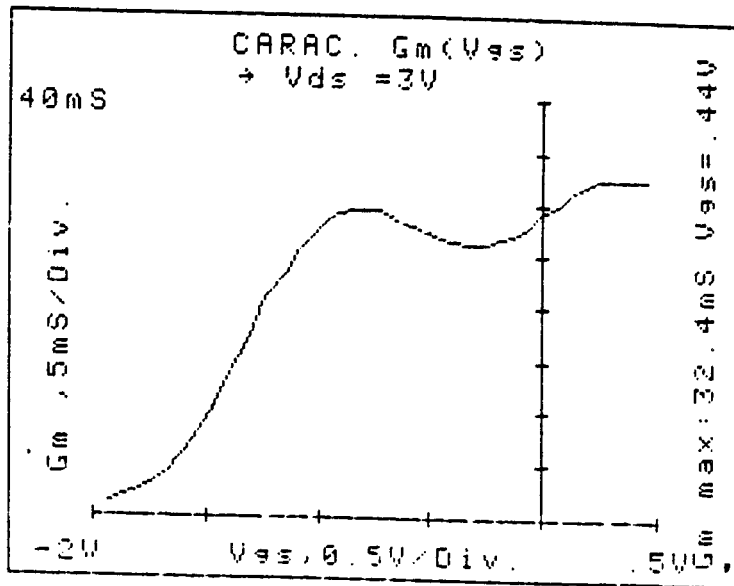


Figure 2.86 : Evolution de la transconductance statique du transistor CHS 233.

valeur mesurée est en moyenne de $0,35 \Omega.mm$ (figure 2.87). Cette valeur doit correspondre à l'ensemble des puits. En effet, l'évolution du g_m laisse penser tout comme dans le cas du CHS 226, que le contact a diffusé jusqu'au puits le plus profond. Par conséquent, le courant injecté (au cours de la mesure) en direct, de la grille vers la source passe par toutes les hétérojonctions et même par les couches dopées d'AlGaAs. Rien ne nous permet pour l'instant d'avoir une idée sur la valeur de R_s pour chacun des puits séparément. En tout cas, la valeur mesurée montre avec certitude l'importance du recess pour la résistance de source.

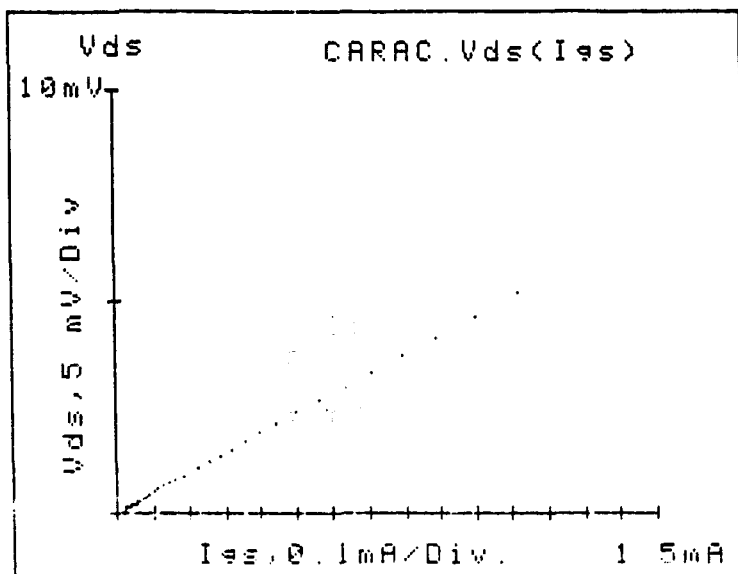
2.8.2.2 Caractérisation hyperfréquences

La principale caractéristique observée en hyperfréquences est la linéarité des différents éléments du schéma équivalent en fonction de V_{gs} . La transconductance g_m (figure 2.88) est presque identique à celle relevée en statique. La capacité C_{gs} (figure 2.89) montre la commande successive et sans discontinuité marquée des différentes hétérojonctions. La conductance de sortie (figure 2.90) a une valeur de 13 mS/mm et est quasi-indépendante de V_{gs} . La fréquence de coupure en courant (figure 2.91) a une meilleure évolution en fonction de V_{gs} que pour le transistor CHS 226. Il est à noter sa valeur moindre et sa décroissance au voisinage de $V_{gs} = 0V$, certes moins importante que dans le cas du CHS 226, mais qui subsiste cependant. Nous attribuons ce défaut, en plus des causes citées précédemment (la mobilité par exemple) une capacité C_{gs} plus grande. Nous reviendrons sur ce problème.

La fréquence de coupure en MAG (c'est la plus intéressante) est cependant plus élevée (supérieure à 40 GHz) comme le montre la figure 2.92. De plus sa fluctuation avec la polarisation n'est que très limitée, comme le montre la représentation du MAG ($\pm 1dB$) (figure 2.93). Ce résultat est certainement lié à la valeur faible de la conductance de sortie g_d mentionnée précédemment et également à une résistance de source qui se dégrade peu quand V_{gs} est positive. Ce comportement laisse présager un bon comportement en grand signal.

2.8.2.3 Capacité de grille et mobilité

Ces deux mesures permettent de mieux comprendre le comportement dynamique du transistor. La mesure de capacité effectuée à 500 MHz permet tout d'abord de connaître (au pincement) la capacité de plots et de bord de grille. Celle-ci est $0,15$



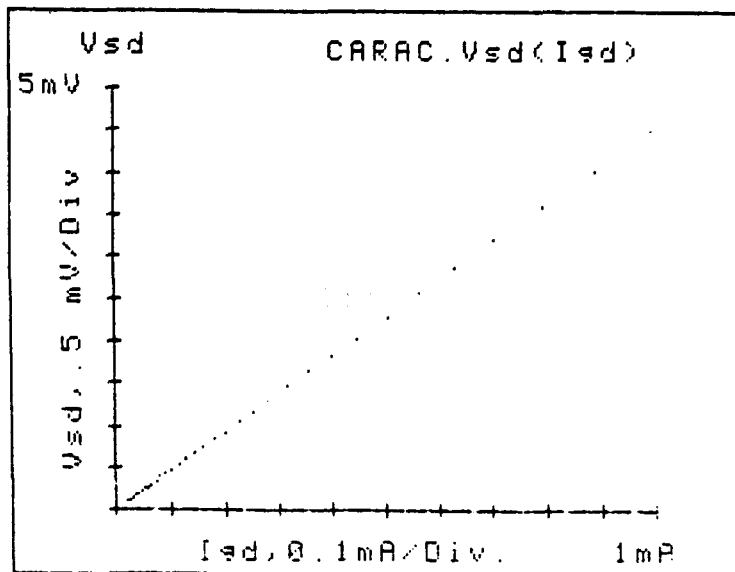
EXPLOITATION DE Vds(Ies)

Imin= .020 mA
 Imax= 1.124 mA

Correlation dans la partie lin.
 $\sigma^2 = .99965$ (sur 37 Pts)
 La droite calculee coupe
 l'axe Vds en $2.45E-002$ mV

RES. (Rs+Ri)= 4.6 Ω
 +-0.1 Ω

- a -



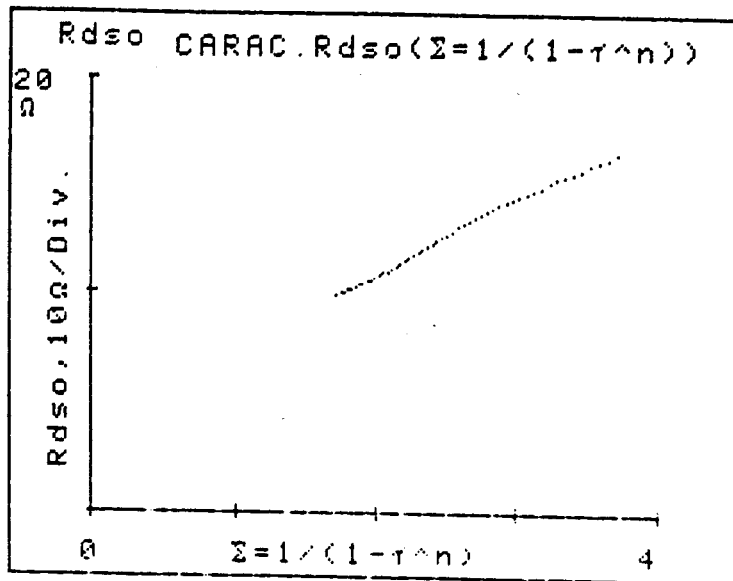
EXPLOITATION DE Vsd(Ied)

Imin= .030 mA
 Imax= .998 mA

Correlation dans la partie lin.
 $\sigma^2 = .99996$ (sur 32 Pts)
 La droite calculee coupe
 l'axe Vsd en $1.42E-002$ mV

RES. (Rd+Ri)= 4.5 Ω
 +-0.1 Ω

- b -



CALCUL DE $R_s + R_d$
 A l'aide de la courbe
 R_{dso} de $\Sigma = 1/(1-\tau^n)$

→ $n = .5$

$V_{gs \text{ min}} = 0.167 \text{ V}$

→ $\Sigma_2 = 2.2$

$V_{gs \text{ max}} = 0.525 \text{ V}$

→ $\Sigma_1 = 1.7$

Correlation dans la courbe
 $r^2 = .99469$ sur, 17 Pts

$R_s + R_d = 4.393 \ \Omega$

$R_o = 3.199 \ \Omega$

Avec :

$V_b = 1.000 \text{ V}$

$V_p = -1.800 \text{ V}$

est. $V_{oo} = 2.800 \text{ V}$

CALCUL DE R_s, R_d, R_i

$R_s = 2.246 \ \Omega$

$R_d = 2.146 \ \Omega$

$R_i = 2.375 \ \Omega$

- c -

Figure 2.87 : Transistor CHS 233: caractéristiques directes de grille mesurées du côté source (a) et du côté drain (b) et relevé de la résistance R_{ds} (c). Dédution des résistances d'accès.

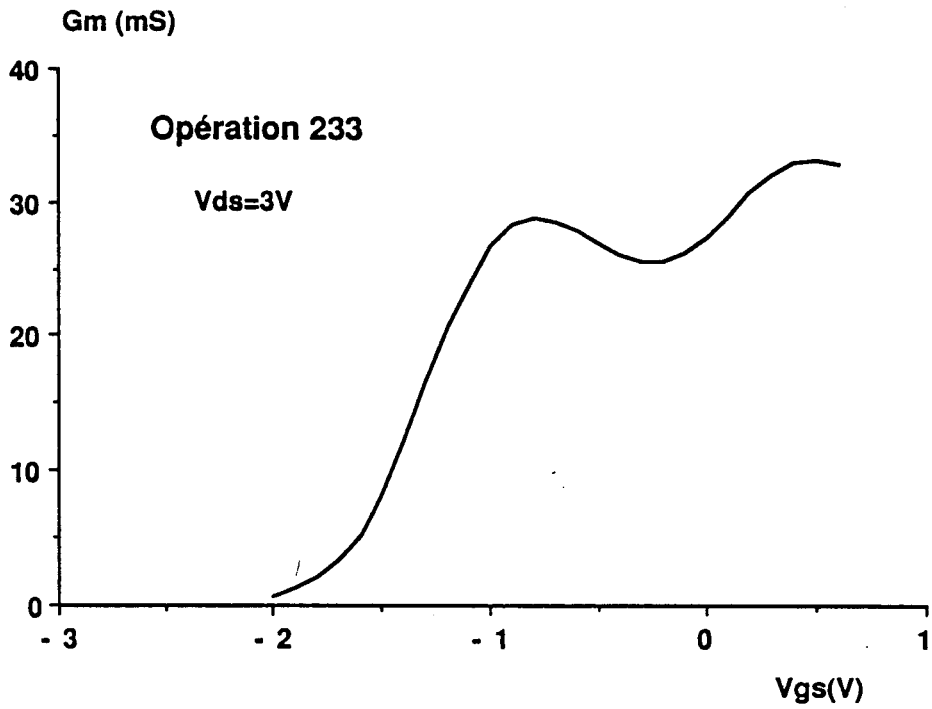


Figure 2.88 : Evolution en hyperfréquences de la transconductance pour le transistor CHS 233.

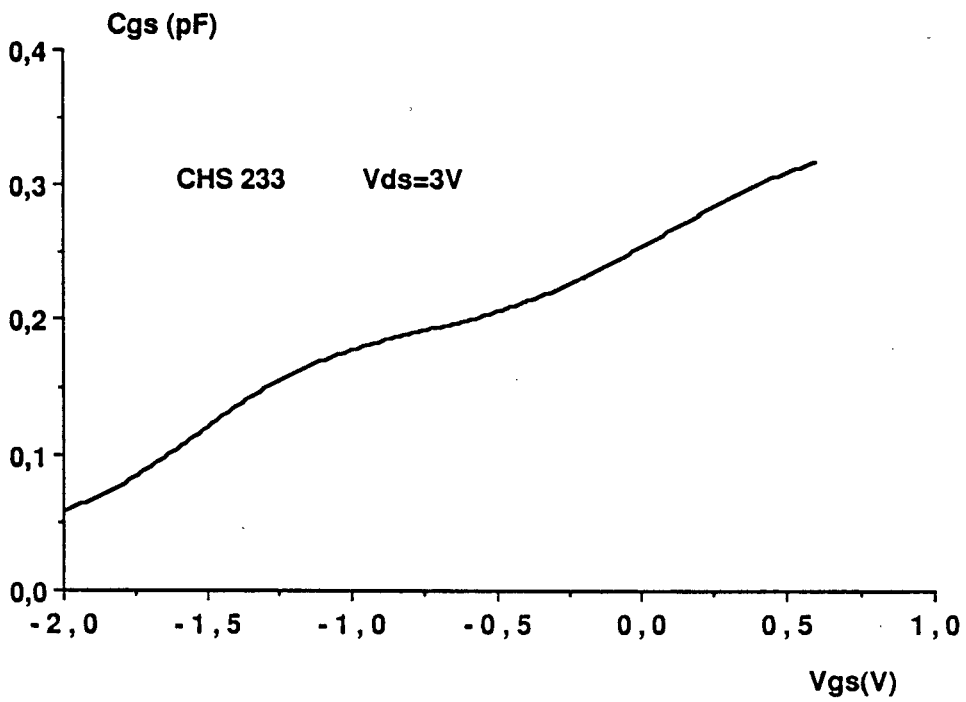


Figure 2.89 : Evolution en hyperfréquences de la capacité grille-source pour le transistor CHS 233.

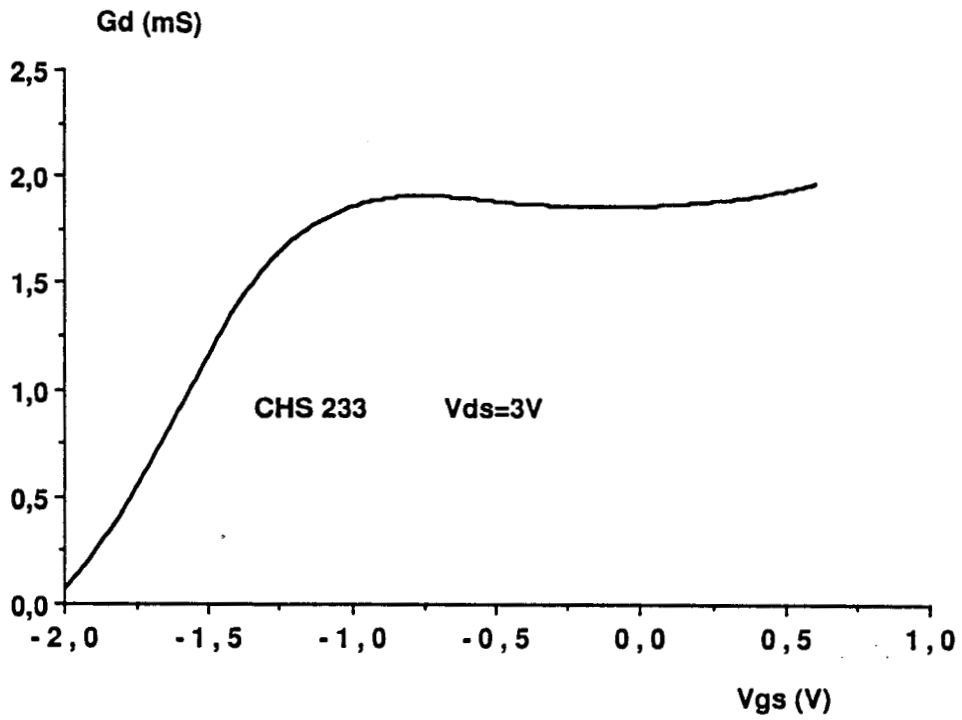


Figure 2.90 : Evolution en hyperfréquences de la conductance de sortie pour le transistor CHS 233.

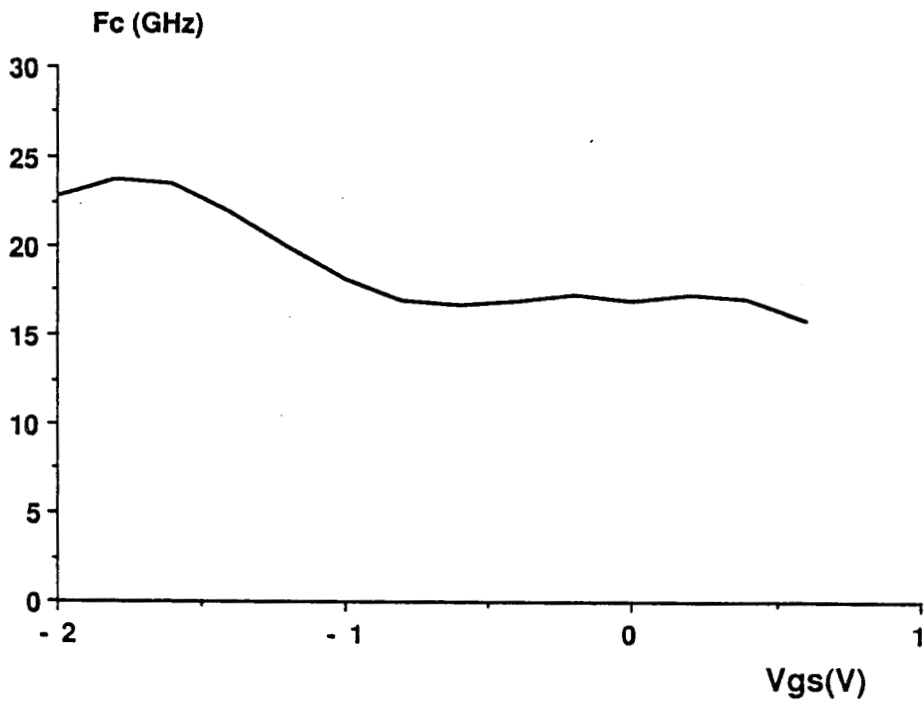


Figure 2.91 : Evolution en hyperfréquences de la fréquence de coupure en courant pour le transistor CHS 233.

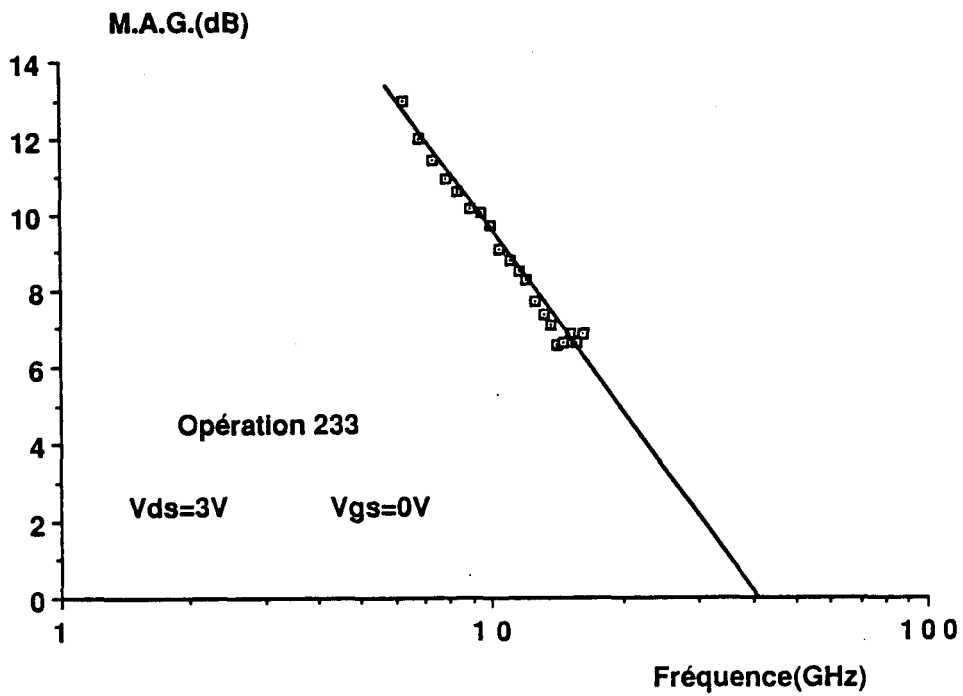


Figure 2.92 : Evolution du gain maximum disponible en fonction de la fréquence pour le transistor CHS 233.

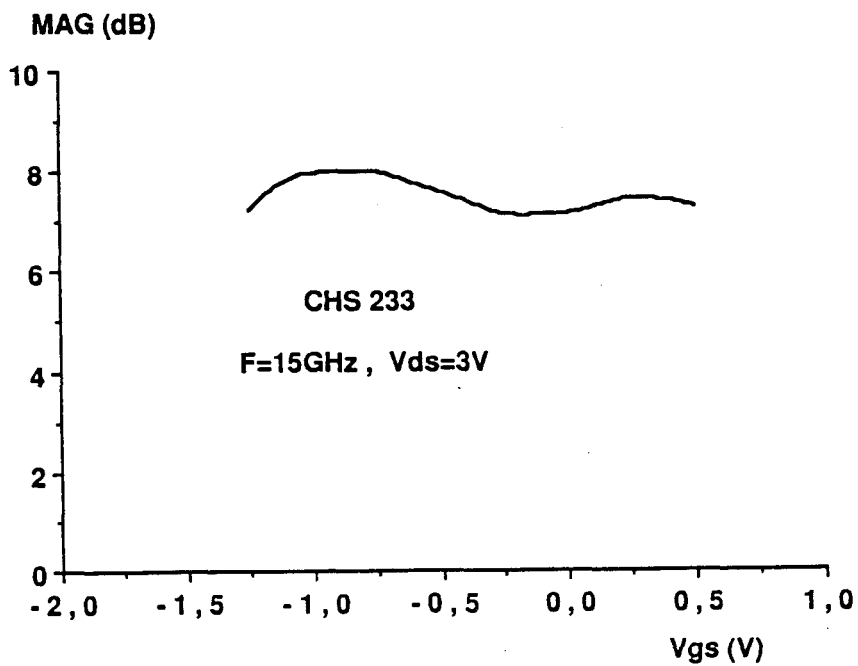


Figure 2.93 : Evolution du gain maximum disponible en fonction de la tension de commande V_{gs} pour le transistor CHS 233.

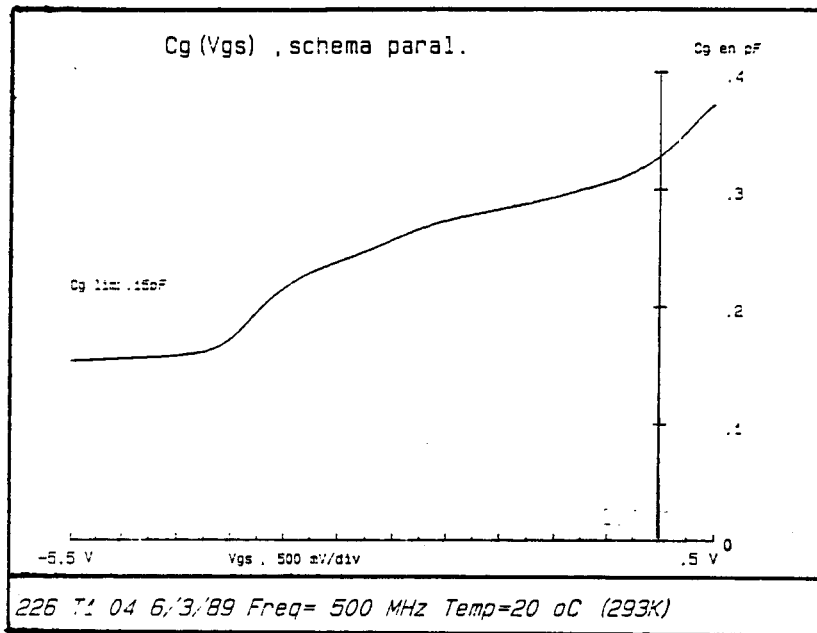
pF (pour $150 \mu\text{m}$) (figure 2.94b). La même valeur a été mesurée pour le CHS 225 (figure 2.94a) résultat tout-à-fait prévisible puisque les deux transistors ont la même topologie d'électrodes. L'évolution devient différente par la suite. La capacité C_g du CHS 233 augmente plus rapidement que celle du CHS 226. Deux facteurs sont à notre avis, à l'origine de ce résultat. Le premier est le rapprochement grille-hétérojonction. La variation due à ce facteur est la même que pour le g_m c'est-à-dire de l'ordre de 50 %. Elle est cependant de 100 % (si on retranche la capacité de plots). L'augmentation supplémentaire qui est à l'origine de la baisse de la fréquence de coupure en courant est due probablement à la géométrie, plus particulièrement le recess très "serré" du côté source. Le recess doit être optimisé en largeur.

La mesure de mobilité (figure 2.95) a donné pour résultat $7000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{S}$ pour le puits le plus profond, mais seulement $5000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{S}$ pour les puits superficiels, ce qui confirme les conclusions que nous avons annoncées lors de l'analyse du TEGFET inversé.

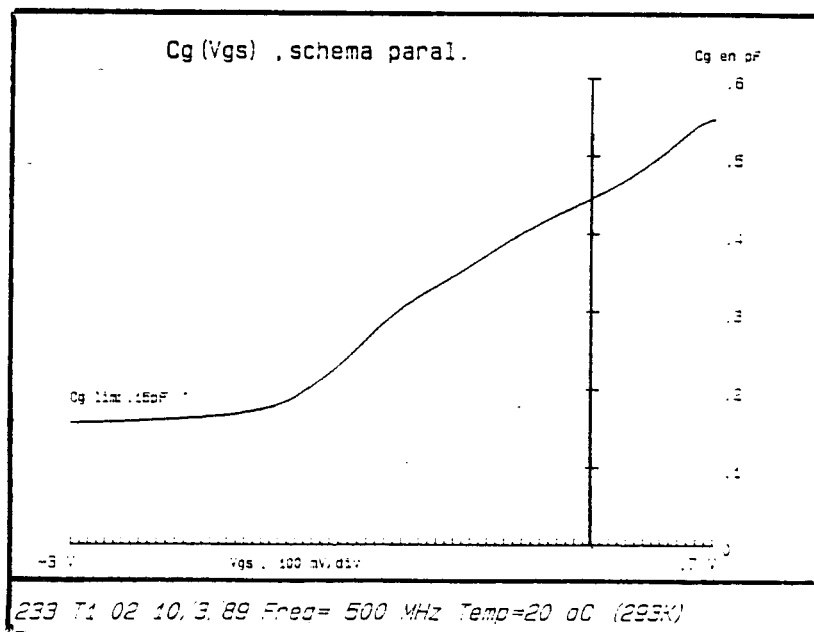
2.9 Conclusion - structure optimale

La recherche de la structure optimale pour l'amplification de puissance a été faite par plusieurs étapes. Tout d'abord, nous avons testé les potentialités des structures classiques. Plusieurs limitations sont alors apparues, un courant maximum utile inférieur à $300 \text{ mA}/\text{mm}$, une tension de claquage extrêmement faible (parfois 4 ou 5 volts seulement) et une non-linéarité rendant la structure inutilisable en fonctionnement grand signal. Une première structure monopuits pulse-doped a permis d'améliorer la tension de claquage qui a dépassé 15 volts. Une seconde structure pulse-doped a permis d'améliorer la linéarité en fonctionnement grand signal.

Presque parallèlement nous avons abordé l'étude d'une structure multicouche dans le but d'augmenter le courant. Nous avons pu vérifier expérimentalement qu'une telle structure pouvait avoir un comportement très linéaire si elle était bien optimisée théoriquement. L'étape suivante était d'associer le principe du pulse-doped et celui du multipuits et d'effectuer la simulation puis la réalisation technologique conduisant à une structure TEGFET multicouche pulse-doped. Nous avons pu ainsi bénéficier des avantages des deux structures. C'est-à-dire un courant maximum utile assez élevé, une tension de claquage élevée et une bonne linéarité. Quelques problèmes liés étroitement à la technologie nous ont été posés. D'abord la valeur élevée de la résistance de source.



- a -



- b -

Figure 2.94 : Comparaison de l'évolution de la capacité de grille mesurée à 500 MHz pour le transistor CHS 226 (a) et le transistor CHS 233 (b).

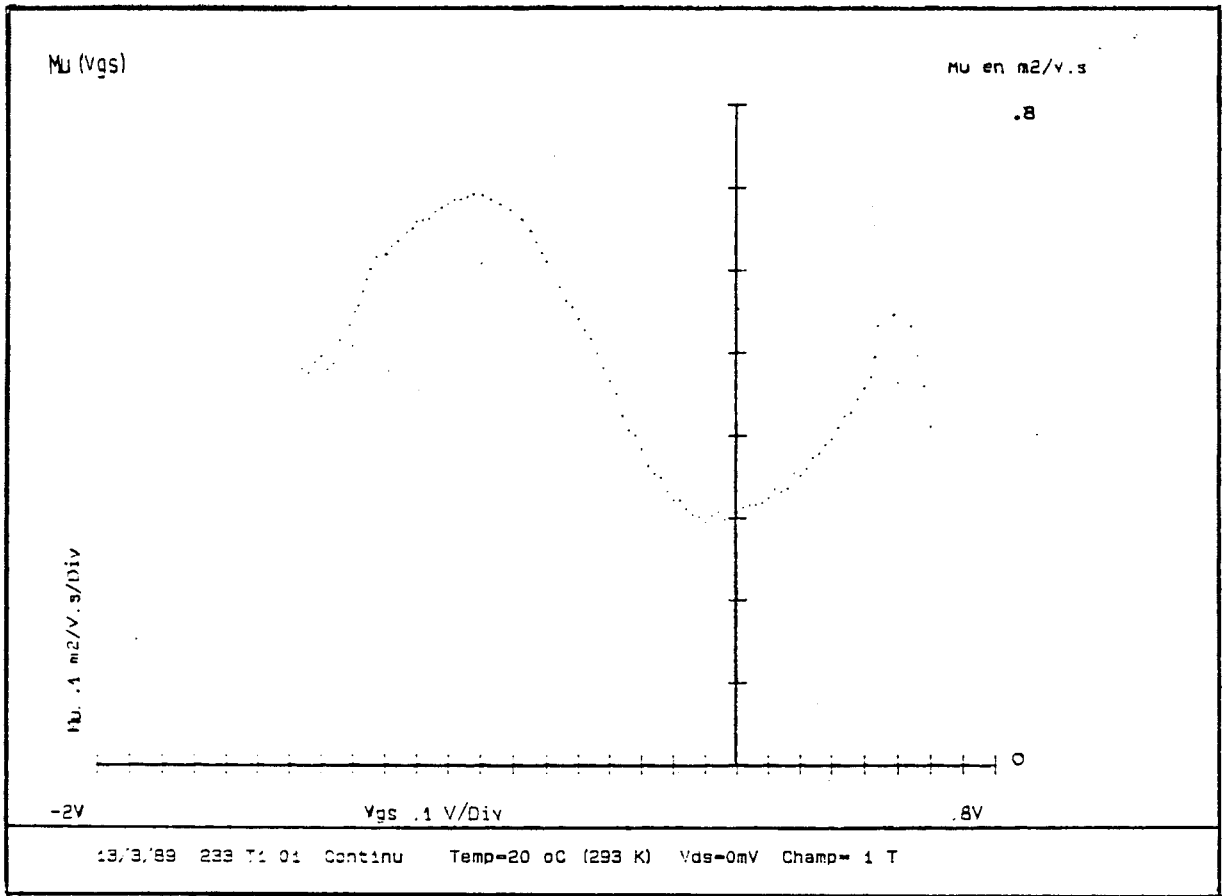


Figure 2.95 : Profil de mobilité différentielle mesurée en continu pour le transistor CHS 233.

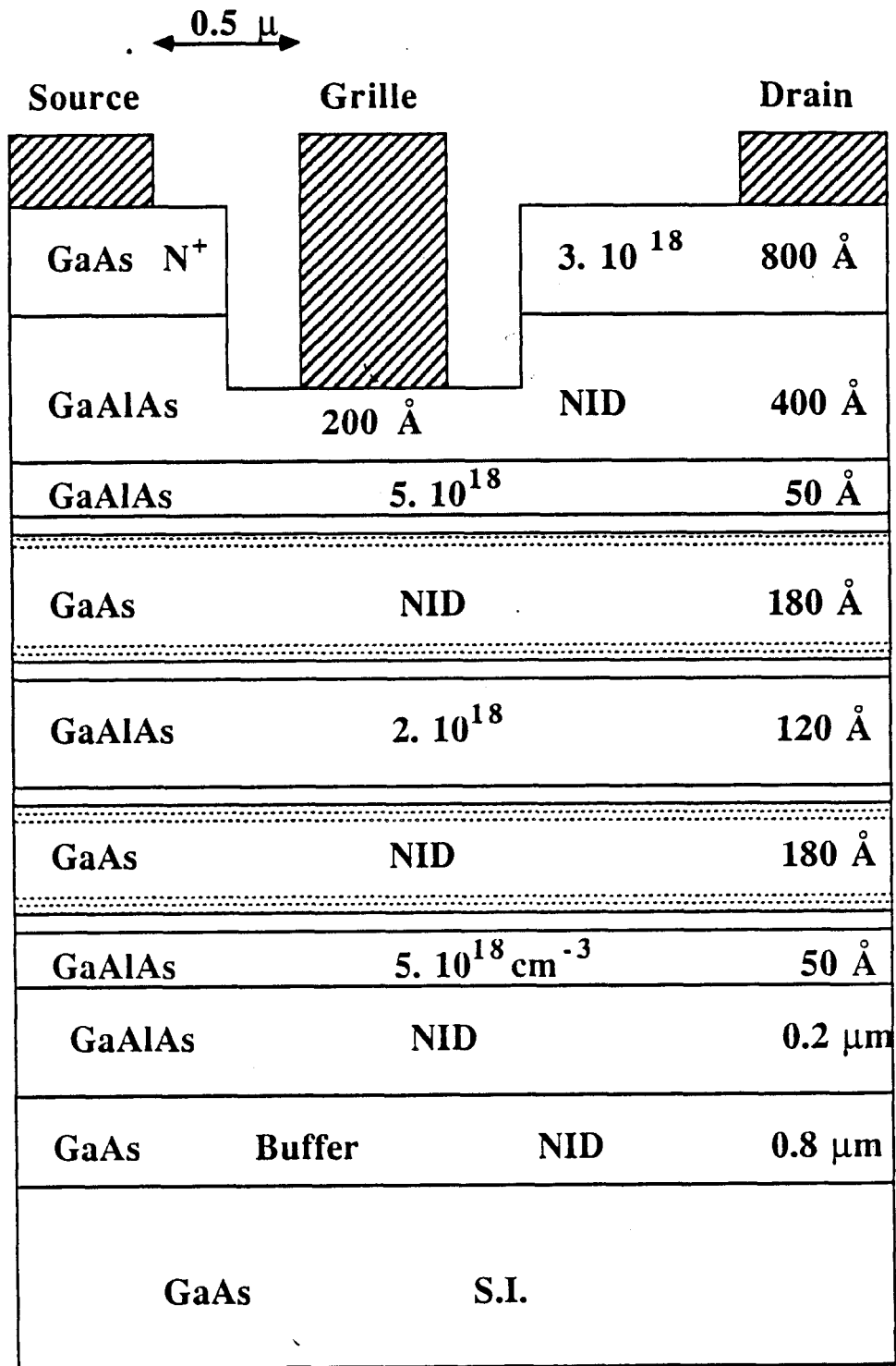


Figure 2.96 : Structure technologique d'un TEGFET à 4 puits optimisé et en cours de réalisation.

Deux causes ont été attribuées à ce défaut : la difficulté d'accéder aux puits profonds et un échauffement prématuré des porteurs dû aux effets de potentiel de surface et au recess large. Un autre problème a concerné la capacité C_{gs} , dont la valeur devient trop élevée lorsque le recess est trop étroit. Une majeure partie de ces problèmes a déjà été résolue avec de la réalisation du transistor CHS 223. Ce composant est apparu d'ailleurs très performant en puissance comme nous le verrons dans le chapitre concernant les essais en amplification.

A partir de toutes ces considérations, il apparaît possible de proposer une structure dont les caractéristiques doivent être les suivantes :

- Les mêmes qualités que le transistor CHS 233, c'est-à-dire bonne linéarité, une bonne résistance de source que ce soit en surface ou en profondeur, ainsi qu'une tension élevée de claquage
- un courant I_{dss} plus élevé, autrement dit, au moins de l'ordre de 600 mA/mm. Il faut pour ce faire augmenter le nombre de puits. Le choix qui nous paraît le plus judicieux est celui de quatre puits. En effet, ce puits supplémentaire va renforcer le 3ème puits de la structure actuelle en courant et en commandabilité contribuant ainsi à amener à la même valeur les deux maxima du g_m . Une structure qui aurait plus de quatre puits ne nous paraît pas raisonnable car les puits les plus profonds seraient à plus de 100 Å de la grille et leur commande serait très médiocre. Par ailleurs, cet inconvénient serait probablement aggravé par la difficulté de réaliser encore plus en profondeur la diffusion du contact ohmique
- Un recess technologique semblable à celui du CHS 233, en particulier en ce qui concerne les contacts ohmiques, mais avec un recess large de 1.2 μm autour d'une grille de 0.5 μm qui devrait concilier la bonne tenue en tension, la résistance d'accès et une valeur faible de la capacité C_{gs} .

Le composant que nous proposons est celui de la figure 2.96. Nous avons choisi une configuration de type pulse-doped pour la couche d'AlGaAs la plus profonde pour éviter l'effet de MESFET parallèle dans cette couche et avoir un pincement abrupt.

Bibliographie

- [1] MIMURA et al
"A new field effect transistor with selectively doped GaAs/n - AlGaAs heterojunction"
J.J.A.P., vol. 19, n°5, 1980
- [2] D. DELAGEBEAUEUF, N.T. LINH
"Charge control of the heterojunction two-dimensional electron gas for MESFET application"
IEEE, Trans. Electron Dev., vol ED-28, n°7, 1981
- [3] H. MORKOC et al
"Mobility enhancement in inverted AlGaAs/GaAs modulation doped structures and its dependance on donor-electron separation"
J.J.A.P., vol. 20, n°12, 1981
- [4] G. HALKIAS
"Modélisation et analyse physique du fonctionnement en amplification de puissance hyperfréquences du transistor à effet de champ à l'Arséniure de Gallium"
Thèse de 3e cycle, Lille, 1985
- [5] H.M. MACKSEY et al
"Optimisation of GaAs power MESFET device and material parameters for 15 GHz operation"
IEEE Trans. Electron. Dev., vol ED-27, n°2, 1980
- [6] P. BAUDET
"Les transistors à effet de champ de puissance en Arséniure de Gallium : conception et technologie"
Acta Electronica, vol 23, n°2, 1980

- [7] T. AHMAD SHAWKI
Thèse de Doctorat, à paraître.
- [8] J.L. THOBEL
"Simulation Monte-Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions. Application au TEGFET et à ses dérivées"
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [9] M. FUKUTA et al
"GaAs microwave power FET"
IEEE Trans. Electron Dev., vol ED-23, n°12, 1976
- [10] D. WIDIGER et al
"Two-dimensional transient simulation of an idealized high electron mobility transistor"
IEEE Trans. Electron Dev., vol ED-32, n°6, 1985
- [11] T. AHMAD SHAWKI
"Performance analysis of $Al_{0,3} Ga_{0,7} As/GaAs$ modulation-doped field effect transistors (MODFETs)"
M. Sc. Thesis, Cairo, 1987
- [12] F. STERN
"Self-consistent results for n-type Si inversion layer"
Phys. Rev. B , vol 5, n°12, 1972
- [13] A. CAPPY
"Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles à gaz d'électrons bidimensionnel"
Thèse d'Etat, Lille, 1986
- [14] C. VERSNAEYEN
"Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs"
Thèse de 3e cycle, Lille, 1985
- [15] A.H. MARSHAK et al
"Electrical current and carrier density in degenerate materials with monuniform band structure"
Proceedings of the IEEE, vol 72, n°2, 1984

- [16] S.M. SZE
"Physics of S.C. devices"
Wiley Interscience publication
- [17] J.S. BLAKEMORE
"Approximation for Fermi-Dirac integrals especially the function $F_{1/2}(\eta)$ used to describe electron density in a semiconductor"
Solid-State Electronics, vol. 25, n°11, 1982
- [18] H. KROEMER
"Analytic approximations for degenerate accumulate layer in semiconductors with applications to barrier lowering in isotype heterojunctions"
J.A.P. , 52 (2), 1981
- [19] J. YOSHIDA
"Classic quantum mechanical calculation of the electron distribution at the AlGaAs/GaAs interface heterointerface"
IEEE Trans. Electron Dev., vol ED-33, n°1, 1986
- [20] K. PARK, K.D. KWACK
"Calculation of the two-dimensional electron gas density at the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterointerface"
IEEE Trans. Electron Dev. , vol ED-33, n°11, 1986
- [21] K. LEE, M. SHUR
"Electron density of the two-dimensional electron gaz modulation doped layers"
J.A.P., 54(4), 1983
- [22] H. MATHIEU
"Physique des semiconducteurs et des composants électroniques"
Editions MASSON, 1987
- [23] B. VINTER
"Subbands and charge control in a two-dimensional electron gas field-effect transistor"
APL, 44(3), 1984

- [24] K. HIRAKAWA et al
"Concentration of electrons in selectively doped GaAlAs/GaAs heterojunction and its dependence on spacer-layer thickness and gate electric field"
APL, 45 (3), 1984
- [25] P. GODTS
"Modélisation et optimisation en vue de réalisations technologiques de MESFET et de TEGFET AlGaAs/GaAs"
Thèse de Doctort, Lille, 1988
- [26] A. BELACHE
"Etude des propriétés physiques et performances potentielles en basses températures du transistor à effet de champ à haute mobilité électronique AlGaAs/GaAs"
Thèse de Doctorat, Lille, 1989
- [27] T. ISHIBASHI et al
"Si and Sn doping in $Al_x Ga_{1-x} As$ grown by MBE"
J.J.A.P., vol 21, n°8, 1982
- [28] D.V. LANG et R.A. LOGAN
"Trapping characteristics and a Donor-complex (DX) model for the persistent-photoconductivity trapping center in Te-doped"
Phys. Rev B, vol 19, n°2, 1979
- [29] E.F. SHUBERT, K. PLOOG
"Shallow and deep donors in direct-gap n-type $Al_x Ga_{1-x} As$ grown by molecular-beam epitaxy"
Phys. Rev. b., vol 30, n°12, 1984
- [30] B. KIM et al
"GaAs power MESFET with 41 - percent power-added efficiency at 35 GHz"
IEEE, EDL, vol EDL-9, n°2, 1988
- [31] P. DELESCLUSE et al
"Transport properties in GaAs/n-AlGaAs heterostructures and MESFET applications"
Elect. lett., vol 17, n°10, 1981

- [32] K. LEE et al
"Parallel conduction correction to measured room temperature mobility in (Al, Ga) As Modulation doped layers"
J.A.P. , vol 23, n°4, 1984
- [33] K. HIKOSAKA et al
"A microwave power double-heterojunction high electron mobility transistor"
IEEE EDL, vol EDL-6, n°7, 1985
- [34] N.H. SHENG et al
"Multiple-channel GaAs/AlGaAs high electron mobility transistor"
IEEE EDL, vol EDL-6, n°6, 1985
- [35] F. SOVERO et al
"35-GHz performance of single and quadruple power heterojunction HEMT's"
IEEE Trans. Electron Dev. , vol ED-33, n°10, 1986
- [36] K. HIKOSAKA
"Microwave power double-heterojunction HEMT's"
IEEE Trans. Electro Dev., vol ED-33, n°5, 1986
- [37] K. HIKOSAKA
"A 30-GHz 1-W Power HEMT"
IEEE EDL, EDL-8, n°11, 1987
- [38] P. SAUNIER
"High-efficiency millimeter-wave GaAs/GaAlAs power HEMT's"
IEEE EDL, vol EDL-7, n°9, 1986
- [39] C. VERSNAEYEN et al
"Frequency dependance of source acces resistance of heterojunction field effect transistor"
Elect. Lett., vol 21, n°12, 1985
- [40] F. HELIODORE
"Simulation bidimensionnelle du transistor à effet de champ AsGa à grille sub-micronique : application à l'optimisation des composants faible bruit"
Thèse de Doctorat, Lille, 1987

Chapitre 3

Analyse théorique et expérimentale des performances en puissance

Chapitre 3

Analyse théorique et expérimentale des performances en puissance

Dans ce chapitre nous nous proposons d'étudier les performances en puissance ainsi que leurs limitations. Les résultats, associant les mesures de puissance et l'impédance de charge, seront présentés dans le dernier chapitre.

3.1 Introduction

Le relevé de la caractéristique de puissance est la dernière étape de la caractérisation du composant. Ses résultats permettent de vérifier les potentialités qu'on peut prévoir à partir des autres caractéristiques du composant (en tension de claquage, en courant maximum et en comportement dynamique). Un autre intérêt de ce relevé est de permettre d'identifier la nature des limitations physiques de la montée en puissance, à condition d'utiliser conjointement les informations fournies par les mesures d'autres grandeurs telles que les courants de drain et de grille et les impédances de charge.

Cette dernière mesure a donné des résultats tellement intéressants que nous avons jugé plus judicieux de lui consacrer une partie spéciale.

Ce chapitre est composée comme suit : d'abord nous présentons les informations que l'on peut tirer du relevé de puissance et des mesures complémentaires et le banc de puissance utilisé. Une présentation détaillée est donnée ensuite concernant les résultats obtenus en distinguant le TEGFET monopuits et le TEGFET multipuits.

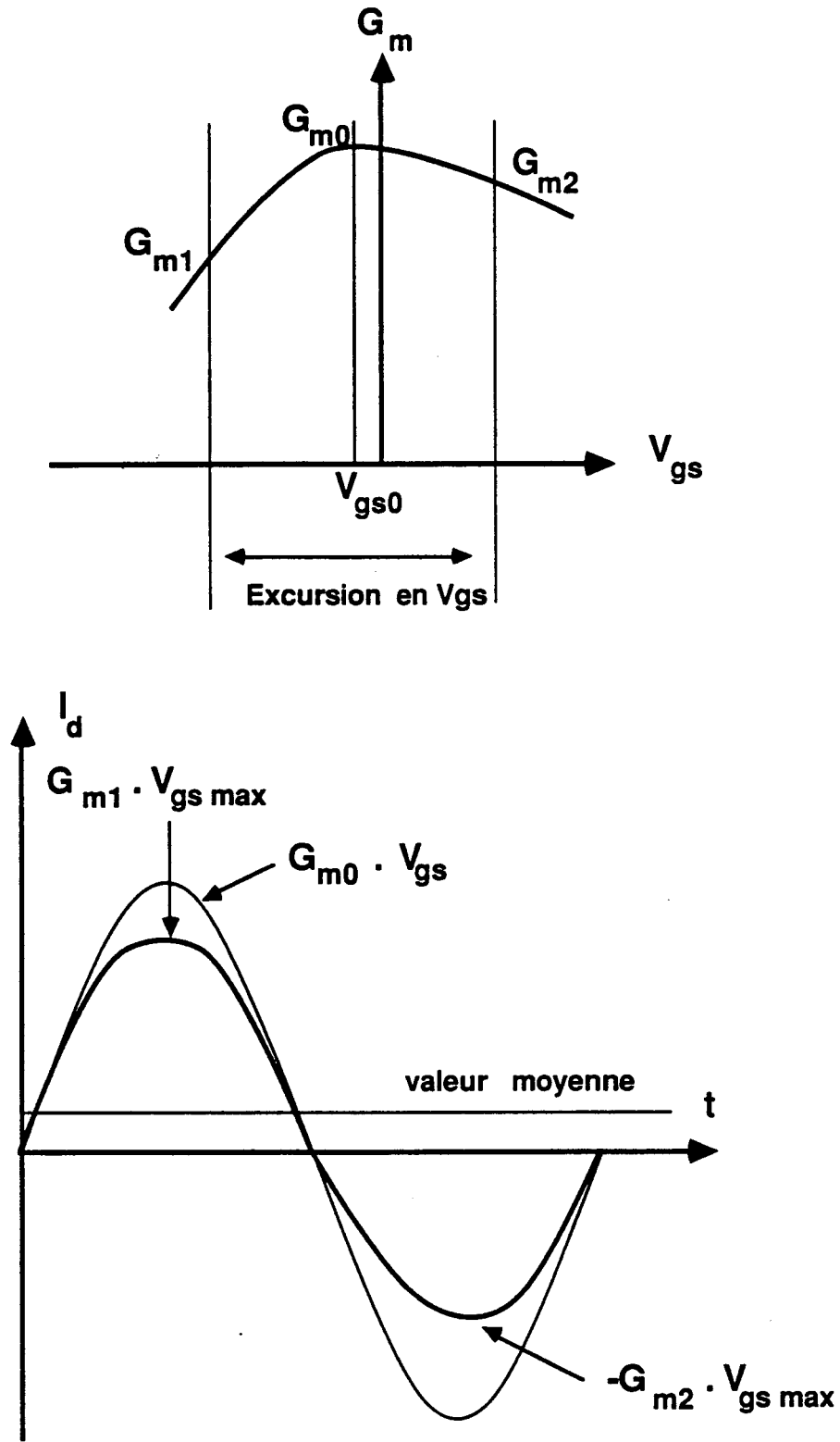


Figure 3.1 : Représentation schématique de la non uniformité de la transconductance et son effet sur la forme du courant de sortie.

3.2 Grandeurs relevées

3.2.1 Puissance d'entrée et de sortie

Le relevé de la caractéristique $P_s = f(P_e)$ est effectué dans les conditions optimales c'est-à-dire à l'adaptation entrée-sortie. A partir de ce relevé nous pouvons tirer les grandeurs suivantes :

- **Puissance maximale** : c'est la puissance maximale disponible à la sortie du composant. Elle est définie comme étant la puissance de sortie quand le transistor a atteint une de ses limites (claquage ou mise en direct). Sa conversion pour une largeur de grille de référence ($W = 1 \text{ mm}$) permet de comparer les différents transistors.
- **Gain en petit signal** : c'est le gain obtenu pour les puissances les plus faibles. Pour les mesurer, on est obligé de prendre des valeurs de la puissance d'entrée bien inférieures à 1 mW/mm . La valeur trouvée doit être la plus proche possible de la valeur du MAG (gain maximum disponible) calculé à partir des paramètres S_{ij} puisque on se place dans les mêmes conditions d'adaptation et de fonctionnement petit signal.
- **Puissances de compression à 1 dB et de 2 dB** : Ce sont les puissances de sortie quand le gain a diminué respectivement de 1 et 2 dB par rapport à sa valeur en petit signal, autrement dit de 20 et 36 % à sa valeur maximale en linéaire. Les deux puissances associent en même temps les deux notions de puissance de sortie et de linéarité de la commande. Rapportées en mW/mm , elles servent de critère de comparaison entre les différents composants plus efficaces que la puissance de sortie. Elles seront notées dans la suite P_{s1dB} et P_{s2dB} .

3.2.2 Courant de drain

Le point de polarisation (V_{ds}, I_{do}) est normalement imposé par l'utilisateur afin d'avoir les meilleures performances. Ce courant va subir des variations temporelles avec l'application d'une puissance à l'entrée qui peuvent entraîner des variations de la valeur moyenne. Tout d'abord en petit signal les variations de la tension $V_{gs}(t)$ sont encore très limitées. La transconductance reste consante pour toute la variation $V_{gs}(t)$. Or nous savons que le courant dynamique hyperfréquences a pour expression :

$$id(t) = g_m(V_{gs}) \times V_{gs}(t) \quad (3.1)$$

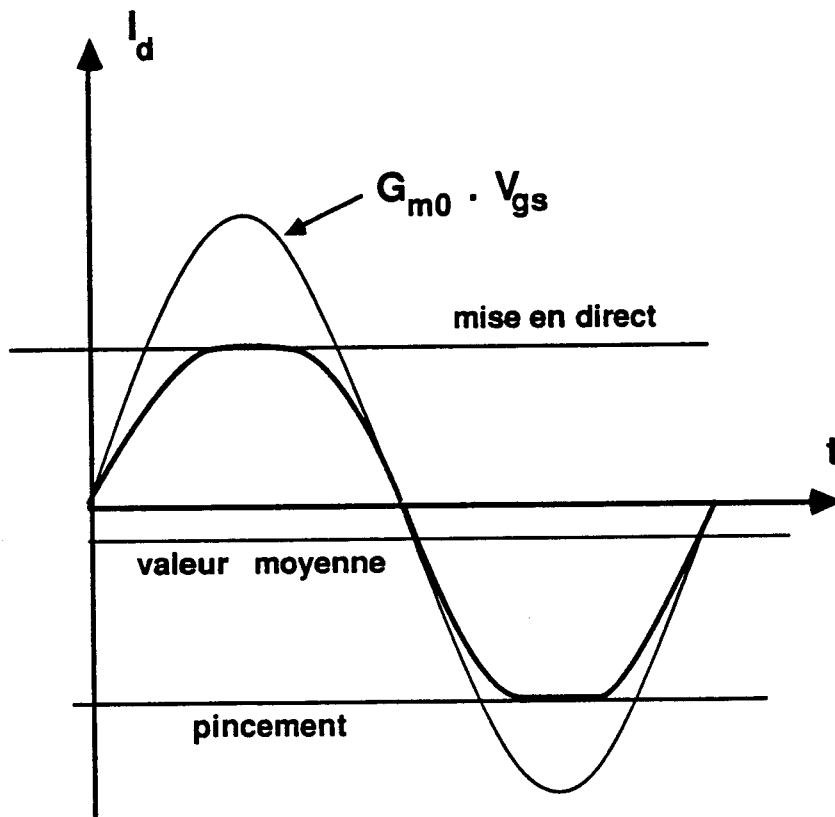
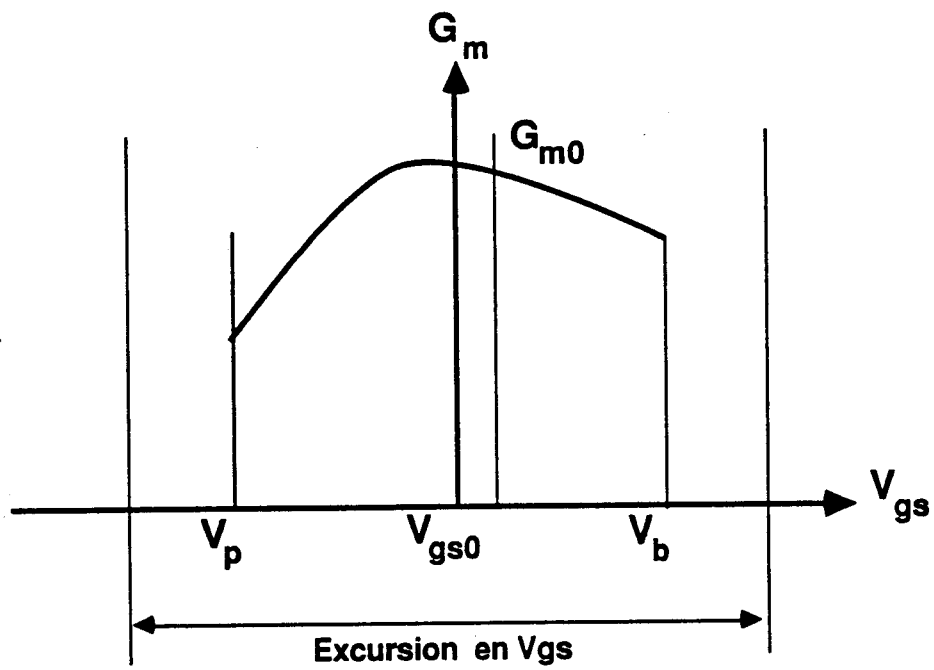


Figure 3.2 : Représentation schématique de la forme du courant de sortie en régime de saturation.

On peut conclure qu'en petit signal le courant dynamique de drain aura la même allure que le signal V_{gs} , autrement dit une allure sinusoïdale. Sa valeur moyenne étant nulle, elle n'entraîne pas de variations du courant statique.

Pour un signal V_{gs} avec une plus grande amplitude (nous appellerons dans la suite ce fonctionnement sous le nom "fonctionnement moyen signal") le comportement est différent. Les variations de la transconductance qui sont importantes dans un TEGFET classique vont y jouer un rôle primordial. Le courant I_d va s'éloigner de la valeur $V_{gs}(t) \times g_{mo}$ (qui est sinusoïdale) au fur et à mesure que la valeur instantanée $V_{gs}(t)$ s'éloigne de la valeur statique V_{gs0} . La conséquence est que le courant I_d est périodique mais non sinusoïdal. Les harmoniques ainsi créées seront filtrées par le circuit d'adaptation et le phénomène va se traduire par une baisse du gain en puissance. La seconde conséquence (qui nous intéresse le plus ici) est due à la non symétrie de la courbe de la transconductance en fonction de V_{gs} par rapport à V_{gs0} . Celle-ci entraîne des maxima différents pour les alternances positives et négatives du courant I_d (figure 3.1) faisant ainsi apparaître une composante continue (qui peut être positive ou négative suivant la nature de la dissymétrie de la transconductance). Le courant de polarisation sera donc changé. La variation observée est généralement faible.

En régime de grand signal, c'est-à-dire un régime où les amplitudes des courants et tensions dans le transistor sont proches des valeurs maximales disponibles, les variations du courant statique de drain peuvent devenir plus importantes. En effet, dans un tel fonctionnement, l'excursion en tension ou en courant peuvent atteindre ou dépasser les limites du réseau de caractéristiques. En particulier pour le courant de drain, on peut avoir un écrêtage par le "haut" quand on atteint la mise en direct du transistor ou/et un écrêtage par le "bas" quand on atteint le pincement (figure 3.2). La conséquence est alors là aussi une apparition d'harmoniques et surtout en cas d'une dissymétrie de l'écrêtage la variation du courant statique du drain. Les variations peuvent atteindre de grandes valeurs.

L'observation du courant moyen de drain est donc un relevé nécessaire. Cette information supplémentaire va se révéler importante pour comprendre et interpréter les résultats de puissance. Son importance et l'exactitude de ses significations nous ont été confirmées avec le tracé du diagramme de fonctionnement.

3.2.3 Rendement en puissance

Le rendement en puissance est une grandeur qui nous permet d'évaluer l'efficacité du composant. C'est le rapport de la puissance obtenue à sa sortie et de la puissance qui lui est fournie de l'extérieur. Selon les auteurs, deux sortes de rendement ont été définies :

- Rendement de drain : Il est défini par l'expression suivante :

$$\eta_1 = \frac{P_s}{P_o} \quad (3.2)$$

où P_s = la puissance hyperfréquences à la fréquence fondamentale
fournie à la sortie du composant

P_o = la puissance continue de polarisation. Son expression est

$$V_{ds} \times I_d + V_{gs} \times I_g$$

le terme $(I_g \times V_{gs})$ est généralement négligé car en fonctionnement normal du composant le courant de grille est nul ou très faible.

- Rendement en puissance ajoutée : dans ce cas on ne considère que la puissance hyperfréquences rajoutée par le composant autrement dit la différence $(P_s - P_e)$, ce qui conduit à l'expression suivante :

$$\eta_2 = \frac{P_s - P_e}{P_o} = \frac{P_s}{P_o} \left(1 - \frac{1}{G}\right) \quad (3.3)$$

où P_e = la puissance hyperfréquences incidente sur l'entrée du composant et G le gain en puissance. Les deux expressions (3.2) et (3.3) deviennent identiques quand on se place à une fréquence où le gain en puissance est très élevé. En effet, la puissance d'entrée dans ce cas est beaucoup plus faible que les puissances de sortie et de polarisation. On a alors :

$$\eta_1 = \eta_2 = \eta = \frac{P_s}{P_o}$$

Normalement en fonctionnement classe A, quand le composant utilise toute l'excursion en tension et en courant, le rendement de drain peut atteindre la valeur maximale théorique de 50 %. Mais généralement le fonctionnement du transistor, quand il atteint la puissance de sortie, s'éloigne de la classe A [1-4]. Les non-linéarités qui apparaissent entraînent les particularités suivantes :

- l'apparition d'une composante continue du courant instantané de drain entraîne la variation de la valeur statique (voir le paragraphe précédent). La puissance P_o devient alors dépendante de la puissance de sortie. La prise en compte du seul courant de drain au repos peut entraîner une fausse estimation du rendement parfois très éloignée de la valeur réelle. Ceci est un argument supplémentaire pour le relevé systématique au cours de la mesure de puissance, du courant de drain.
- Le rendement peut dans certains cas particuliers (et rares) dépasser 50 %. Le résultat n'est pas physiquement impossible parce que, à cause de l'écrêtage, le fonctionnement du transistor peut approcher la classe F, la forme du signal de sortie est dans ce cas proche de celle d'un signal carré. La puissance du fondamental dépasse la valeur limite de $\frac{P_o}{2}$ [5].

Le rendement est donc un moyen supplémentaire pour évaluer les performances d'un composant. Sa confrontation avec d'autres résultats tel que le tracé des diagrammes de fonctionnement, nous permet de cerner le comportement du composant.

3.2.4 Courant de grille

En fonctionnement normal, un transistor à effet de champ ne doit pas avoir de courant continu de grille, le contact Schottky étant polarisé en inverse. La présence d'un courant important de grille (voisin du milliampère) ne peut avoir lieu que si ce contact Schottky est mis en direct ou en claquage.

En polarisation statique, on choisit le point de fonctionnement de telle façon à être éloigné de ces deux cas de figure. En amplification de puissance, il est possible que le point de fonctionnement passe pendant une fraction de la période par une des limites du réseau citées ci-dessus et provoquer l'apparition d'un courant de grille. La valeur moyenne de ce courant sur une période est donc non nulle. Sa mesure sera pour l'expérimentateur l'indicateur que le transistor a atteint une de ses limites.

De plus, la mesure du sens de ce courant nous permettra de savoir laquelle des deux limites (mise en direct ou claquage) est à l'origine de son apparition. En effet, la mise en direct de la grille a lieu quand la tension résultante sur la grille est positive. Le courant est donc "rentrant". Le claquage, lui, est dû à une forte mise en inverse du contact Schottky. Le courant qui en résulte est "sortant".

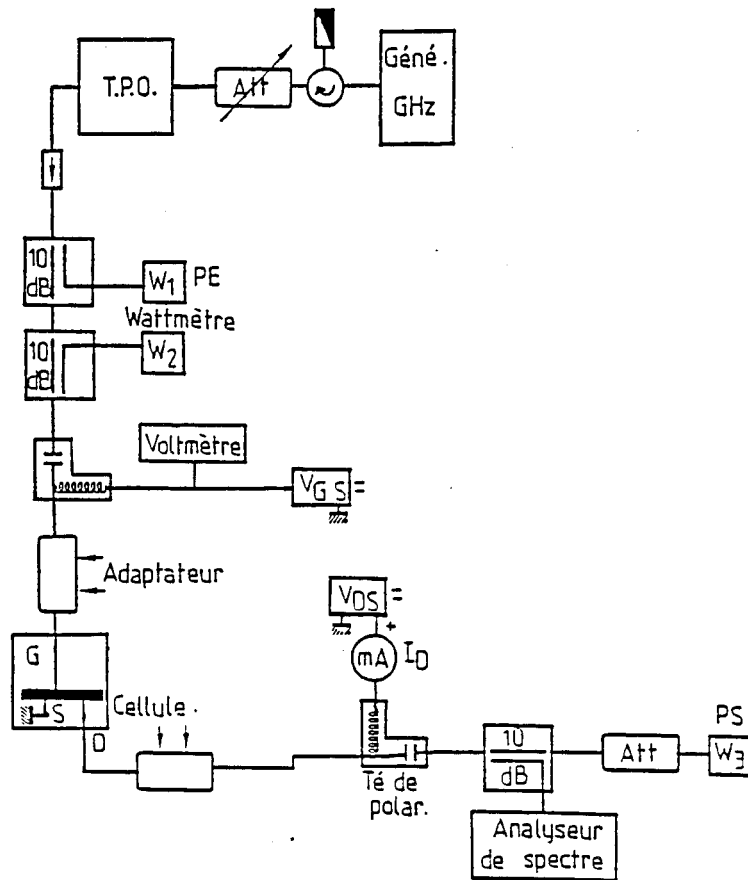


Figure 3.3 : Synoptique du banc classique de mesure de puissance avec une polarisation continue du drain.

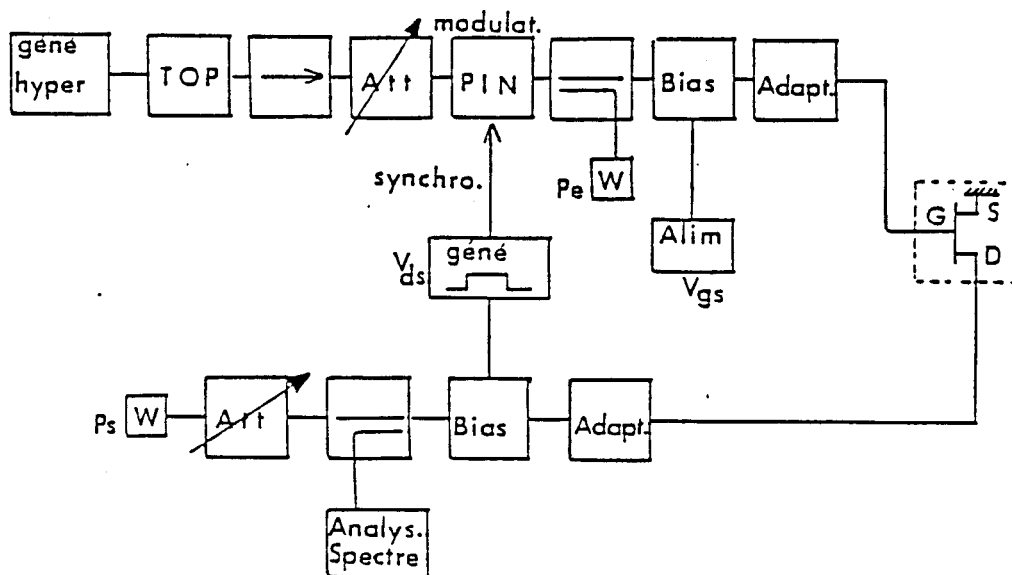


Figure 3.4 : Synoptique du banc classique de mesure de puissance avec une polarisation en impulsions pour le drain.

3.3 Banc de mesure

La constitution du banc est directement issue des considérations que nous venons de citer. Elle comprend essentiellement les éléments suivants (figure 3.3) :

- Tés de polarisations à travers lesquels sera polarisé le composant. Les deux tés seront associés à deux milliampèremètres pour mesurer les courants de grille et de drain.
- Deux mesureurs de puissance pour estimer les puissances à l'entrée et à la sortie du composant.
- Deux adaptateurs à double stub MAURY pour adapter le composant des côtés drain et grille.
- Un analyseur de spectre en sortie pour relever l'apparition éventuelle d'harmoniques.

Ce banc est celui que nous avons le plus utilisé. Il est arrivé cependant que certains composants ayant un fort courant de drain se soient avérés très fragiles. Nous avons alors effectué les mesures en régime pulsé pour la tension de drain V_{ds} . La synoptique du nouveau banc de mesure est présenté sur la figure 3.4. Elle contient en outre un "hacheurs" à diode PIN pour pulser le signal hyperfréquences d'entrée et le synchroniser sur la tension V_{ds} . Pour simplifier le banc, nous n'avons pas pulsé la tension de grille.

Avant de clore ce paragraphe, signalons que le but de l'utilisation du mode pulsé est uniquement d'éviter l'échauffement du composant et de le protéger. Ce procédé ne modifie nullement les performances du composant puisque certains composants testés avec les deux bancs ont donné quasiment le même résultat.

3.4 Etude du TEGFET monopuits

L'étude d'un composant en puissance est toujours une entreprise délicate et difficile. La difficulté est surtout due au fait que l'évolution des valeurs moyennes relevées (puissance de sortie, gain, rendement, etc) peut être liée à plusieurs facteurs simultanément. Par exemple, la chute du gain en puissance a plusieurs causes possibles : un signal de sortie distordu lié à une transconductance et un MAG fort dépendant de

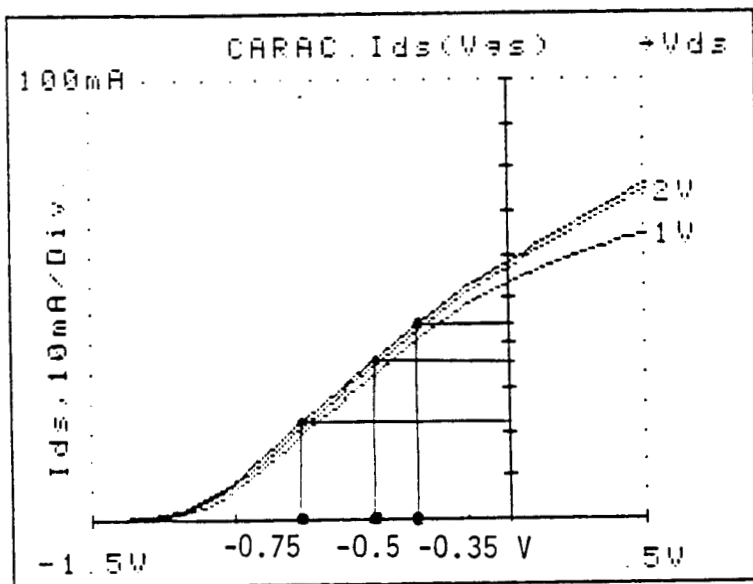


Figure 3.5 : Les trois polarisations relatives aux essais en puissance du Th 4270.

la tension V_{gs} ou à un signal de sortie écrêté. Cet écrêtage peut être soit en tension (tension de déchet ou de claquage) soit en courant (mise en direct ou pincement)...

Il serait donc logiquement maladroit d'essayer sur un composant donné de relier avec certitude les performances en puissances aux caractéristiques électriques ou technologiques. Nous avons par conséquent pour que notre travail soit fructueux, testé un grand nombre d'échantillons. La récolte du maximum d'informations au cours de la mesure et la comparaison statistiques de celles-ci a fait apparaître certaines corrélations très intéressantes. Ces résultats seront présentés dans le paragraphe 3.1.4.2 pour le TEGFET monopuits et au paragraphe 3.1.5 pour le multipuits.

Auparavant, nous présenterons pour un composant que nous avons jugé "typique", les résultats mesurés ou déduits de la mesure. Ce paragraphe sera aussi, pour nous l'occasion de montrer la signification concrète des grandeurs que nous avons définies et qui nous permettrons de comparer les différents composants.

3.4.1 Résultats typiques obtenus

Le composant que nous avons choisi est le TEGFET Thomson 4270. Ce composant a fait partie d'un ensemble de composants testés au début de notre étude et qui n'étaient pas encore optimisés pour la puissance. Les mesures ont été effectuées à une fréquence de 15 GHz en mode pulsé (impulsions de 1 μs de largeur avec une période de répétition de 100 μs).

3.1.4.1. Etude en V_{gs}

Nous avons relevé la caractéristique $P_s = f(P_e)$ pour une tension V_{ds} de 6 V. Les valeurs prises pour V_{gs} sont - 0,75 V, - 0,5 V et - 0,35 V. Elles correspondent respectivement aux valeurs suivantes du courant de drain : 20,8 mA, 33,6 mA et 40 mA comme le montre la figure 3.5. Le courant de saturation, à $V_{ds} = 6$ V, avoisine 80 mA (265 mA/mm).

Les caractéristiques mesurées sont présentées sur la figure 3.6. Elles présentent toutes une partie linéaire très limitée suivie par zone d'allure parabolique qui tend progressivement vers une valeur de saturation. Ceci signifie qu'il y a une dégradation continue du gain en puissance comme le confirme par ailleurs la figure 3.7. Ces résul-

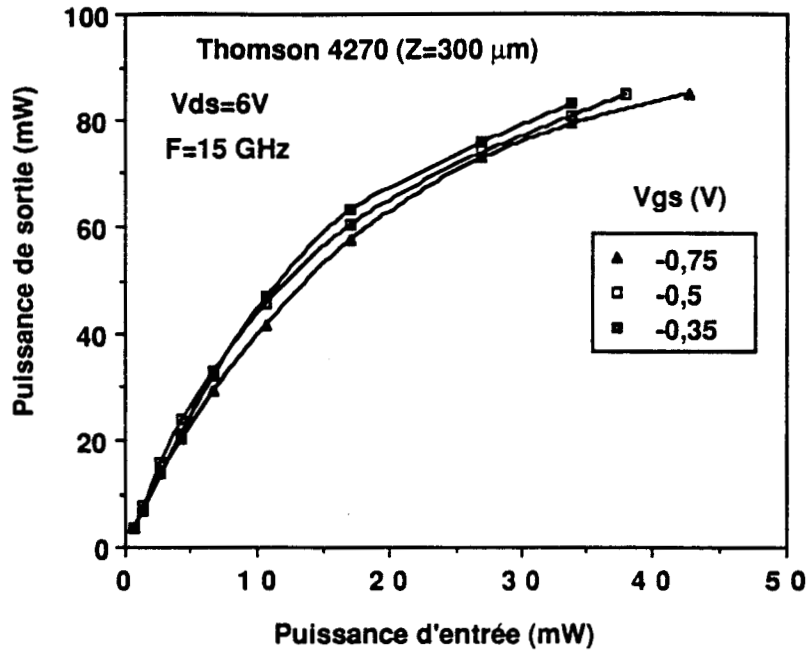


Figure 3.6 : Etude en V_{gs} : caractéristiques $P_d = f(P_e)$ du Th 4270.

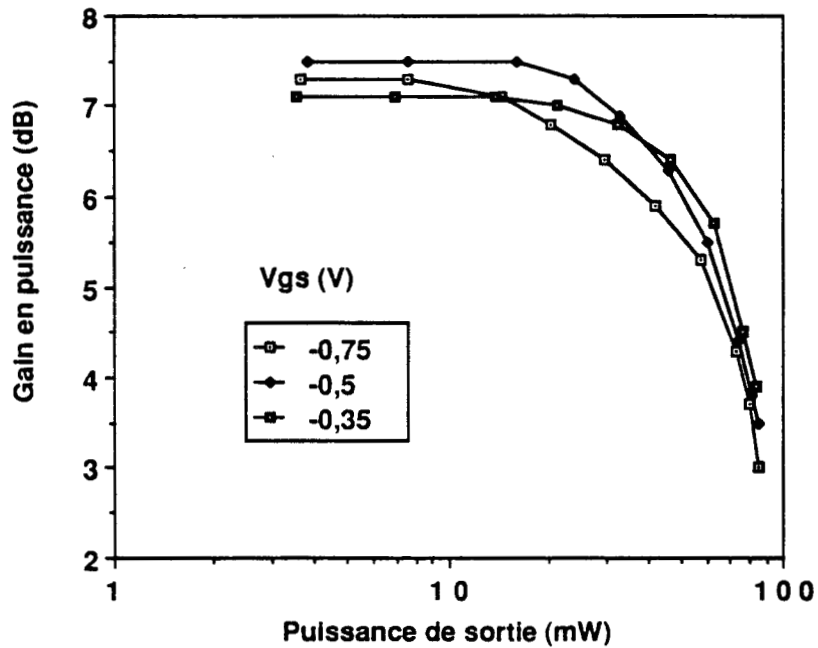


Figure 3.7 : Etude en V_{gs} : évolution du gain avec la puissance de sortie du Th 4270.

tats sont fort différents de ceux obtenus pour le MESFET [6] dont nous présentons un exemple sur les figures 3.8 et 3.9. Cet exemple est relatif au MESFET NEC 900 testé à 15 GHz et polarisé à une tension $V_{ds} = 9$ V et un courant drain $I_d = 94$ mA (la largeur de grille est $Z = 750 \mu\text{m}$). En fonctionnement petit signal, le TEGFET présente un gain plus important que celui du MESFET. La différence est d'autant plus significative que dans le cas du TEGFET l'adaptation s'est révélée particulièrement difficile, et en conséquence, contrairement au MESFET, le gain prévu à partir des paramètres S (supérieur à 9 dB) n'a pu être atteint. Cet avantage du TEGFET est accompagné par une assez importante non linéarité. Ainsi pour le MESFET NEC 900, le gain a à peine diminué de 1 dB quand 83 % de la puissance saturation sont atteints et de 2 dB quand 97 % en sont atteints. Pour les TEGFETs les résultats sont dans le meilleur des cas 67 % de la puissance de saturation pour 1 dB de compression et de 90 % pour 2 dB de compression. Cette comparaison met en évidence une des limitations du TEGFET en puissance que nous avons signalée dans le paragraphe 2.5.1.3.

L'analyse détaillée des résultats en fonction de V_{gs} a abouti au tableau 3.I. Elle montre que le meilleur point de polarisation est $V_{gs} = -0,35$ V. Le gain en petit signal et la puissance légèrement plus faible sont compensés par un comportement plus linéaire, les puissances atteintes pour 1 dB et 2 dB de compression sont plus importantes. La compression au maximum de puissance n'est que de 3 dB.

Le point qui entraîne le plus de non-linéarité est $V_{gs} = -0,75$ V. Ce point est le plus proche du pincement. Sa courbe de gain est décroissante même pour les puissances les plus faibles (figure 3.7). Elle comporte deux parties avec des pentes différentes : la première doit correspondre aux dissymétries du signal de sortie qui dissipe une partie de la puissance dans l'apparition des harmoniques. La seconde apparaissant vers $P_s = 70$ mW, correspond à l'écrêtage du signal probablement par le pincement.

Les résultats sont d'ailleurs en parfait accord avec le relevé du courant de drain (figure 3.10). Le point à $-0,75$ V subit une variation continue et plus importante (75% du courant de départ). Cette variation est toujours en hausse ce qui confirme un écrêtage du signal du côté du pincement. Les variations pour les autres points de polarisation est différente en importance et en sens. Dans les deux cas, on observe d'abord une diminution, qui indique une dissymétrie du signal de sortie de nature différente que pour $V_{gs} = -0,75$ V. Celle-ci change par la suite, en grand signal, à cause

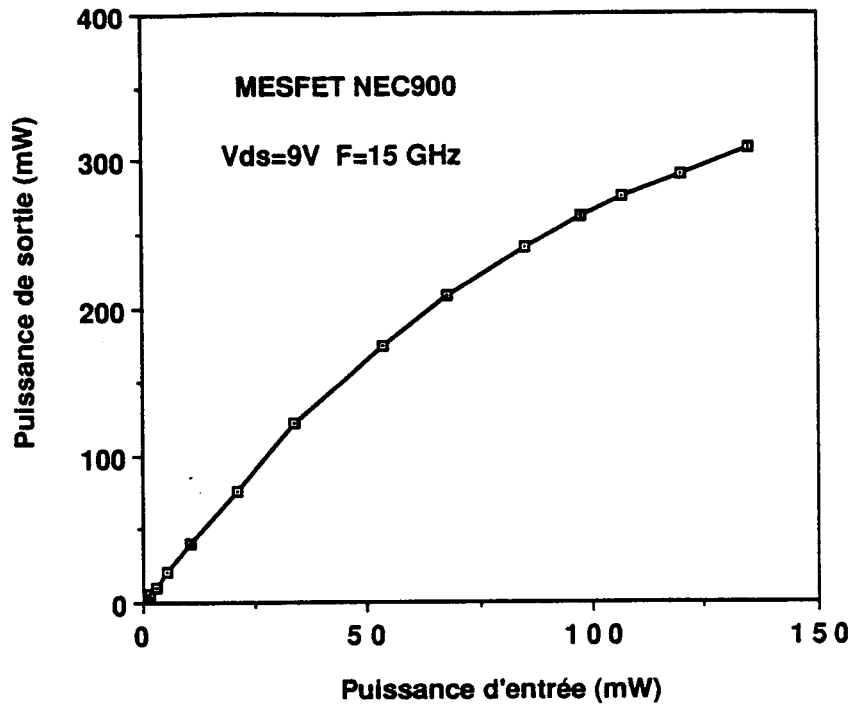


Figure 3.8 : Caractéristique $P_s = f(P_e)$ du MESFET NEC 900.

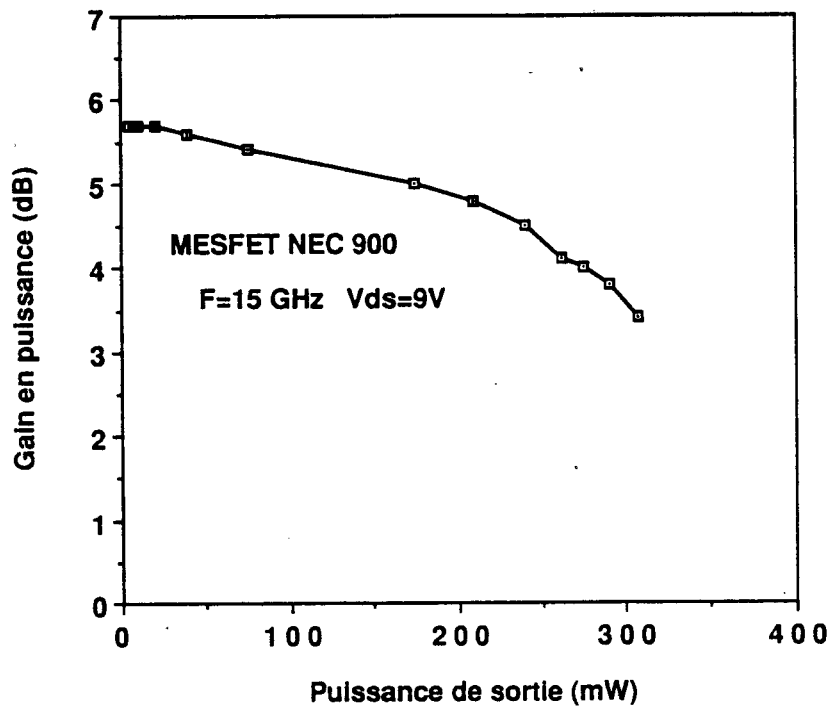


Figure 3.9 : Evolution du gain avec la puissance de sortie pour le MESFET NEC 900.

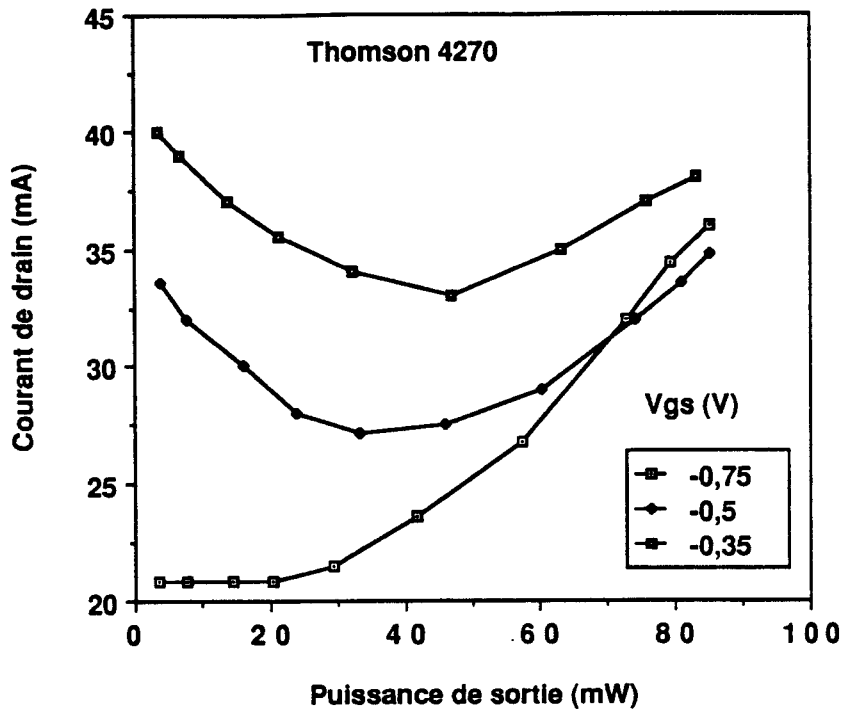


Figure 3.10 : Etude en V_{gs} : évolution du courant moyen de drain avec la puissance de sortie pour le TEGFET Th 4270.

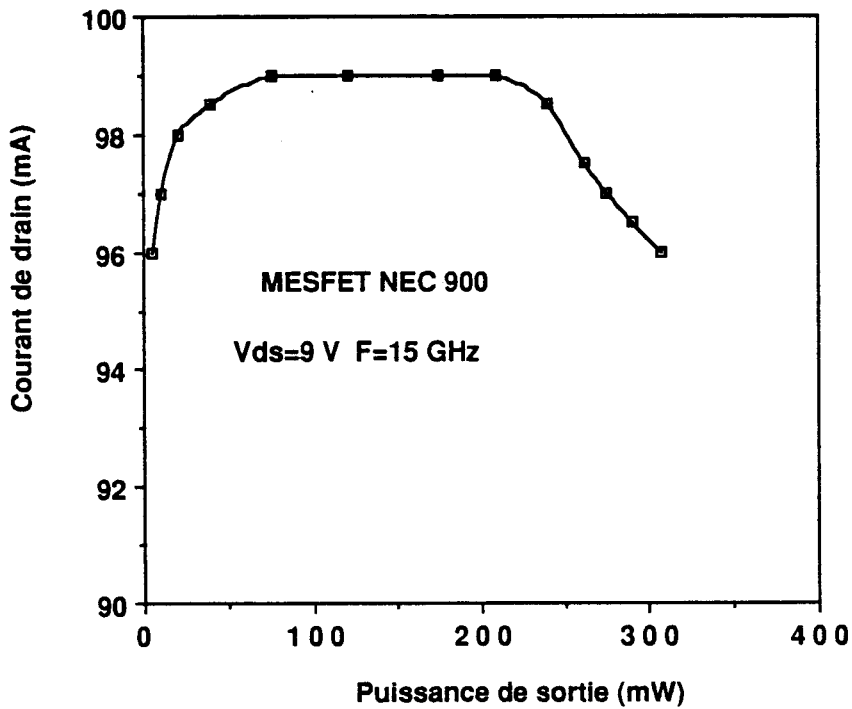


Figure 3.11 : Evolution du courant moyen de drain avec la puissance de sortie pour le MESFET NEC 900.

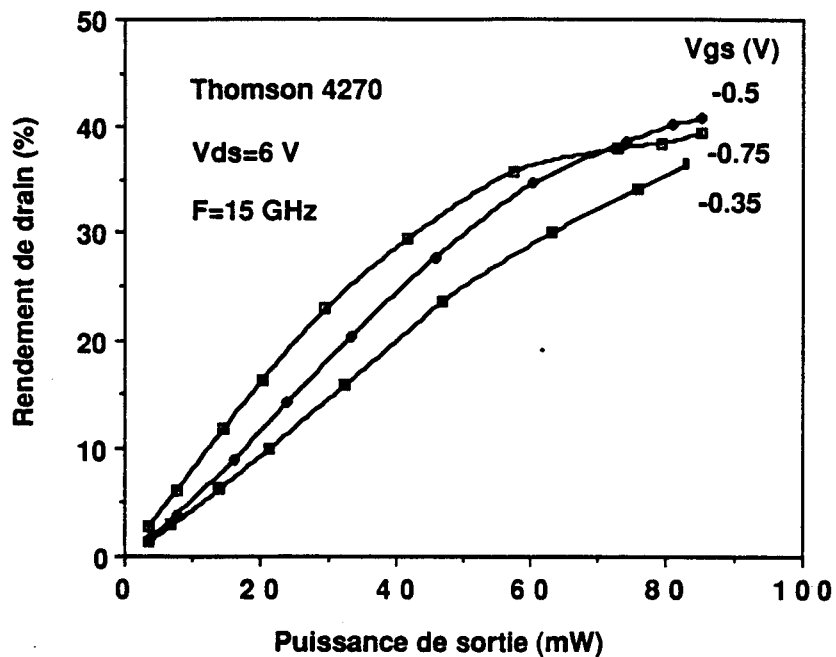


Figure 3.12 : Etude en V_{gs} : évolution du rendement de drain avec la puissance de sortie pour le transistor Th 4270 .

V_{gs} (V)	P_{1dB} (mW/mm)	P_{2dB} (mW/mm)	P_{sat} (mW/mm)	compres. max(dB)	η (%)
- 0.75	100	195	285	4	38
- 0.5	140	200	285	4	40
- 0.35	185	245	275	3.2	35

Tableau 3.I : Résumé des résultats de puissance du transistor Th 4270 pour trois valeurs de V_{gs} .

là aussi d'un écrêtage au pincement, ce qui entraîne une augmentation du courant de drain. Il est important de noter que le courant de drain, à $V_{gs} = -0,35V$, retrouve pour la puissance de saturation la même valeur qu'il avait en statique. Le point de fonctionnement est donc bien "centré" dans le réseau de caractéristiques. Une autre remarque importante est que, à puissance de saturation, le courant drain a la même valeur dans les trois cas. Ceci signifie que le composant se ramène toujours dans des conditions où il pourra utiliser pleinement les possibilités offertes par le réseau, au prix cependant d'une chute importante du gain. L'étude sur d'autres composants a montré toutefois que ce comportement se produit surtout quand le composant est écrêté par le pincement, et très peu quand il est écrêté par la mise en direct. L'analyse du courant drain nous a montré, enfin, une différence de comportement avec le MESFET. La variation du courant de drain n'est que de 3 % pour le MESFET (figure 3.11) alors que pour le TEGFET elle est de 20 % dans le meilleur des cas (figure 3.10).

Le dernier résultat de l'étude de puissance est le rendement. Nous présentons sur la figure 3.12, le rendement de drain en fonction de la puissance de sortie. En faible puissance, le meilleur rendement est obtenu pour le point de polarisation correspondant au courant de drain le plus faible ($V_{gs} = -0,75 V$). En grand signal les variations de ce courant fait qu'à la puissance de saturation, le rendement est voisin dans les trois cas (entre 35 et 40 %). Le rendement en puissance ajoutée est d'environ 20%.

En conclusion nous pouvons dire que l'étude des caractéristiques de puissance en fonction de V_{gs} a montré certains aspects du fonctionnement du TEGFET. Elle s'est révélée indispensable pour chaque transistor testé pour définir le point de polarisation présentant le moins de non-linéarités.

3.4.1.2 Etude en V_{ds}

Le but est de connaître la puissance maximale disponible à la sortie du composant. Là également le transistor Thomson 4270 a un comportement qui fait ressortir des aspects que nous avons souvent rencontrés avec les nombreux composants que nous avons testés. Logiquement, la valeur de V_{gs} que nous aurions dû choisir est celle qui a été montrée comme optimale lors de l'étude précédente ($V_{gs} = -0,35 V$). Nous avons préféré tester le composant avec une tension de polarisation $V_{gs} = -0,75 V$. Celle ci permettant le mieux de faire ressortir l'évolution des non-linéarités avec V_{ds} .

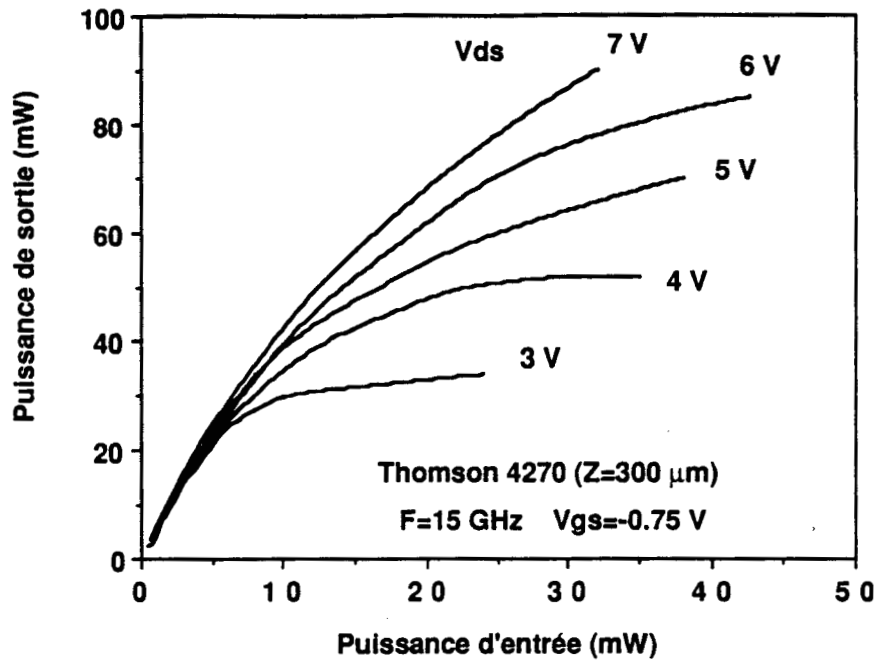


Figure 3.13 : Etude en V_{ds} : caractéristique $P_s = f(P_e)$.

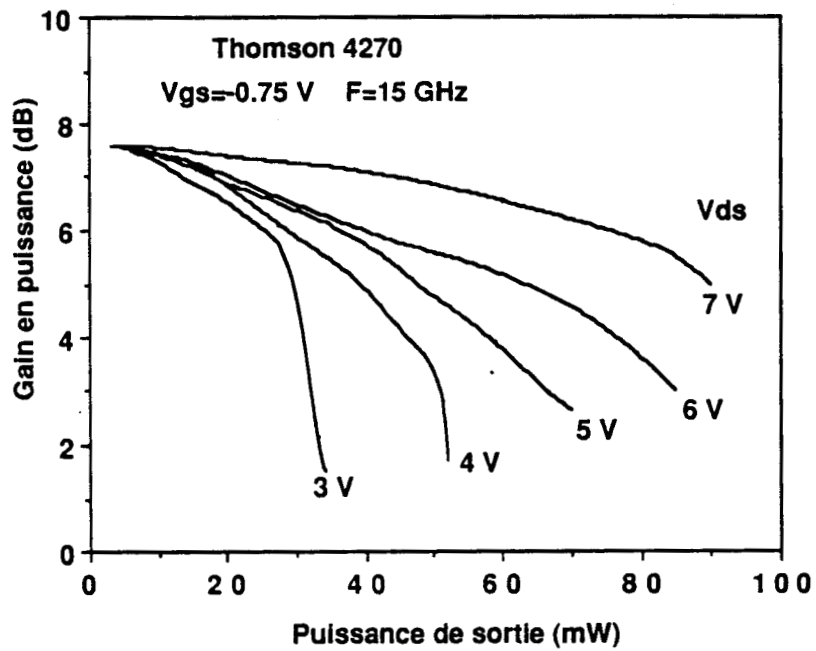


Figure 3.14 : Etude en V_{ds} : évolution du gain avec la puissance de sortie pour le transistor Th 4270 .

Nous avons fait varier V_{ds} de 3 V à 7 V. La première valeur est, à notre avis, la valeur minimale où le transistor peut fonctionner correctement en amplificateur. La seconde s'est révélée comme une limite physique imposée par le réseau de caractéristiques comme nous le verrons plus loin.

Sur la figure 3.13, nous présentons les différentes caractéristiques $P_s = f(P_e)$. La limite supérieure de chaque caractéristique correspond à l'apparition du courant de grille sauf pour $V_{ds} = 3$ V où nous avons arrêté la mesure quand la compression du gain est devenue trop grande.

La première observation qui peut être faite à l'analyse de ces caractéristiques est que la puissance de sortie croît de façon importante avec V_{ds} . Le transistor semble donc "utiliser" toute l'excursion de V_{ds} à sa disposition. Ce comportement n'est pas commun à tous les composants. Quelques uns ont présenté au départ une augmentation de la puissance de sortie avec la tension V_{ds} suivie d'une saturation à partir d'une certaine valeur.

L'amélioration est également observée pour la linéarité avec V_{ds} . En effet, comme le montre la figure 3.14, le gain diminue d'autant plus lentement avec la puissance de sortie que la tension V_{ds} est élevée. Cela signifie qu'à puissance de sortie égale, la distorsion du signal est moins importante quand V_{ds} est plus grande, ce qui entraîne un gain plus élevé. L'origine de l'augmentation serait donc due à un meilleur "centrage" horizontal du point de polarisation dans le réseau et à son éloignement des limites du réseau génératrices de distorsions. Le résultat qui limite en faveur de cette hypothèse est la compression rapide et importante du gain quand $V_{ds} = 3$ V, tension très proche de la tension de "déchet".

L'exploitation des figures 3.13 et 3.14 nous a permis de dresser le tableau 3.II. Les puissances à 1 et 2 dB de compression qui y sont présentées, sont comme la puissance de saturation, des fonctions croissantes de la tension V_{ds} . Ce qui confirme l'importance simultanée de la tension V_{ds} pour la puissance maximale de sortie et la linéarité de la réponse.

D'un autre côté, le relevé du courant de grille est surtout de son sens, nous a permis de mieux comprendre le comportement ci-dessus. Pour les valeurs de V_{ds} égales

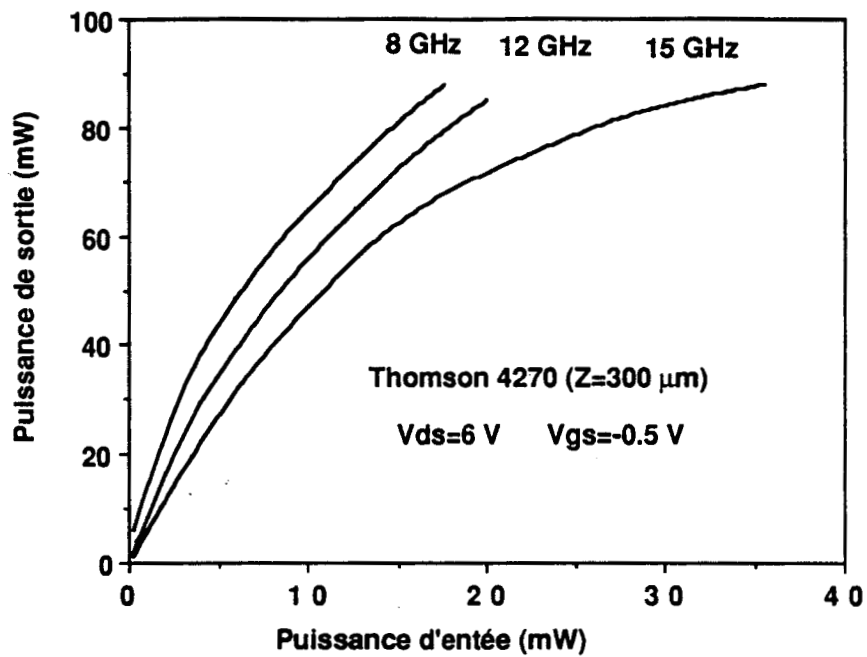


Figure 3.15 : Etude en fréquence : caractéristique $P_s = f(P_e)$ du transistor Th 4270 .

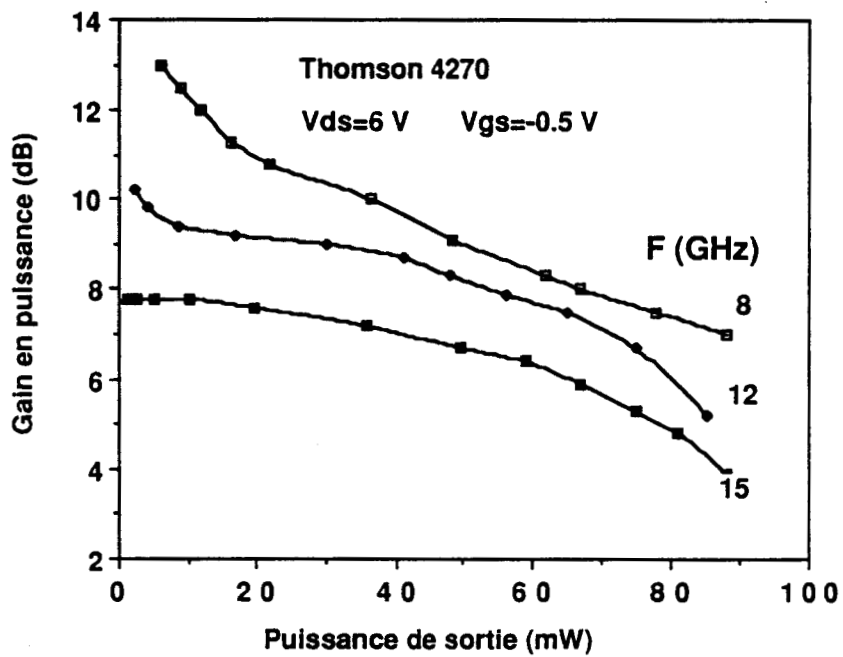


Figure 3.16 : Etude en fréquence : évolution du gain avec la puissance de sortie pour le transistor Th 4270 .

à 4,5 et 6 V, le courant de grille relevé est entrant sur la grille ce qui signifie que la limitation est due à la mise en direct du composant. Pour $V_{ds} = 7$ V, le courant est par contre sortant et nous révèle que la limitation est due au claquage, donc en tension. Notons que pour $V_{ds} = 6$ V, on a relevé un léger courant de claquage avant qu'il ne soit compensé et inversé par la mise en direct du composant. Donc à $V_{ds} = 6$ V, le point de fonctionnement toucherait déjà mais légèrement la zone de claquage $V_{br} = 11$ V à $V_{ds} = 7$ V, le courant de claquage serait si important qu'il serait à l'origine de la limitation en puissance.

Le dernier résultat qui nous a été fourni par la présente étude, est relatif au rendement de drain. Ce dernier reste toujours voisin de 40 %. De ce point de vue, le 4270 est un bon composant car son rendement est assez proche des 50 % théoriques.

3.4.1.3 Etude en fréquence

Nous avons testé ce transistor à 8 et 12 GHz, en plus du test à 15 GHz effectué précédemment. Le point de polarisation choisi est $V_{gs} = -0,5$ V et $V_{ds} = 6$ V.

Le résultat important auquel on aurait pu s'attendre, est la chute rapide du gain avec la fréquence. En effet en petit signal, nous obtenons respectivement 13,2 ; 10,2 et 8 dB de gain en puissance à 8 ; 12 et 15 GHz (figure 3.16). La puissance maximale reste, indépendante de la fréquence (figure 3.15). Ce résultat est assez surprenant parce qu'on aurait pu s'attendre, à fréquence variable, à une variation de l'impédance de sortie du transistor et par voie de conséquence à la variation des excursions en courant, en tension et de la puissance de sortie. En fait, le problème est très complexe et ne peut être traité d'une façon aussi schématique en se basant sur un seul transistor. Une étude assez approfondie sera présentée dans le chapitre 5.

En ce qui concerne le gain, son évolution en fonction de la puissance de sortie présente des aspects très nettement différents selon la fréquence. En effet, on observe comme le montre la figure 3.16 et le tableau 3.III, que la compression du gain est d'autant plus grande que la fréquence est plus basse.

Le rendement de drain diminue légèrement avec la fréquence. Il est respectivement de 44 ; 42 et 40% quand la fréquence est de 8 ; 12 et 15 GHz. Une cause probable est la variation plus grande du courant moyen de drain quand la fréquence augmente.

V_{ds} (V)	P_{s1db} mW/mm	P_{s2db} mW/mm	P_{sat} mW/mm	compression maximum (dB)
3	60	93	115	6
4	77	110	175	5.8
5	90	135	235	5
6	97	160	285	4.5
7	210	280	300	2.5

Tableau 3.II : Résumé des résultats de puissance du transistor Th 4270 pour différentes valeurs de V_{ds} .

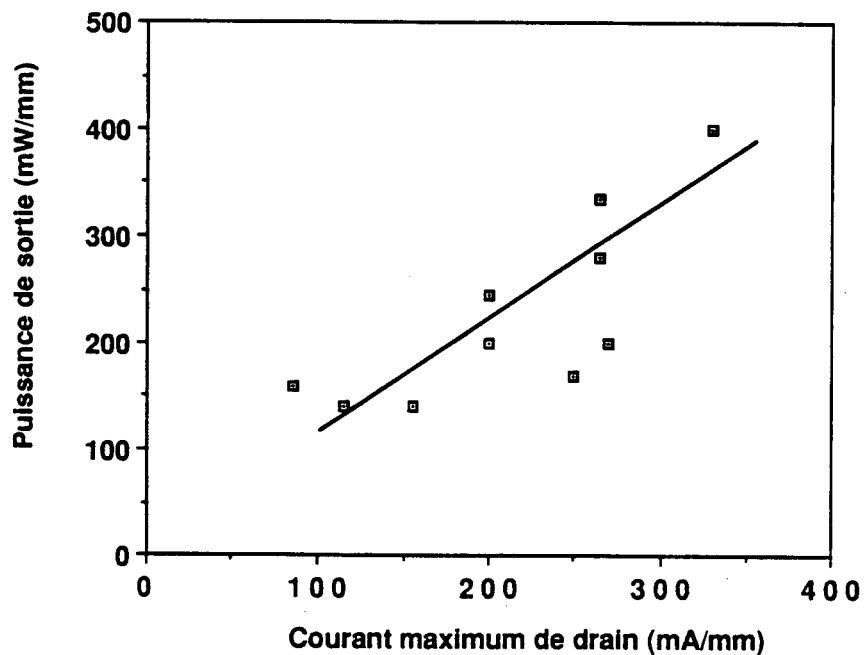


Figure 3.17 : Représentation pour les différents échantillons testés de la puissance maximum de sortie en fonction du courant maximum de drain.

F(GHz)	8	12	15
Gain petit signal (dB)	13.2	10.2	8
compression max. (dB)	6	5	4
P_{s1dB} (mW)	10	25	45
P_{s2dB} (mW)	20	50	60
P_{smax} (mW)	88	85	88
η(%)	44	42	40

Tableau 3.III **Résumé des résultats de puissance du Transistor Th 4270 pour différentes fréquences.**

composant	GaAs N ⁺		GaAs NID a(Å)	GaAlAs N		spacer (Å)	W * Lg (μm ²)
	a (Å)	N _d (10 ¹⁸ cm ⁻³)		a (Å)	N _d (10 ¹⁸ cm ⁻³)		
Th 3591	2000	2	-	1000	0.3	80	300 * 0.7
Th 4108	560	2	-	1000	0.65	20	300 * 0.5
Th 4105	580	2	-	1000	0.7	80	300 * 0.5
Th 4270	560	2	-	1000	0.7	20	300 * 0.5
Th 4262	560	2	-	1000	0.6	5	150 * 0.5
LEP 502 (MOCVD)	250	1	-	380	1	20	200 * 0.55
CHS 76	1000	2	400	400	2	30	150 * 1.3
CHS 112	1000	2.5	-	600	2	30	300 * 1
LEP 526	400	1.5	-	400	2.5	20	200 * 0.5
NEC 202	?		-	?		?	200 * 0.3

Tableau 3.IV : Résumé des caractéristiques technologiques des échantillons testés.

Par contre, en raison de la forte évolution du gain, le rendement en puissance ajoutée est aussi fortement décroissant avec la fréquence.

Le comportement en puissance décrit ci-dessus peut être considéré comme assez typique de l'ensemble des observations que nous avons pu faire sur les différents TEGFETs que nous avons étudiés. Cependant il n'est pas complètement représentatif car des différences notables ont été trouvées avec les autres échantillons, montrant qu'une recherche plus fine de corrélations entre technologie et résultats de puissance était nécessaire. Cette recherche de corrélation constitue l'objet du paragraphe suivant.

3.4.2 Recherche de corrélations entre les caractéristiques des transistors et leurs performances en puissance

Les principaux résultats obtenus pour les composants testés sont résumés sur le tableau 3.VI. Pour procéder à des corrélations nous présentons sur les tableaux 3.IV et 3.V les caractéristiques technologiques et électriques de ces mêmes composants. Il s'agit entre autres, de principaux paramètres électriques statiques (I_{dss} et V_{br}) et dynamiques (f_c et g_m). Nous nous intéressons également au déphasage φ , à la sortie entre le courant et la tension qui en première approximation peut s'écrire :

$$\cos \varphi = \frac{B_{22}}{\sqrt{B_{22}^2 + G_{22}^2}} \quad (3.4)$$

Ce facteur, rappelons le, intervient dans l'expression de la puissance maximale de sortie qui, dans l'hypothèse d'un plein régime classe A, est :

$$P_s = \frac{1}{2} \Delta V_{ds} \times \Delta I_d \times \cos \varphi \quad (3.5)$$

L'analyse des différents résultats nous a conduit aux constatations suivantes :

- Une corrélation nette apparaît entre la valeur de I_{dss} et la puissance de sortie maximale: aux meilleurs I_{dss} correspondent systématiquement les meilleures puissances de sortie. La figure 3.17 illustre tout particulièrement ce résultat.
- Par contre, il n'y a pas de corrélation claire entre la valeur de V_{br} et la puissance de sortie maximale. Il semble que certains transistors qui présentent de bonnes valeurs de V_{br} , profitent peu de cet avantage lorsque les autres paramètres électriques ne sont pas favorables. Ainsi, le transistor Thomson 3591 avec $V_{br} = 20$ V, a une puissance très médiocre, mais il est fortement handicapé par un I_{dss} et un

composant	I_{dss} (mA/mm)	V_p (V)	V_{br} (V)	$G_{m\ max}$ (mS/mm)	F_c (GHz)	G_{22} (mS/mm)	B_{22} (mS/mm)
Th 3591	115	-2.7	20	42	13	7.5	11
Th 4108	155	-1.5	10	185	16	19.7	25.6
Th 4105	85	-1	13	175	16	25.6	22.3
Th 4270	265	-1.3	11	185	20	14	71
Th 4262	265	-1.5	8	140	20	26.6	49.8
LEP 502 (MOCVD)	200	-0.6	7	310	30	16.9	92.2
CHS 76	330	-3	15	137	13	24.9	72
CHS 112	200	-1	7	175	12	6.7	23.2
LEP 526	270	-1	8	290	30	20	37.4
NEC 202	250	-0.5	7	300	34	24.6	87.3

Tableau 3.V : Résumé des caractéristiques électriques des échantillons testés.

composant	F/F_c	Gain en petit signal (dB)	P_{s1dB} mW/mm	P_{s2dB} mW/mm	P_{smax} mW/mm	compression max (dB)	η_{drain} (%)
Th 3591	0.62 (8 GHz)	9.8	33	65	140	9	21
Th 4108	0.75 (12 GHz)	9	65	70	140	11	22
Th 4105	0.75 (12 GHz)	7.5	45	93	160	4.5	20
Th 4270	0.77 (15 GHz)	7.2	185	245	280	3.2	35
Th 4262	0.77 (15 GHz)	7	326	-	335	1.4	32
LEP 502 (MOCVD)	0.5 (15 GHz)	10	140	175	200	3.4	52
CHS 76	0.7 (9 GHz)	8.5	250	300	400	4	37
CHS 112	0.78 (9 GHz)	8.8	150	215	245	2.6	34
LEP 526	0.5 (15 GHz)	8.5	130	200	200	2	42
NEC 202	0.5 (15 GHz)	12	45	115	170	3.5	40

Tableau 3.VI : Résumé des résultats de puissance de tous les échantillons monopuits testés.

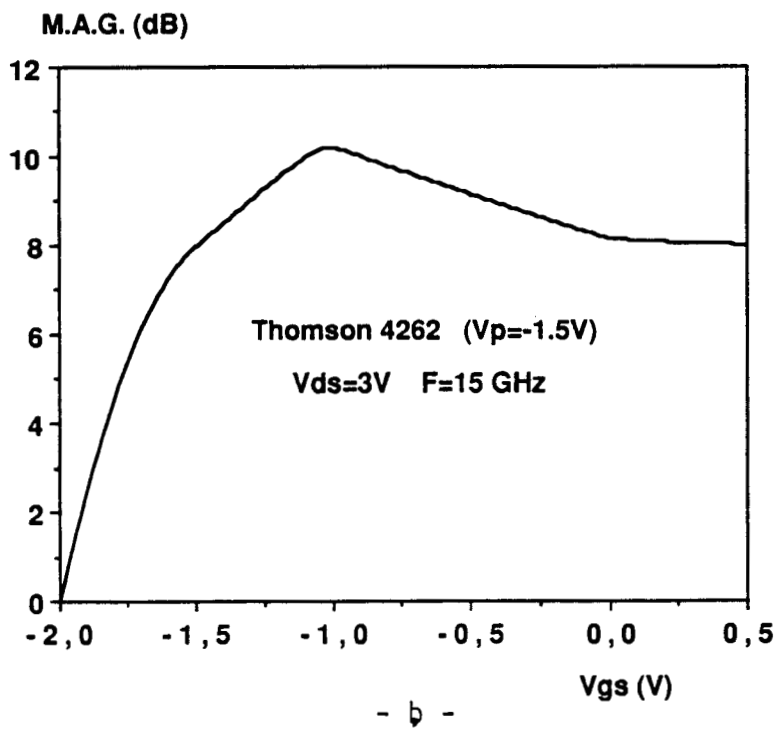
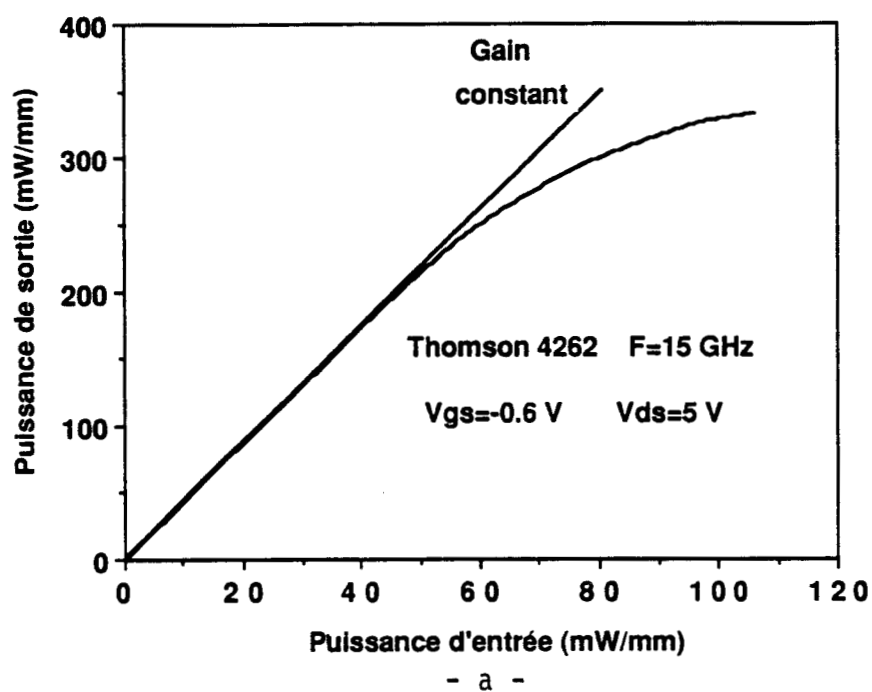
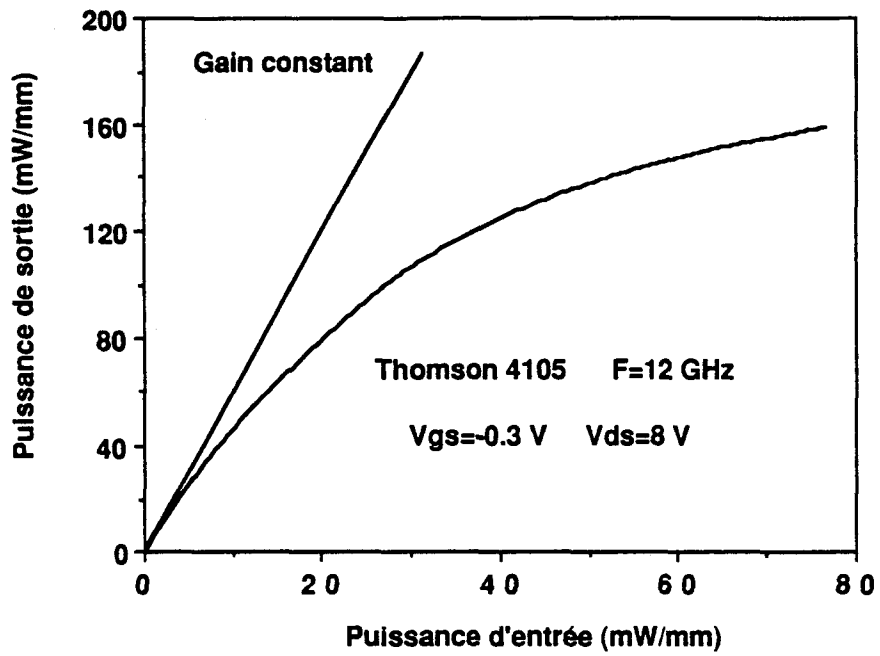
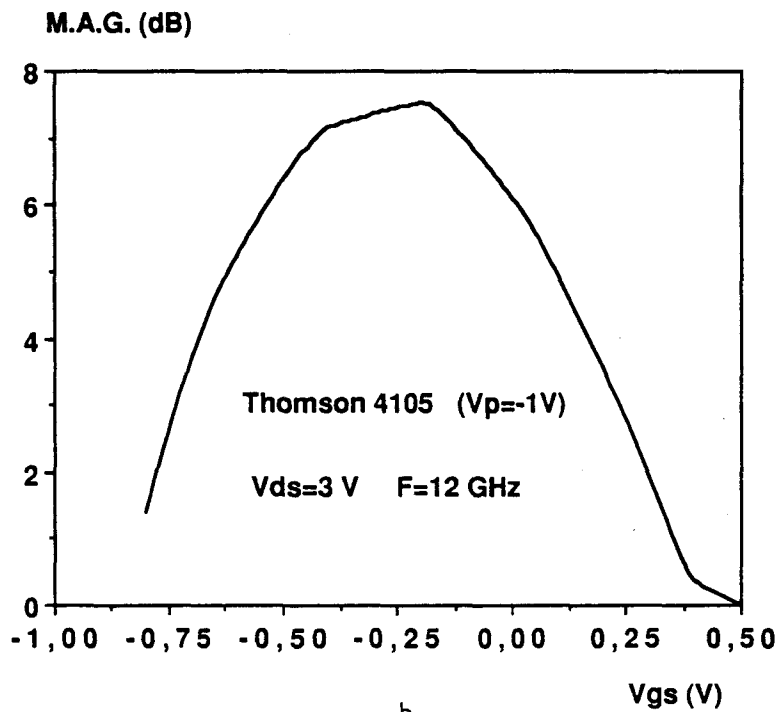


Figure 3.18 : Corrélation de la linéarité de la réponse en puissance (a) avec l'évolution quasi-constante du MAG en fonction de V_{gs} (b) (transistor Th 4262) .



- a -



- b -

Figure 3.19 : Corrélation de la réponse peu linéaire en puissance (a) avec les fortes variations du MAG en fonction de V_{gs} (b) (Th 4105) .

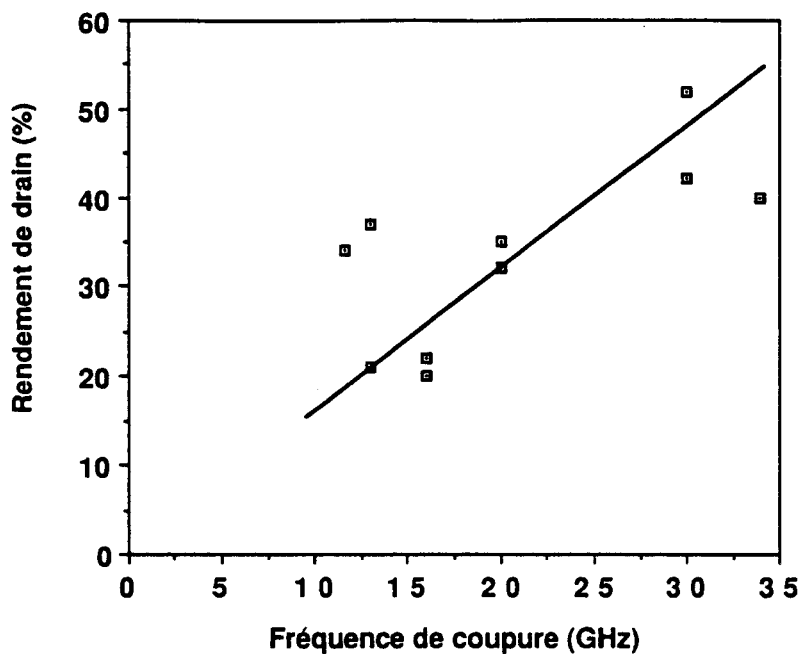


Figure 3.20 : Représentation pour les différents échantillons testés du rendement du drain en fonction de la fréquence de coupure en courant .

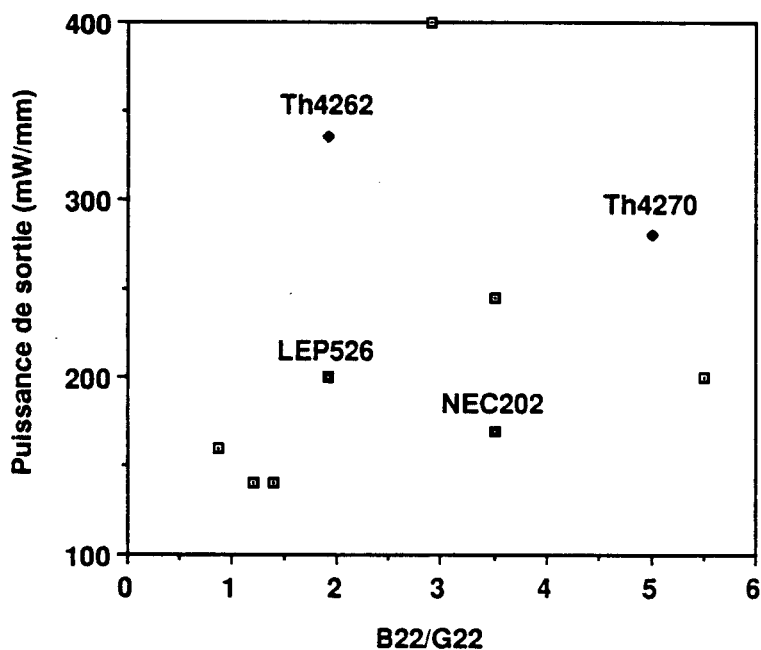


Figure 3.21 : Représentation pour les différents échantillons testés de la puissance de sortie en fonction du paramètre $\frac{B_{22}}{G_{22}}$.

g_m faibles. Le transistor Thomson 4262 qui a une tension de claquage parmi les plus faibles (8 V), a une puissance de sortie très honorable comparée aux autres composants. Un autre composant, le CHS 142, que nous ne présentons pas ici et qui a une tension de claquage de 20 V a donné des résultats très médiocres malgré un courant I_{dss} de valeur pas trop faible (220 mA/mm). Le transistor qui est pulse-doped, a des résistances d'accès trop élevées dues à une technologie non encore optimisée au moment de sa réalisation, ce qui a entraîné une mauvaise montée en fréquence et l'a handicapé en puissance.

Ces contre exemples ne mettent, cependant, nullement en question l'intérêt de la tension de claquage, celle-ci peut nettement améliorer les performances de puissance quand les autres paramètres (I_{dss} , f_c , ...) sont favorables. L'exemple du 4270 présenté au paragraphe précédent, en donne un premier argument car ce composant n'a été limité que par l'apparition du claquage. Un autre composant constitue un exemple plus significatif: c'est le CHS 76. Sa puissance de sortie qui a la valeur la plus élevée de tous les composants testés, a été améliorée de plus de 30 % quand la tension V_{ds} d'essai a été variée de 6 à 8 volts.

- La linéarité de la caractéristique $P_s = f(P_e)$, qui est d'autant plus grande que les puissances P_{s1dB} et P_{smax} sont rapprochées, semble liée de façon assez claire et systématique aux caractéristiques électriques. En particulier, une corrélation assez nette s'est révélée avec l'évolution en fonction de V_{gs} des paramètres traduisant la commande autrement dit g_m , f_c et le MAG. Plus ils subissent des variations avec V_{gs} et plus la réponse en puissance est non linéaire. Le mécanisme physique a été déjà écrit précédemment (paragraphe 3.2.2). A titre d'exemple, le transistor Th 4262 qui, de loin, a la meilleure linéarité (compression maximum d'à peine 1.4 dB, figure 3.18a), a une courbe de MAG, déduite des mesures des paramètres S petit signal, qui présente peu de variations avec V_{gs} (1,5 dB au maximum)(figure 3.18b). A l'opposé, nous trouvons le Th 4105 dont le gain en puissance subit une compression prématurée et continue avec le niveau de sortie (figure 3.19a). Ses caractéristiques électriques (en particulier le MAG, figure 3.19b) ont une allure "pointue" centrée sur $V_{gs} = -0.3$ V et subit de part et d'autre de larges variations (± 6 dB).

Le comportement est très intéressant car il nous a permis de définir un critère fondamental dans l'optimisation de la structure (voir chapitre 2). En effet, l'examen du tableau 3.VI nous montre que la forte compression constatée pour le Th 4270 (para-

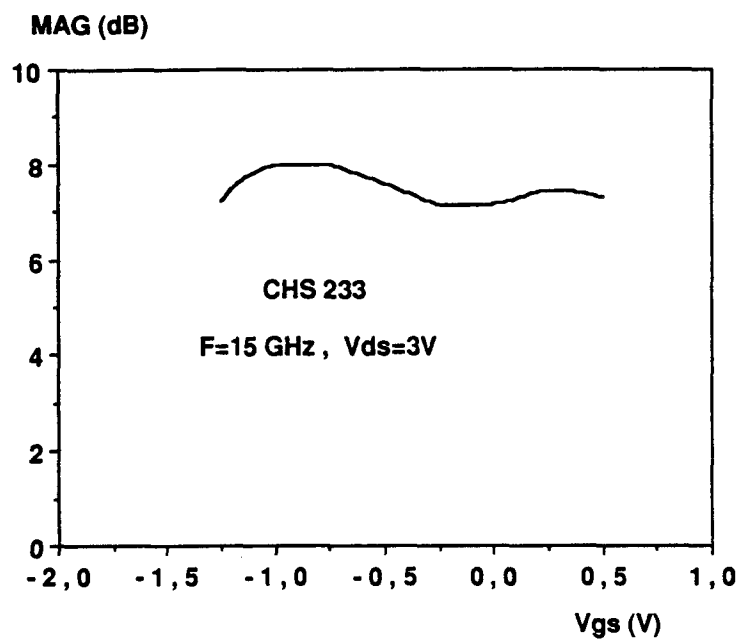


Figure 3.22 : Représentation du gain maximum disponible en fonction de la tension V_{gs} , montrant une quasi-indépendance envers celui-ci .

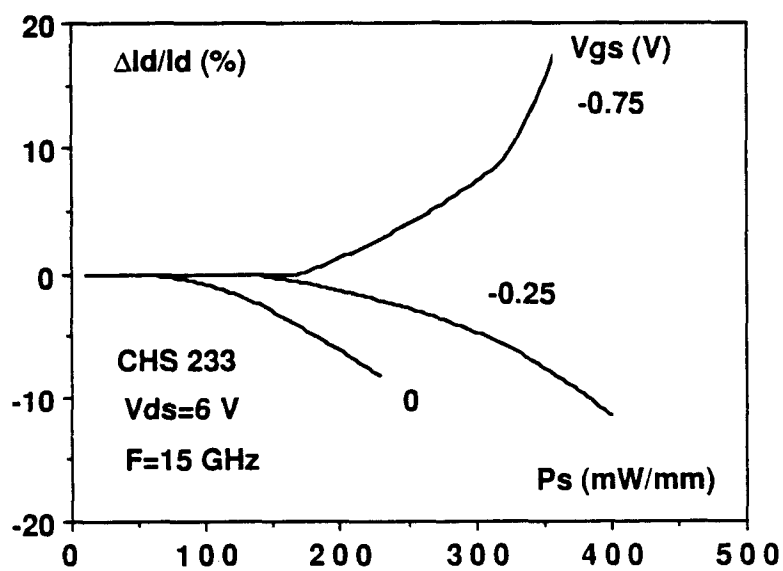


Figure 3.24 : Variations relatives du courant moyen de drain avec la puissance de sortie (CHS 233) .

graphe 3.5.1.1) comparée au MESFET est en fait valable pour la plupart des TEGFETs monopuits testés.

- Le rendement de drain paraît étroitement lié à l'aptitude de la structure à monter en fréquence et, en particulier, à la valeur de g_m et de la fréquence de coupure en courant f_c . Ce dernier paramètre est particulièrement influant comme le montre la figure 3.20. Nous remarquons, par exemple, que parmi les transistors testés à la même fréquence 15 GHz (Th 4270, Th 4262, LEP 502, LEP 526 et NEC 202), ceux qui ont un rapport f/f_c le plus petit, c'est-à-dire ceux qui ont la plus grande fréquence de coupure, ont le meilleur rendement. Les composants semblent donc avoir moins de rendement drain quand leur fréquence d'essai se rapproche de leur fréquence de coupure. Le meilleur résultat est celui du LEP 502.
- La corrélation avec l'admittance de sortie dans l'hypothèse où celle-ci est assimilée au paramètre petit signal Y_{22} est moins claire. La figure 3.21 ne montre pas d'évolution précise de la puissance de sortie avec le rapport $\frac{B_{22}}{G_{22}}$ représentatif du déphasage entre le courant et la tension. La cause en est sans doute la multitude des autres paramètres qui jouent simultanément sur la puissance de sortie. Ainsi, si on compare deux composants dont les autres paramètres électriques (I_{dss} , V_{br} , f_c , g_m) sont très voisins, on trouve que celui qui possède le déphasage le plus faible ($\frac{B_{22}}{G_{22}}$ le plus faible), a également la meilleure performance en puissance. Les couples de composants Th 4270 - Th 4262 et LEP 526 - NEC 202 en sont deux exemples.

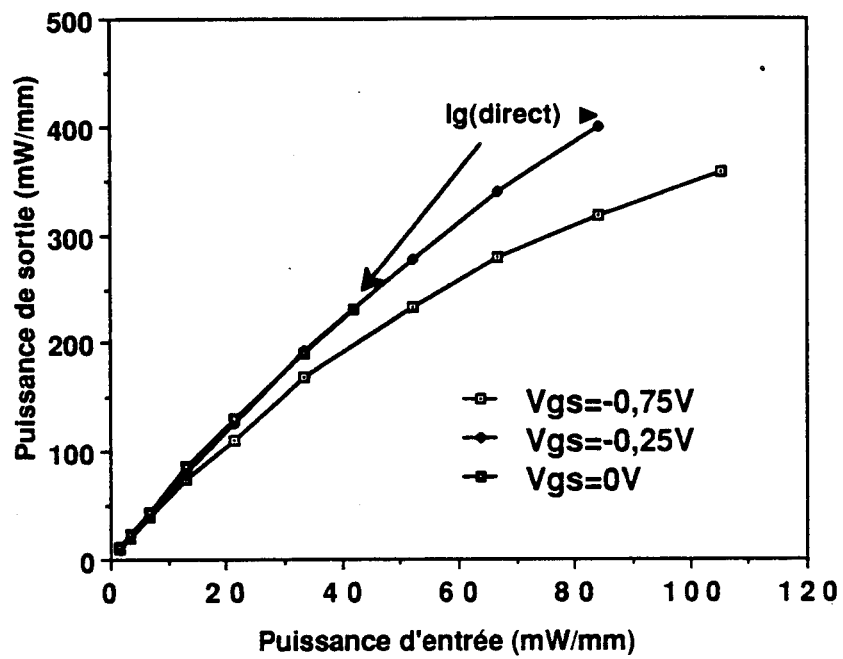
Ceci montre que le problème de l'impédance de sortie est très complexe mais important pour le fonctionnement du transistor.

3.4.3 Etude du TEGFET multipuits CHS 233

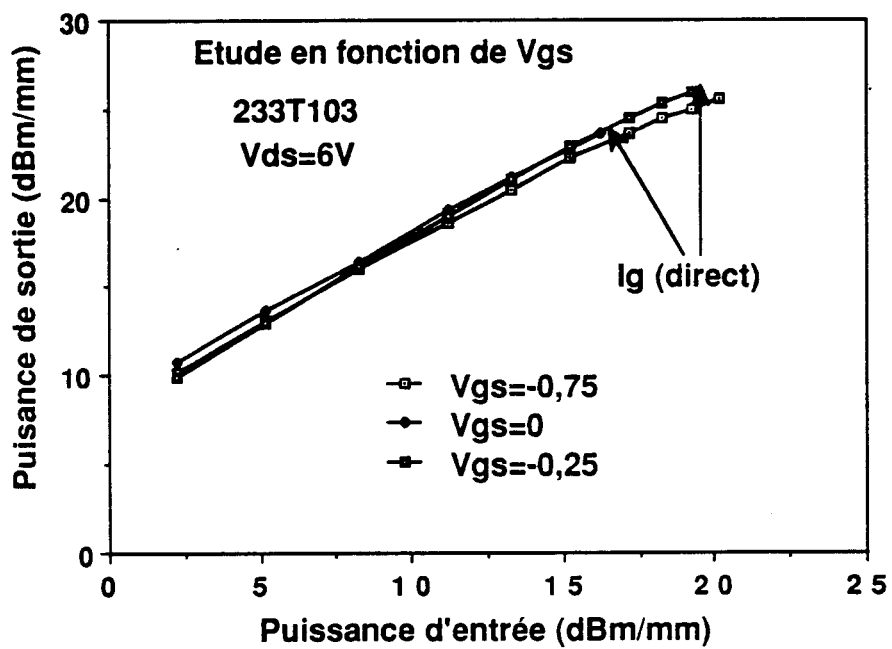
Les composants de cette série sont issus, rappelons-le, de l'optimisation en courant, tension et linéarité détaillée au chapitre 2. Ses caractéristiques électriques en continu et en hyperfréquences sont les suivantes :

$$\begin{array}{ll} I_{dss} = 450 \text{ mA/mm} & V_{br} = 18 \text{ V} \\ f_c = 25 \text{ GHz} & f_{max} = 42 \text{ GHz} \end{array}$$

Une fréquence d'essai à 15 GHz nous est apparue raisonnable, compte tenu des valeurs de f_c et f_{max} ci-dessus.



- a -



- b -

Figure 3.23 : Etude en V_{gs} : caractéristique $P_s = f(P_e)$ du transistor CHS 233 en coordonnées linéaires (a) et en coordonnées logarithmiques (b).



3.4.3.1 Etude petit signal

Avant de présenter les résultats de puissance, rappelons le test effectué en paramètres S petit signal qui nous a permis de déduire le MAG. Le résultat (figure 3.22) est tout à fait concluant. Le MAG est égal à 7.5 dB avec une variation de seulement $\pm 0,5$ dB pour V_{gs} compris entre - 1,5 V et + 0,5 V. D'autres essais pratiqués pour $V_{ds} = 5$ V, donnent des résultats très voisins. Le gain petit signal peut donc être considéré comme quasiment indépendant du point de fonctionnement instantané dans le réseau $I_d = f(V_{gs}, V_{ds})$.

3.4.3.2 Essais de puissance à V_{gs} variable

Sur la figure 3.23a montrant $P_s = f(P_e)$ en mW, pour 3 valeurs de V_{gs} (avec $V_{ds} = 6$ V), on constate que $V_{gs} = -0,25$ V donne le meilleur résultat. Il est à noter que le point extrême de chacune des courbes correspond à l'apparition d'un courant moyen de grille que nous prenons comme limite de fonctionnement fiable. Les mêmes courbes sont également représentées par la figure 3.23b mais en dBm, ce qui permet de constater que la compression du gain n'est que d'environ 1 dB, à la limite de la courbe $V_{gs} = -0,25$ V. Cette valeur de V_{gs} apparaît donc comme assurant le maximum de puissance de sortie avec la meilleure linéarité du gain. Cette observation de la linéarité est confirmée par les évolutions correspondantes du courant de drain moyen que fournit l'alimentation à niveau croissant de la puissance de sortie. En effet, comme le montre la figure 3.24, il est clair qu'entre les 3 valeurs de V_{gs} , c'est pour - 0,25 V que l'on a la plus faible variation relative du courant de polarisation, pour la puissance de sortie la plus grande. Il est intéressant de noter, par ailleurs, d'après les évolutions du courant de polarisation, que la limitation de la puissance de sortie s'opère par écrêtage du courant drain par le haut (mise en direct de la grille et diminution de I_d moyen) pour $V_{gs} = 0$ V et - 0,25 V et par écrêtage par le bas (augmentation de I_d moyen) pour $V_{gs} = -0,75$ V.

3.4.3.3 Essais de puissance à V_{ds} variable

$V_{gs} = -0,25$ V étant démontrée optimale, il est intéressant de voir dans quelle mesure la bonne tenue en tension de claquage du transistor est bénéfique. C'est ce que montre la figure 3.25 où sont représentées les évolutions $P_s = f(P_e)$ pour $V_{ds} = 4$ V, 6V et 8V. A la limite d'apparition du courant de grille, on obtient pour ces 3 polarisations :

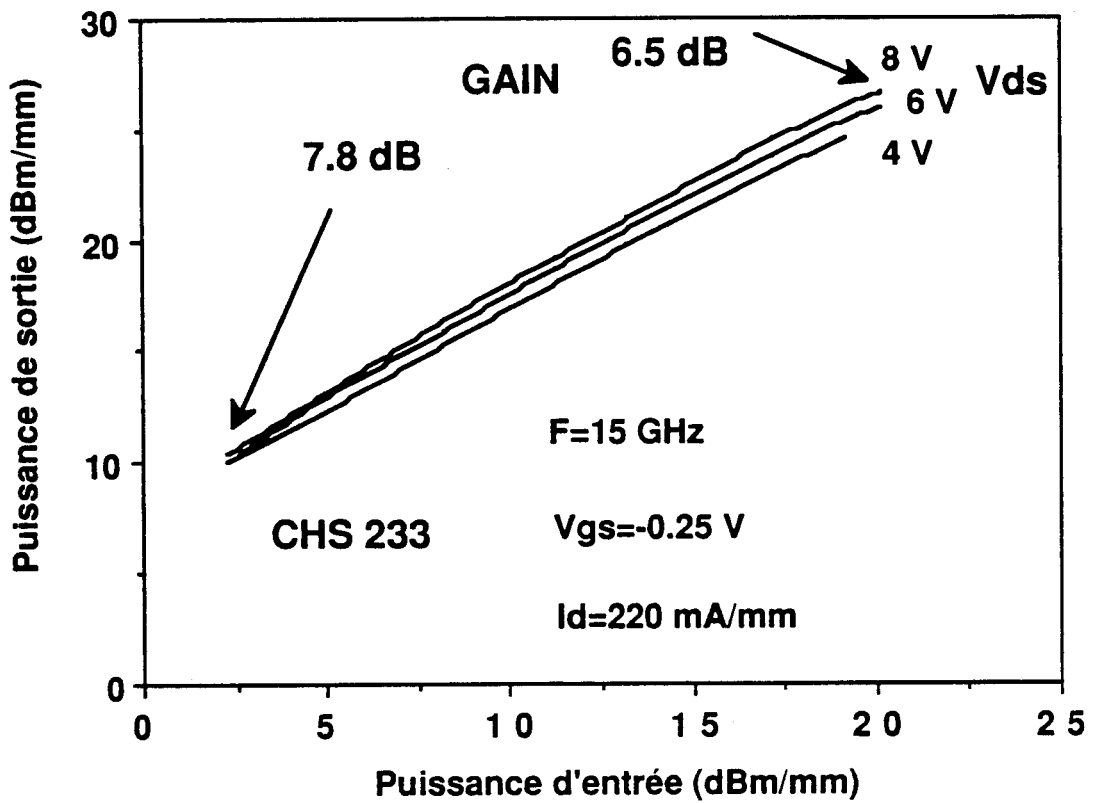


Figure 3.25 : Etude en V_{ds} : caractéristique $P_s = f(P_e)$ du transistor CHS 233 montrant une excellente linéarité.

$P_s = 300 \text{ mW/mm}$	avec	5.6 dB de gain
$P_s = 410 \text{ mW/mm}$	avec	5.9 dB de gain
$P_s = 475 \text{ mW/mm}$	avec	6.5 dB de gain

avec respectivement pour rendement de drain $\frac{P_s}{P_o}$ et rendement en puissance ajoutée $\frac{P_s - P_c}{P_{dc}}$

37 %	27 %
34 %	25 %
30 %	23 %

Ces résultats montrent que le point de polarisation le plus intéressant, c'est à dire donnant le meilleur compromis gain-puissance de sortie rendement, est :

$$V_{gs} = - 0.25 \text{ V et } V_{ds} = 6 \text{ V}$$

3.5 Conclusion

En conclusion, nous retiendrons plus particulièrement les points suivants sur le comportement en puissance du TEGFET :

- Le TEGFET monopuits a généralement un comportement peu linéaire en puissance. La cause est due sans doute aux évolutions des paramètres électriques g_m , f_c et surtout MAG qui présentent de larges variations avec V_{gs} .
- Le facteur qui semble jouer le plus est le courant maximum I_{dss} . Il faut cependant que les paramètres dynamiques f_c et g_m permettent aux bonnes performances de puissance de se conserver aux fréquences élevées. Par ailleurs, la montée en fréquence semble avoir une grande influence sur le rendement de drain en puissance.
- Une tension de claquage élevée s'est avérée intéressante surtout si les autres paramètres sont favorables.
- Une corrélation seulement faible a été dégagée par rapport à l'impédance de sortie mesurée en petit signal. Cela peut être attribué au fait que l'impédance de sortie du transistor doit varier avec le niveau de puissance. Ce problème complexe est traité dans un prochain chapitre.

- L'optimisation que vous avons faite s'est révélée assez fructueuse avec tout d'abord l'opération CHS 76 qui a donné des performances assez honorables. La structure CHS 233 est venue ensuite régler les problèmes de résistance d'accès, de courant et de linéarité, ce qui nous a permis d'avoir 0,5 W/mm à 15 GHz avec une remarquable linéarité. Les structures pulse-doped et multipuits nous paraissent de bons procédés pour améliorer les résultats de puissance. Une structure, à 4 puits, actuellement en étude au laboratoire, devrait permettre d'améliorer davantage le courant I_{dss} tout en conservant une montée en fréquence intéressante.

Bibliographie

- [1] G. HALKIAS
"Modélisation et analyse physique du fonctionnement en amplification de puissance hyperfréquences du transistor à effet de champ à l'Arséniure de Gallium"
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1985

- [2] G. HALKIAS et al
"A new approach to the RF power operation of MESFET's"
IEEE Trans. on Mic. Theo. and Tech., vol 37, n°5, 1989

- [3] G. SALMER et al
"Limitations fondamentales des transistors à effet de champ de puissance à l'Arséniure de Gallium "
Rapport final de contrat DAI CNET n°8035164

- [4] M.R. WEIS et al
"An investigation of the power characteristics and saturation mechanisms in HEMT's and MESFET's"
IEEE Trans. on Electron. Dev., vol. 35, n°8, 1988

- [5] D. SNIDER
"A theoretical analysis and experimental confirmation of the optimally loaded and overdriven RF power amplifier"
IEEE Trans. on Electron Dev., vol ED-14, n°2, 1967

- [6] Y. CROSNIER et al
"Analysis and understanding of GaAs MESFET behavior in power amplification"
IEE proceedings, vol 134, Pt I, n° 1, 1987

Chapitre 4

Etude Théorique de la résistance de source du TEGFET "pulse-doped"

Chapitre 4

Etude Théorique de la résistance de source du TEGFET "pulse-doped"

La résistance de source est un paramètre important pour les performances hyperfréquences d'un composant. Elle est à la base de la différence observée entre les transconductances et fréquences de coupure en courant intrinsèques et extrinsèques. En amplification de puissance, elle intervient comme le montre l'expression 2.2 dans la valeur du gain maximum en puissance disponible, MAG, et la fréquence de coupure de celui-ci.

L'analyse expérimentale et théorique de son comportement dans le cas du TEGFET a été étudiée dans le cadre de plusieurs mémoires de thèses préparés dans notre laboratoire. C. Versnaeyen s'est penché sur son comportement en fonction de la fréquence [1,2]. A. Cappy [3] a procédé à une analyse théorique pour comprendre les valeurs expérimentales élevées. P. Godts [4] a étudié son évolution en relation avec la réalisation technologique du composant. A. Belache [5] s'est plus particulièrement intéressé à son comportement avec la température qui constitue un paramètre important dans le cas du TEGFET en raison du rôle joué par les courants tunnel à travers les hétérojonctions.

En ce qui nous concerne, le problème principal que nous avons rencontré à propos de cette résistance de source, a été posé par la mise en oeuvre d'une couche supérieure d'AlGaAs de type "pulse-doped", technique présentant, comme nous l'avons vu, le dou-

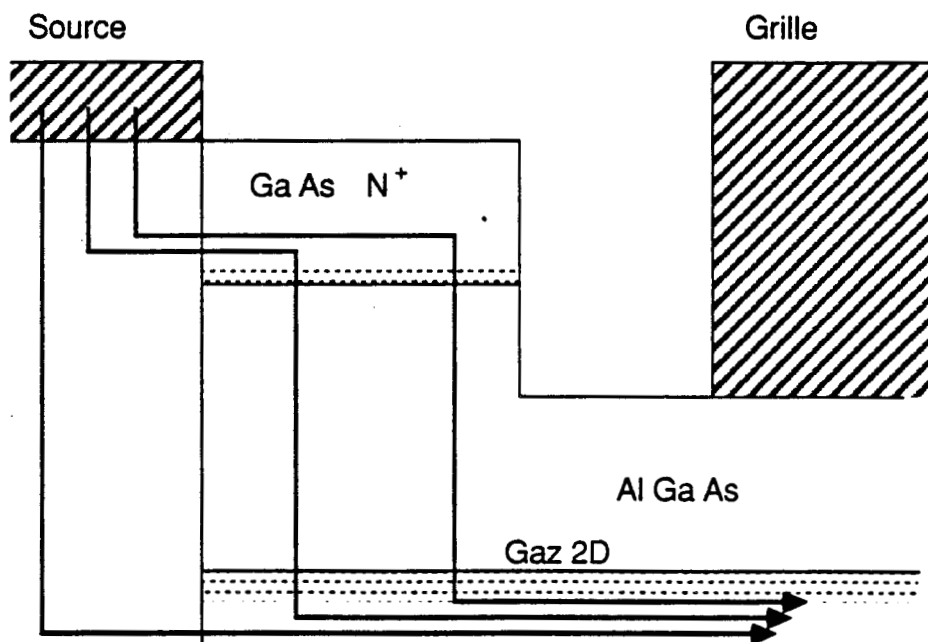


Figure 4.1 : Représentation schématique du courant transitant entre la source et la partie du canal située sous la grille.

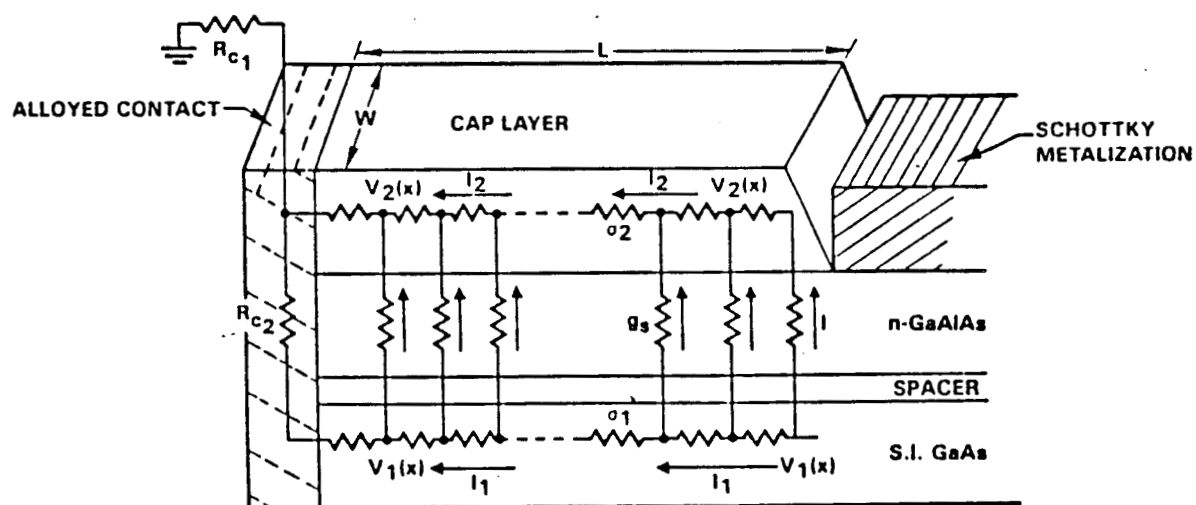


Figure 4.2 : Modèle TLM de la résistance de source proposé par S.J. Lee et al [7].

ble avantage de permettre une tension de claquage élevée et de linéariser la commande de charge.

4.1 Nature physique de la résistance de source

La résistance de source est la résistance équivalente à la région comprise entre la métallisation de source et le point du canal situé juste sous l'entrée de la grille. Elle dépend de toutes les composantes de cette région (figure 4.1) :

- métallisation de source ;
- couche AsGa surdopée (cap layer) ;
- couche active AlGaAs et son profil de dopage ;
- contact métal-semiconducteur (sous la métallisation de source) ainsi que les deux hétérojonctions AsGa/AlGaAs et les gaz 2D qui les "occupent" ;
- contact ohmique ayant plus ou moins diffusé de la source vers le gaz 2D.

En conséquence, comme on peut le voir sur la figure 4.1, le courant total arrivant à l'entrée de la grille est la somme de plusieurs contributions suivant le chemin "emprunté" par les porteurs. On arrive alors au schéma proposé par M.D. Feuer [6] et S.J. Lee et al [7] (figure 4.2). Dans cette représentation, la résistance de source est équivalente à une résistance distribuée dont l'extrémité est fermée sur la résistance R_{C2} . L'ensemble R_{sd} est en série avec la résistance R_{C1} . Les différentes notations sont définies au paragraphe 4.2.1.1. .

4.2 Modèle

Le but de la modélisation est de comprendre la spécificité de la résistance de source dans ce cas et de définir les paramètres qui peuvent l'améliorer. Nous nous sommes basés sur les travaux de S.J. Lee et C.R. Crowell [7] avec cependant les particularités suivantes :

- La structure de bande est modifiée par la présence d'une couche d'AlGaAs non dopé. En particulier, la profondeur du puits du cap layer qui est moins importante y entraîne une résistivité plus grande.

Cap layer Couche de GaAlAs Spacer Buffer

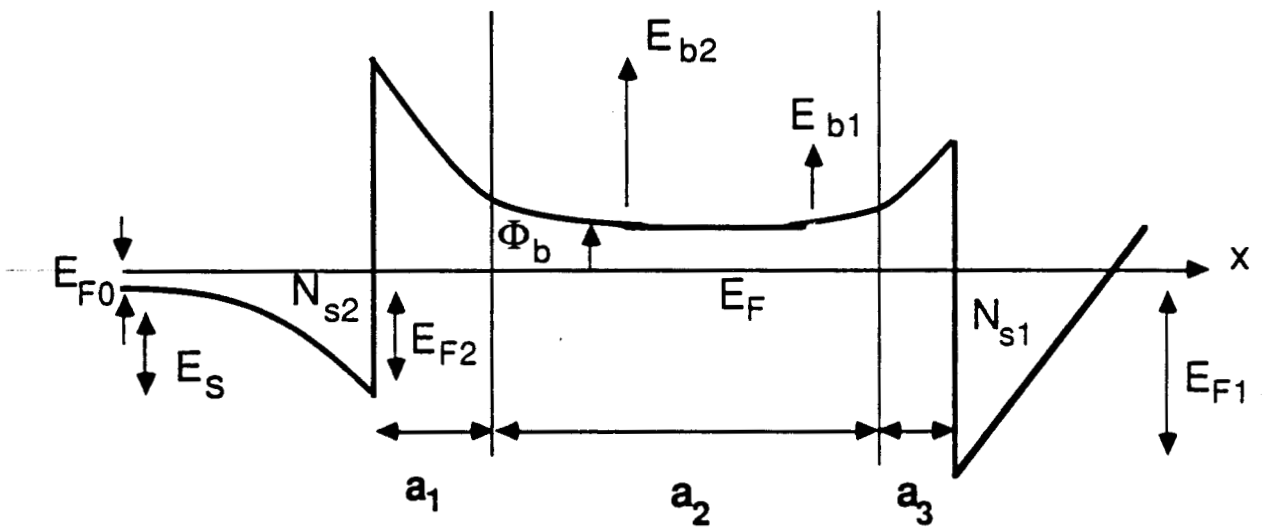


Figure 4.3 : Schéma de la structure de bande montrant les différentes notations utilisées dans le modèle.

- L'estimation du courant tunnel à travers cette même hétérojonction a montré que sa contribution est faible, la barrière de potentiel étant trop épaisse. Le passage du courant ne s'effectue alors que par émission thermionique, c'est-à-dire "par-dessus" la barrière.

Nous avons toutefois supposé, comme dans le modèle de S.J. Lee, que la tension appliquée aux bornes de la structure est quasiment nulle. Le travail pourra éventuellement être élargi à l'étude des non linéarités de la résistance parasite de source en fonction du courant de drain avec un modèle analogue à celui de Y. Ando et al [8] ou P. Roblin et al [9].

4.2.1 Présentation détaillée

4.2.1.1 Expression de la résistance de source

Nous utilisons le modèle de la ligne de transmission (Transmission Line Model (TLM)) de S.J. Lee et CR. Crowell [7] présenté sur la figure 4.2. Les auteurs ont calculé la résistance totale de source :

$$R_s = R_{c1} + R_{sd}$$

où R_{sd} est la résistance distribuée tenant compte de la résistance de contact et R_{c1} la résistance du contact Schottky et de la métallisation de source. Le calcul de R_{sd} en fonction des éléments présentés sur la figure 4.1 a abouti à l'expression suivante :

$$R_{sd} = R_{s0} \times \frac{1}{1 + \frac{\sigma_2}{\sigma_1}} + \frac{\frac{L_c}{L} \cdot th\left(\frac{L}{L_c}\right)}{1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_2} + \frac{R_{c2}}{R_{s0}} \times \frac{L}{L_c} th\left(\frac{L}{L_c}\right)} + R_{c2} \times \frac{1 + 2\frac{\sigma_1}{\sigma_2} sech\left(\frac{L}{L_c}\right) + \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2}{\left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right) \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_2} + \frac{R_{c2}}{R_{s0}} \times \frac{L}{L_c} th\left(\frac{L}{L_c}\right)\right)} \quad (4.1)$$

Avec les significations physiques suivantes pour les différents termes :

- σ_1 et σ_2 sont les conductivités dans chaque hétérojonction. Elles sont inversement proportionnelles à la résistance carrée.
- $L_c = \left[g_s \left(\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}$ est une longueur caractéristique de la ligne distribuée.

- g_s la conductance transverse du cap layer (couche de GaAs surdopée) jusqu'au gaz 2D. Elle prend en compte le passage par effet tunnel (ou émission thermionique) à travers les hétérojonctions et la conductivité ohmique de la couche d'AlGaAs.
- R_{c2} est la résistance du contact ohmique. Elle est d'autant plus faible que le contact a mieux diffusé en profondeur.
- $R_{s0} = \frac{L}{W\sigma_1}$ est la résistance due uniquement au gaz 2D
- L ou L_{sg} est la longueur de la zone sur laquelle se prolonge la résistance distribuée.
- W est la largeur de grille.

L'expression (4.1) est analogue à celle établie par M.D. Feuer [6]. Il suffit de remplacer σ_i par $\frac{1}{W\tau_i}$ (où $i = 1$ ou 2), g_c par $\frac{1}{\rho_c}$ et L_c par $\frac{1}{k}$.

On peut donc évaluer la résistance de source à condition de connaître les valeurs de g_s, σ_i . Pour ce faire, il faut déterminer la configuration de la structure de bande.

4.2.1.2 Détermination de la structure de bande (figure 4.3)

La structure de bande dépend en grande partie du profil de dopage de la couche d'AlGaAs. Dans le cas de la structure pulse-dopéd étudiée, cette dernière peut être divisée en 3 régions. Une première sous le cap layer est non intentionnellement dopée (pour le calcul de structure de bande on prendra $N_{d2} = 0$). Une seconde région, qui va fournir les électrons au gaz 2D, est dopée à 10^{18} cm^{-3} (N_{d3}). Une troisième région qui constitue le spacer, est elle aussi non intentionnellement dopée ($N_{d1} = 0$).

Les épaisseurs sont respectivement a_2, a_3 et a_1 . Le cap layer va avoir un dopage variable suivant le cas considéré. Son niveau de Fermi en volume, E_{F0} , dépendra du dopage et du fait des dopages élevés utilisés, il sera dans la majorité des cas, de signe positif ($E_{F0} = E_F - E_C$). Pour déterminer les inconnues E_s, E_{F1}, N_{S1} et N_{S2} nous les avons reliées par des équations analogues à celles utilisées par S.J. Lee et al [7] mais tenant compte du nouveau profil du dopage. En particulier, nous n'avons pas pu, dans un premier temps, tenir compte des pièges que sont les centres DX pour diminuer la complexité du calcul et parce que cette approximation avait quand même permis à S.J. Lee et al [7] d'obtenir des résultats intéressants. Bien évidemment, le calcul peut être affiné dans l'avenir une fois que nous en auront démontré la faisabilité.

Les équations à résoudre sont les suivantes :

$$N_{s1} + N_{s2} = N_{d3} \cdot a_3 \quad (4.2)$$

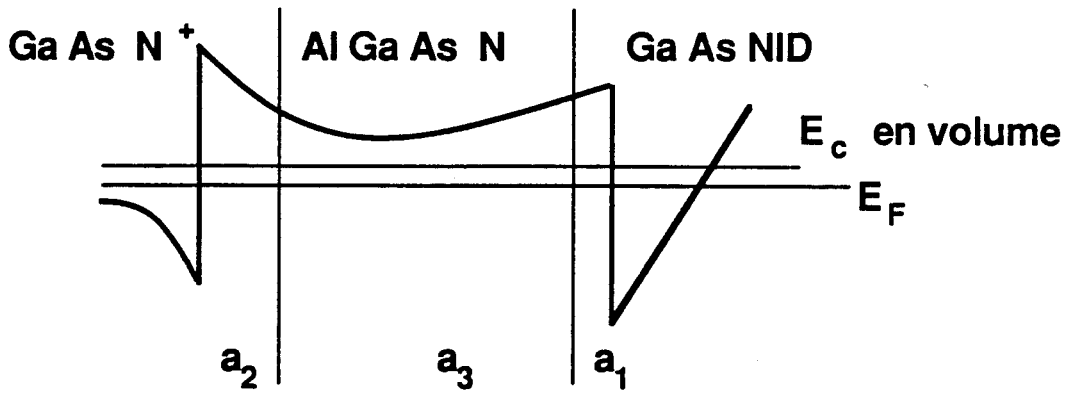
$$N_{s1} = DkT \text{Log} \left\{ \left[1 + \exp \left(\frac{-\gamma_0 N_{s1}^{2/3} + E_{F1}}{kT} \right) \right] \left[1 + \exp \left(\frac{-\gamma_1 N_{s1}^{2/3} + E_{F1}}{kT} \right) \right] \right\} \quad (4.3)$$

$$N_{s2} = \left\{ \frac{4\epsilon}{q} \times \frac{N_c}{\sqrt{\pi}} \int_0^{E_s} \left[F_{1/2} \left(\frac{E_{F0} - E_C}{kT} \right) - F_{1/2} \left(\frac{E_{F0}}{kT} \right) \right] dE_C \right\}^{1/2} \quad (4.4)$$

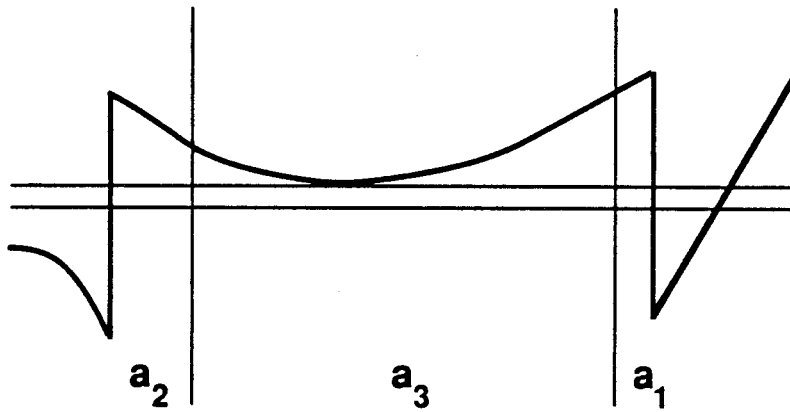
$$E_{F1} = E_s + E_{F0} + \frac{qN_{s2}}{\epsilon} (a_1 + a_2 + a_3) - \frac{qN_{d3}}{\epsilon} a_3 \left(\frac{a_3}{2} + a_1 \right) \quad (4.5)$$

Avec :

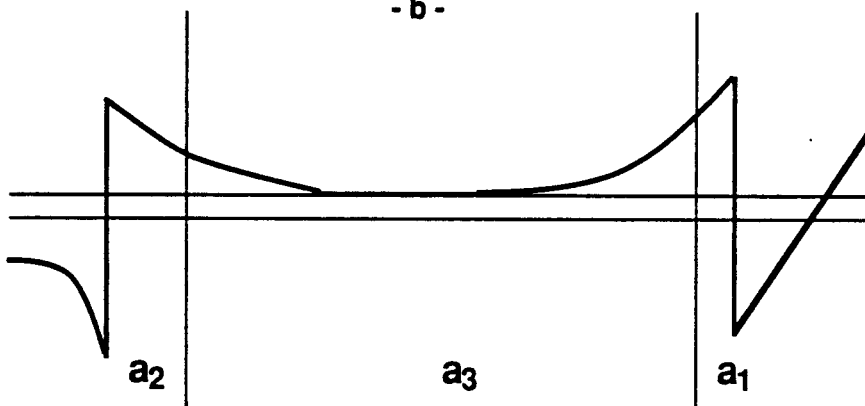
- D, γ_0 et γ_1 les constantes définies par D. Delagebeaudeuf et al [10] dans son approximation du puits de potentiel triangulaire et à deux niveaux d'énergie. Les valeurs sont respectivement de $3, 24 \cdot 10^{13}$; $1, 16 \cdot 10^{-9}$ et $1, 49 \cdot 10^{-9}$ en CKSA.
- N_c la densité effective d'états quantiques dans le GaAs
- kT , l'énergie thermique (26 mV à 300 K).
- $F_{1/2}(\eta)$ est l'intégrale de Fermi-Dirac.



- a -



- b -



- c -

Figure 4.4 : Les trois configurations possibles pour la structure de bande suivant l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaAs a_3 .

La résolution de ces quatre équations est compliquée du fait de la nature des équations, notamment les équations (3) et (4).

Pour chaque structure, nous déterminons les valeurs des inconnues E_S , E_{F1} , N_{S1} et N_{S2} et nous en déduisons l'énergie ϕ_B . Trois cas peuvent se présenter suivant que ϕ_b est supérieure, égale ou inférieure au niveau de Fermi pour du GaAs en volume ayant le même dopage. En fait, le dernier cas n'a pas de signification physique. Pour le comprendre nous présentons sur les figures 4a, b et c les trois configurations possibles pour la structure de bande. Au départ les deux hétérojonctions sont très rapprochées, leurs interactions sont importantes (figure 4.4a). Par conséquent, les valeurs calculées dépendent beaucoup de la distance qui sépare les hétérojonctions. Pour une épaisseur donnée, le minimum de la bande de conduction atteint la valeur de l'équilibre en volume. Une petite zone se trouve alors à l'équilibre thermodynamique (figure 4b). Toute augmentation de l'épaisseur de l'AlGaAs dopé ne fera qu'agrandir la zone en équilibre (figure 4.4c) et les deux hétérojonctions n'ont plus aucune interaction. Les grandeurs E_S , E_{F1} , N_{S1} et N_{S2} ont alors la même valeur que dans le cas de la figure 4.4b.

La première étape du modèle consiste donc à trouver l'épaisseur critique a_3 . Les calculs effectués avec cette épaisseur sont significatifs pour toute autre structure ayant une épaisseur d'AlGaAs dopé plus grande.

4.2.1.3 Détermination des éléments de la ligne distribuée

La deuxième étape est la détermination des trois grandeurs σ_1 , σ_2 et g_s . Là on va supposer que l'on est en petit signal, c'est-à-dire en régime de mobilité. On peut donc écrire :

$$\sigma_1 = q\mu_1 N_{S1} \quad (4.6)$$

$$\sigma_2 = q\mu_2 N_{S2} \quad (4.7)$$

où μ_1 et μ_2 sont les mobilités dans les deux hétérojonctions.

La conductivité peut être divisée en trois composantes. La première est celle due au passage par effet tunnel à travers l'hétérojonction (1). En absence de spacer ou avec

a_2 (Å)	N_{s1} 10^{12} cm^{-3}	N_{s2} 10^{12} cm^{-3}	Puits 2			Puits 1	E_{b1}	E_{b2}
			E_{F0} (meV)	E_s (meV)	E_{F2} (meV)	E_{F1} (meV)	(meV)	(meV)
0	1.02	1.47	38.2	101.4	139.6	126	156	169
100	1.02	0.85	38.2	61.8	100	126	156	182
200	1.02	0.58	38.2	43.5	81.7	126	156	200
300	1.02	0.43	38.2	33.1	71.3	126	156	210
400	1.02	0.34	38.2	26.3	64.5	126	156	214

Tableau 4.I : Résumé des différentes grandeurs de la structure de bande calculées pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la partie NID d'AlGaAs .

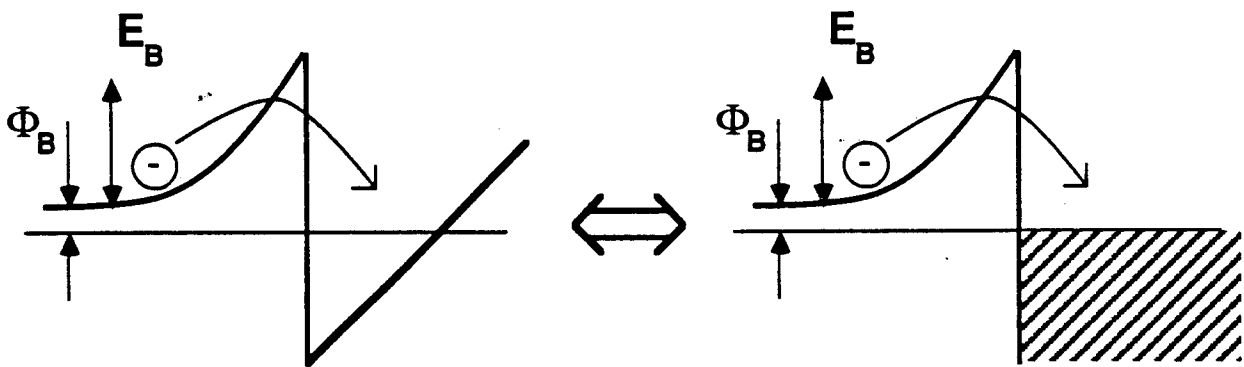


Figure 4.5 : Représentation schématique de l'injection du courant tunnel à travers une hétérojonction et un contact Schottky montrant la similitude des deux phénomènes.

un spacer mince, cette dernière peut être assimilée à un contact Schottky comme le schématise la figure 4.5. Supposant là aussi qu'on est en petit signal la conductivité peut s'exprimer :

$$g_1 = \left. \frac{\partial J}{\partial V} \right|_{V=0} \quad (4.8)$$

Nous avons utilisé pour la caractéristique $J(V)$ celle issue des travaux de Padovani et al [11] sur l'émission par effet tunnel thermiquement assisté (TFE) :

$$g_1 = \frac{qA^*T \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT} - \frac{E_{b1}}{E_0}\right) (\pi E_{00} E_{b1})^{1/2}}{k \cosh\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)} \left(-\frac{1}{2E_{b1}} + \frac{1}{E_0}\right) \quad (4.9)$$

où A^* est la constante de Richardson dans le semi-conducteur

E_{00} est une énergie caractéristique du matériau GaAs dopé est a pour expression :

$$E_{00} = 18,5 \cdot 10^{-12} \left(\frac{N_d}{\epsilon_r m_r}\right)^{1/2} \text{ (en eV)}$$

E_0 est également une énergie caractéristique : $E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)$.

E_b et ϕ_b ont la même signification que sur la représentation schématique de la figure 4.4.

La seconde contribution est celle du passage à travers l'hétérojonction du cap layer. Celui-ci se fait par effet tunnel thermiquement assisté (TFE) pour les structures classiques et par émission thermionique pour les structures pulse-doped à condition que l'épaisseur d'AlGaAs non dopé avoisine les 100 Å. En deçà, les deux phénomènes (TFE et Emission thermionique) interviennent simultanément et il nous est impossible d'évaluer la contribution de chacun.

Pour une structure classique, la conductance g_1 s'exprime de façon analogue à l'expression (4.9). Pour une structure pulse-doped, la conductance peut s'écrire [12] :

$$g_2 = \frac{qA^*T}{k} \times \exp\left(-\frac{E_{b2}}{kT}\right) \quad (4.10)$$

La conductance globale est la mise en série des trois conductances g_1 , g_2 , et g_3 soit

$$g_s = \left(\frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} + \frac{1}{g_3}\right)^{-1} \quad (4.11)$$

La dernière étape consiste à injecter les valeurs calculées de σ , σ_1 et g_2 dans l'expression (4.1). En donnant des valeurs à R_{c1} , R_{c2} et L on peut calculer la valeur de R_s .

a_2 (Å)	ρ_1 ($10^{-6} \Omega \text{ cm}$)	ρ_2 ($10^{-6} \Omega \text{ cm}$)	g_s $10^4 \Omega \cdot \text{cm}^{-2}$
0	0.3	0.42	139
100	0.3	30.4	3.25
200	0.3	61	1.63
300	0.3	88.4	1.13
400	0.3	103.2	0.97

Tableau 4.II : Valeurs des résistivités transverses relatives à chacune des deux hétérojonctions et de la conductivité transverse de l'ensemble.

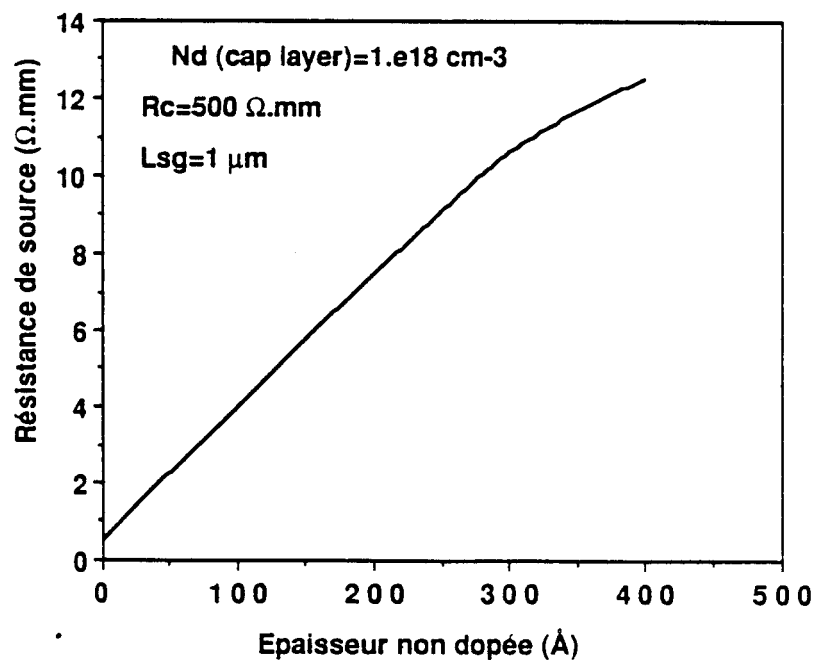


Figure 4.6 : Evolution théorique de la résistance de source avec l'épaisseur de la partie non dopée de la couche d'AlGaAs .

4.2.2 Principaux résultats obtenus

Nous nous intéressons particulièrement aux quatre plus importants facteurs influents sur la résistance de source : dopage du cap layer, diffusion du contact ohmique, distance source-grille et bien sûr l'épaisseur de la couche non dopée d'AlGaAs. Nous effectuerons une comparaison systématique avec la structure classique.

4.2.2.1 Etude en fonction de l'épaisseur d'AlGaAs non dopé

Dans ce paragraphe nous essayons uniquement de comprendre comment peut influencer l'adjonction, en haut de la couche active, d'une couche d'AlGaAs N.I.D., sur le transfert d'électrons de la source vers le canal. Pour que ce travail soit le plus significatif, il ne faut pas qu'une résistance de contact R_{c2} vienne "court-circuiter" la résistance distribuée. Autrement dit, nous nous plaçons dans le cas pessimiste où le contact n'a pas du tout diffusé.

Tout d'abord, nous nous sommes intéressés à l'évolution de la structure de bande. Les résultats obtenus sont résumés sur le tableau 4.I. Les notations utilisées sont les mêmes que celles de la figure 4.3. Les observations qu'on peut faire à partir de ce tableau sont les suivantes :

- Le puits 1, c'est-à-dire le canal du TEGFET n'est pas du tout affecté par la couche non dopée. Ce résultat démontre la validité de notre calcul puisque, comme nous l'avons expliqué auparavant, nous nous plaçons dans le cas limite où les hétérojonctions commencent à ne plus interagir du fait de la présence entre elles d'une petite zone en équilibre thermodynamique. Nous pouvons par conséquent voir que la charge N_{S1} , le niveau de Fermi E_{F1} et la hauteur de barrière E_{b1} ne varient pas avec l'épaisseur a_2 .
- L'état du second puits, lui, dépend très fortement de l'épaisseur en AlGaAs non dopé. Sa charge interfaciale diminue dans un rapport 4 quand l'épaisseur a_2 passe de 0 à 400 Å. La diminution la plus importante est celle qui intervient pour les 100 premiers angströms (42 %). La conséquence immédiate de ce comportement est la chute de la conductivité σ_2 dans les mêmes proportions. D'autre part, la diminution de N_{S2} entraîne celle de la profondeur du puits, E_S , par rapport au niveau de conduction en volume du cap layer et E_{F2} , par rapport au niveau

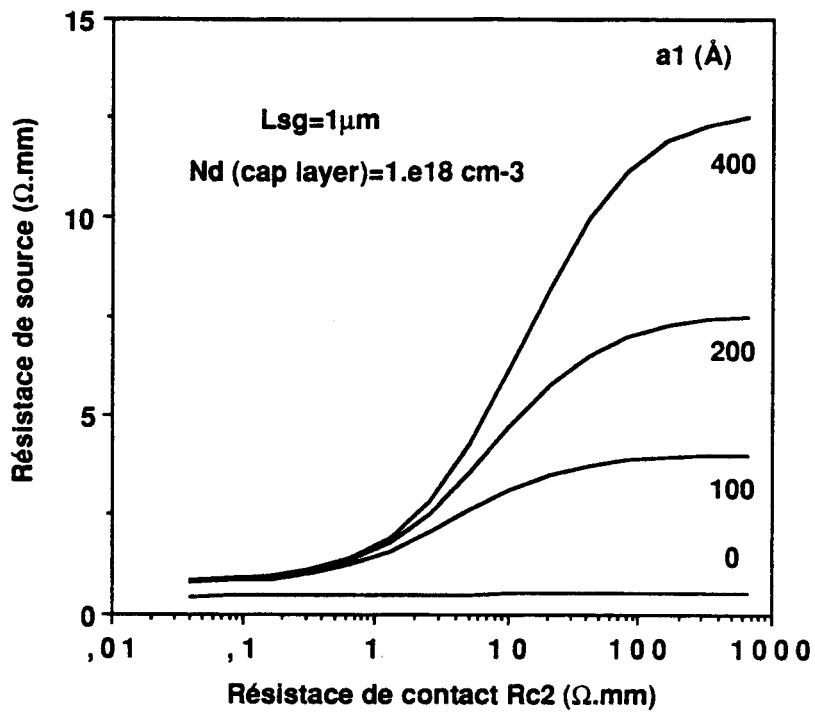


Figure 4.7 : Evolution de la résistance de source en fonction de la résistance de contact pour différentes valeurs de a_1 .

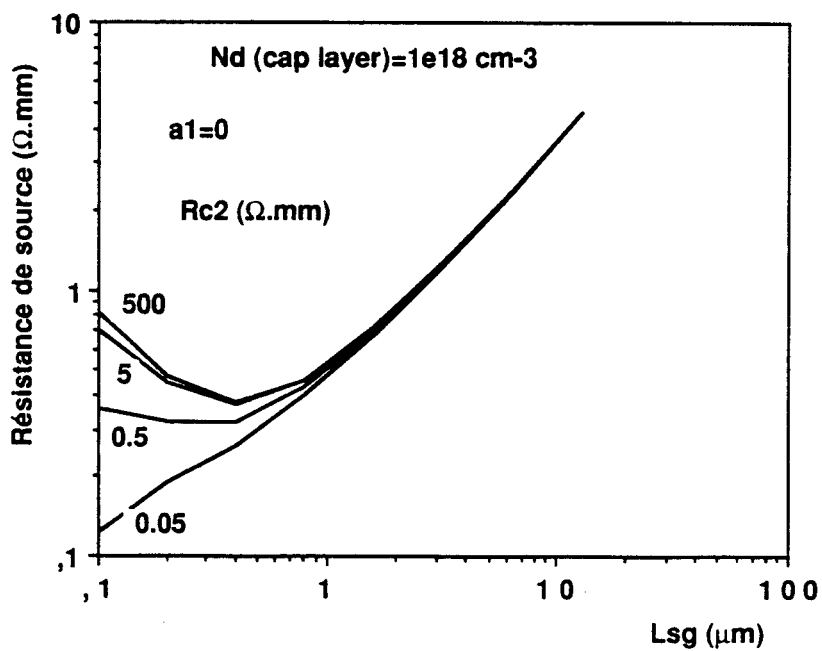


Figure 4.8 : Evolution de la résistance de source en fonction de la distance source-grille pour une structure classique.

de Fermi de l'ensemble. Cette dernière qui est de 140 meV pour une structure classique ($a_2 = 0$) n'est plus que de 65 meV pour une structure pulse-doped avec $a_2 = 400 \text{ \AA}$. La discontinuité de la bande de conduction à l'interface AsGa/AlGaAs étant constante, il s'en suit une aggravation de la barrière à franchir par les électrons. Sa valeur passe de 170 meV à 214 meV pour les deux structures limites citées précédemment. Il s'en suit également une augmentation de la résistivité transverse équivalente à l'hétérojonction.

La seconde étape est l'estimation des différents éléments constituant la résistance de source. En particulier, nous présentons sur le tableau 4.II, l'évolution du paramètre le plus "sensible" à l'épaisseur non dopée a_2 , c'est-à-dire la résistivité (ou conductivité) transverse. Nous comparons respectivement ρ_1 et ρ_2 et les résistivités dues au passage à travers l'hétérojonction 1 et 2. Celle qui détermine l'évolution de la résistance de source est certainement la résistivité ρ_2 . Elle se trouve multipliée par 100 avec l'adjonction de 100 \AA d'AlGaAs non dopé et augmente de façon linéaire avec a_2 . Ce résultat se retrouve au niveau de la résistance de source (figure 4.6) qui atteint très vite des valeurs qui rendent le composant inutilisable. Une amélioration par de meilleurs contacts, un plus grand dopage du cap layer ou encore par un choix judicieux de la distance grille-drain s'avère nécessaire. C'est justement le but des paragraphes qui vont suivre.

4.2.2.2 Etude en fonction de la résistance de contact R_{c2}

Cette étude a été menée en considérant les deux cas extrêmes : un contact qui n'a pas du tout diffusé (ce qui correspond à l'étude du paragraphe 4.2.2.1) et un contact qui vient "court-circuiter" la résistance distribuée. Les résultats concernant quatre valeurs différentes de a_2 sont regroupées sur les figures 4.7a et 4.7b. Pour $R_{c2} > 100 \text{ \Omega.mm}$, nous retrouvons les résultats du paragraphe (4.2.2.1). En deçà de cette valeur, la résistance de source diminue d'autant plus rapidement que l'épaisseur a_1 est grande. La variation est la plus forte pour une résistance R_{c2} comprise entre 2 et 20 \Omega.mm , autrement dit quand elle est de l'ordre de grandeur de la résistance distribuée. La résistance de source de la structure classique est, elle, indépendante de R_{c2} . Ce résultat se comprend par le fait que la résistance distribuée, pour la distance source-grille L_{sg} choisie, est tellement faible qu'aucune amélioration ne peut-être apportée par R_{c2} . Nous reviendrons sur ce résultat dans le paragraphe suivant. Un autre résultat, qui peut paraître surprenant, est la différence de comportement de la structure pulse-doped et de la structure classique quand R_{c2} tend vers 0 (R_s est de 0,9 \Omega.mm contre 0,47 \Omega.mm). Selon un raisonnement

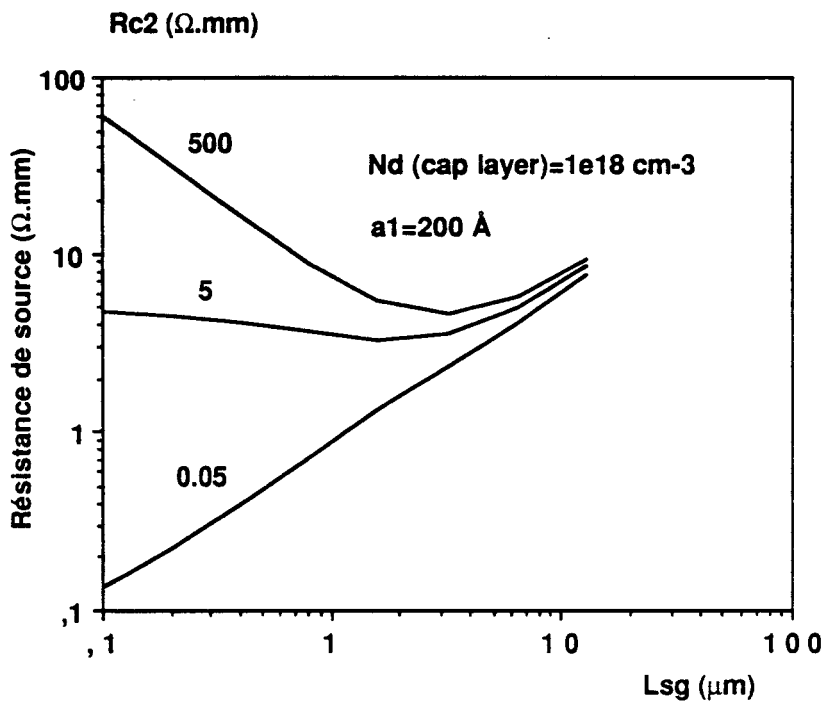
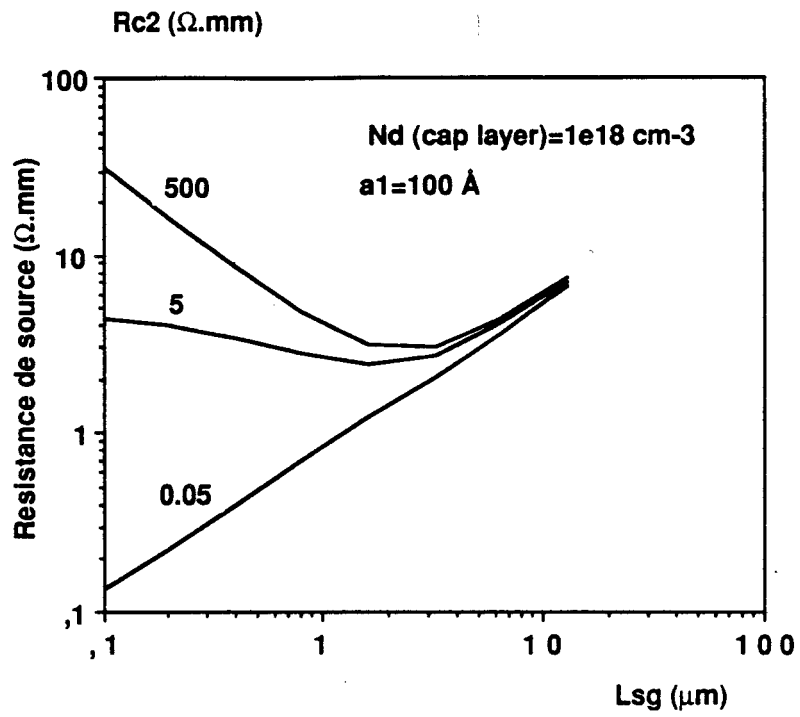


Figure 4.9 : Evolution de la résistance de source en fonction de la distance source-grille pour une structure pulse-doped ayant une couche NID d'AlGaAs de 100 Å(a) et 200 Å(b).

simple, on aurait pu penser que quand R_{c2} tend vers zéro, la résistance de source tend vers $R_{so} = \frac{L_{sg}}{W\sigma_1}$ (voir annexe) qui est la résistance du gaz 2D. Nous reviendrons également sur ce problème dans le paragraphe suivant.

La conclusion importante de ce paragraphe est que la réalisation d'un bon contact peut réduire dans des proportions importantes la résistance de source d'une structure pulse-doped.

4.2.2.3 Etude en fonction de la distance source-grille

L'effet de la distance source-grille, L_{sg} sur la résistance d'accès est double. D'une part, elle y a l'augmentation de la résistance "vue" par les porteurs qui transitent par le contact et ensuite par le gaz 2D. D'autre part, il y a diminution pour les porteurs qui passent parallèlement à travers les hétérojonctions du fait de la mise en parallèle de leurs conductances g_s (effet de la résistance distribuée). La tendance générale qui va en résulter dépendra du nombre de porteurs qui transiteront par chacun des deux chemins, autrement dit de l'importance de la résistance distribuée par rapport à la résistance du canal.

Nous avons dans un premier temps étudié un TEGFET classique. Avec l'hypothèse d'un mauvais contact (500 et 5 $\Omega \cdot mm$) (figure 4.8) la résistance de source diminue tant que L_{sg} est inférieure à 0,4 μm , valeur voisine de la longueur caractéristique de la "ligne distribuée", L_c , définie précédemment (figure 4.10). Ce résultat signifie que la résistance du canal est encore inférieure à la résistance transverse. L'inégalité s'inverse par la suite et R_s devient proportionnelle à L_{sg} quand celle-ci est supérieure à 2 μm . Avec l'amélioration du contact ohmique ($R_{c2} = 0,5 \Omega \cdot mm$), la diminution au départ devient de moins en moins prononcée du fait d'une moindre importance de la résistance transverse. Pour un excellent contact ($R_{c2} = 0,05 \Omega \cdot mm$) la résistance transverse ne joue plus qu'un rôle secondaire et la résistance de source est quasi proportionnelle à L_{sg} quelle que soit la valeur de celle-ci. Un second résultat intéressant est que la résistance de source devient indépendante de la qualité du contact pour une distance L_{sg} supérieure à 1 μm . Ceci explique un des comportements décrits au paragraphe 4.2.2.2.

Pour une structure pulse-doped (figures 4.9a et 4.9b), le comportement est similaire, mais avec des ordres de grandeurs différents. Ainsi pour des résistances de

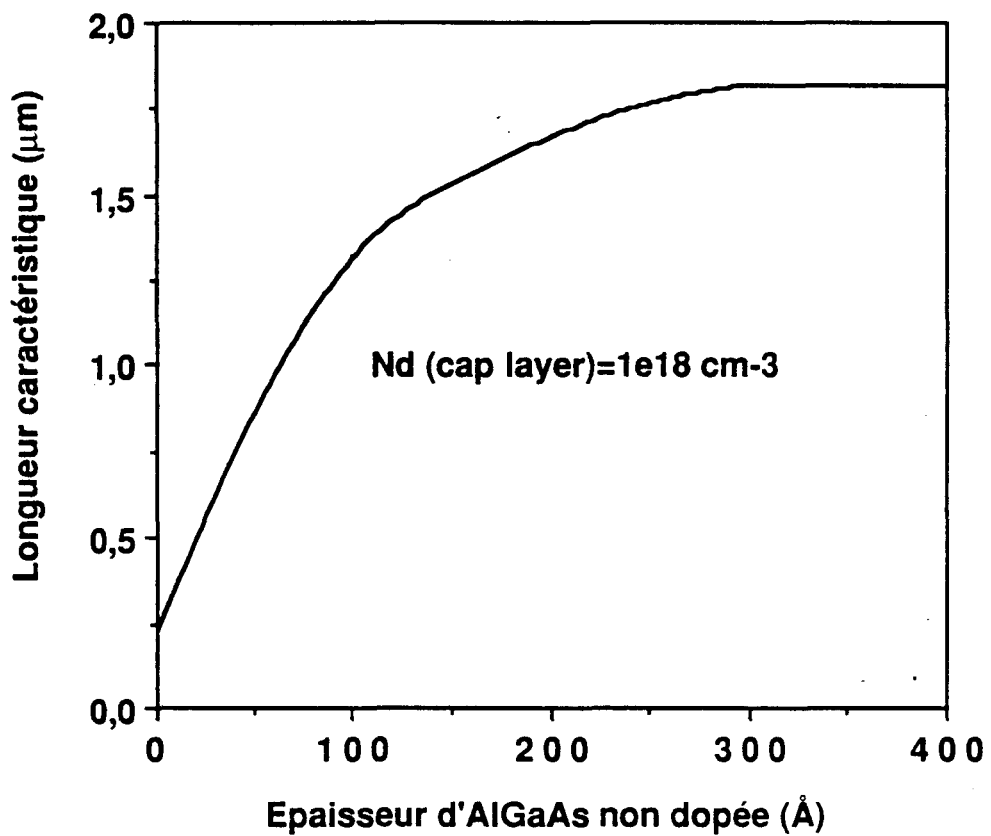
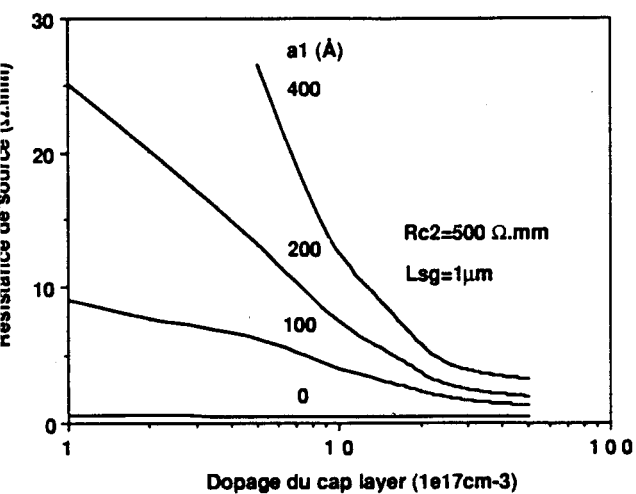
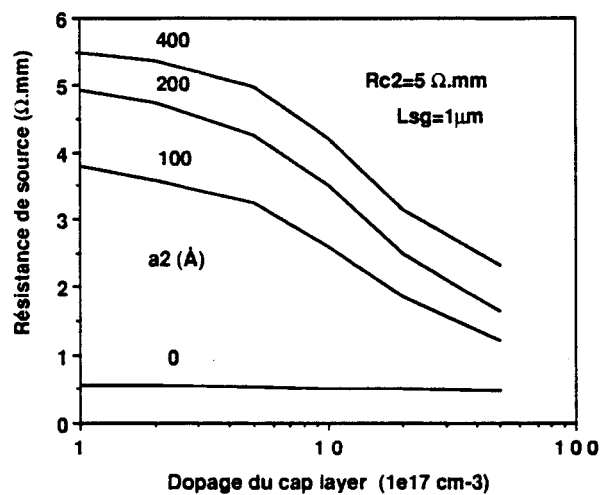


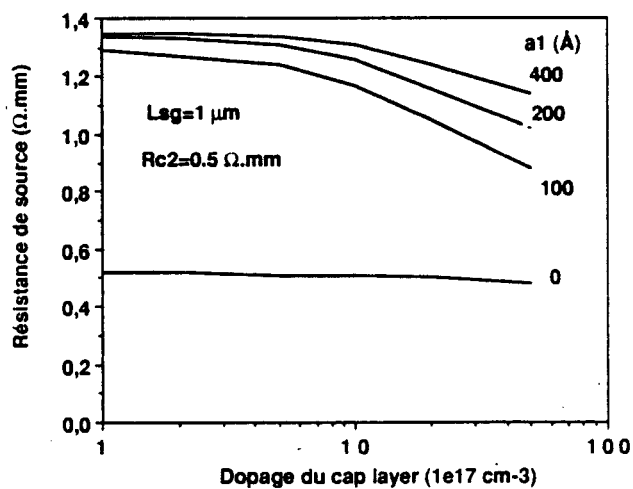
Figure 4.10 : Evolution de la longueur caractéristique définie dans le modèle TLM en fonction de l'épaisseur non dopée de la couche d'AlGaAs .



- a -



- b -



- c -

Figure 4.11 : Evolution théorique de la résistance de source en fonction du dopage du cap layer pour un contact ohmique qui a peu (a), moyennement (b) et beaucoup (c) diffusée.

contact élevées, un minimum est obtenu pour une distance L_{sg} de 1 à 3 μm en relation avec L_c (figure 4.10). Mais l'amélioration apportée par cette distance optimale n'est qu'illusoire puisque les valeurs de R_s obtenues sont encore trop élevées (supérieures à 5 $\Omega.mm$). Pour de bons contacts ohmiques, la résistance de source est proportionnelle à la distance L_{sg} . Comparée au cas de structure classique, la résistance distribuée ne joue plus aucun rôle, ce qui a pour conséquence une courbe $R_s(L_{sg})$ plus linéaire. Ceci explique l'écart observé dans le paragraphe 4.2.2.2 quand R_c tend vers zéro entre les deux structures.

4.2.2.4 Etude en fonction du dopage du cap layer

Le rôle du dopage du cap layer est de faciliter le passage par effet tunnel (ou par émission thermionique) à travers le contact métal-semiconducteur de source et l'hétérojonction cap layer/couche active. Pour le contact métal - SC, la zone désertée se trouve amincie à moins d'une centaine angströms quand le dopage est de quelques $10^{18} cm^{-3}$. La résistance équivalente constitue en grande partie la résistance R_{c1} définie au paragraphe 4.2.1.1 et peut être négligée pour le calcul global de la résistance de source.

En ce qui concerne l'hétérojonction cap layer/couche active (hétérojonction 2), le dopage joue aussi un rôle important. Il a pour conséquence le fait que la bande de conduction en volume du cap layer est de plus en plus située profondément sous le niveau de Fermi. Ainsi le niveau de Fermi du puits 2 ($E_{F0} + E_S$) augmente, permettant de diminuer la hauteur de la barrière. L'hétérojonction 1 n'est évidemment pas affectée par le changement de dopage du cap layer.

La première structure étudiée est une structure sans contact ohmique.

L'évolution de la résistance de source est présentée sur la figure 4.11a. Pour une structure classique, une chute peu significative est obtenue : pour une variation du dopage de 10^{17} à 5.10^{18} la résistance de source varie de 0,55 $\Omega.mm$ à 0,48 $\Omega.mm$. Pour la structure pulse-doped, la diminution est beaucoup plus notable (80 % environ). Ce résultat est en relation avec l'amélioration de la conductivité g_s due essentiellement à l'activation de l'émission thermionique à travers l'hétérojonction cap layer/couche active. A titre d'exemple pour une structure avec une couche non dopée de 200 Å et pour des dopages du cap layer à 10^{17} , 10^{18} et 5.10^{18} , la conductivité g_s est respectivement

de $3,9.10^3$, $1,5.10^4$ et $1,1.10^5 \Omega^{-1}cm^{-2}$.

Pour des résistances de contact plus faibles, l'amélioration de la conductivité g_s est moins ressentie au niveau du résultat global mais une diminution est toujours notée (figures 4.11b et 4.11c)

4.3 Conclusion

L'étude paramétrique que nous venons de présenter, montre la particularité de la résistance de source du TEGFET pulse-doped. Les valeurs calculées sont d'autant plus élevées que l'épaisseur non dopée de la couche d'AlGaAs est grande. Le paramètre le plus important qui permet de l'améliorer est sans doute la bonne diffusion du contact. Les valeurs obtenues dans ce cas sont comparables à celles de la structure classique. Le dopage du cap layer permet, lui aussi, d'apporter une amélioration notable surtout dans le cas où le contact ohmique a mal diffusé. L'étude en fonction de la distance L_{sg} n'a pas montré une distance optimale réduisant de façon efficace la résistance de source.

Les résultats sont assez différents de ceux obtenus pour la structure classique où la résistance de contact et le dopage de cap layer n'ont qu'un effet modéré (- 10 %) sur la valeur de la résistance de source. Par contre, la distance L_{sg} s'est avérée d'une grande importance. Sa valeur optimale est d'environ $0,5 \mu m$.

Bibliographie

- [1] C. VERSNAEYEN et al
"Frequency dependance of source acces resistance of heterojunction field effect transistor"
Elect. Lett., vol 21, n°12, 1985

- [2] C. VERSNAEYEN
"Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs"
Thèse de 3ème Cycle, 1985

- [3] A. CAPPY
"Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel"
Thèse d'état, Lille, 1986

- [4] P. GODTS
"Modélisation et optimisation en vue de réalisations technologiques MESFET et de TEGFET AlGaAs/GaAs"
Thèse de Doctorat, Lille, 1988

- [5] A. BELACHE
"Etude des propriétés physiques et performances potentielles en basses températures du transistor à effet de champ à haute mobilité électronique AlGaAs/GaAs "
Thèse de Doctorat, Lille, 1989

- [6] M.D FEUER
"Two-layer model for source resistance in selectively doped heterojunction transistor"
IEEE Trans. on Electron Dev., vol ED-32, n°1, 1987

- [7] S.J. LEE et al
"Parasitic source and drain resistance in high electron mobility transistors"
Solid-State Electronics, vol 28, n°7, 1985
- [8] Y. ANDO et al
"Accurate modeling for parasitic source resistance in two-dimensional electron gas field-effect transistors"
IEEE Trans. on Electron Dev., vol 36, n°6, 1989
- [9] P. ROBLIN
"Non linear parasitics in MODFET's and MODFET I-V characteristics"
IEEE Trans on Electron Dev., vol 35, n°8, 1988
- [10] D. DELAGEBEAUDEUF et al
"Metal -(n) AlGaAs- GaAs two dimensional electron gas FET"
IEEE Trans on Electron dev. , vol ED-29, n°6, 1982.
- [11] F.A. PADOVANI et al
"Field and Thermo-Field Emission in Schottky barriers"
Solid-State Electronics, vol 9, p 695, 1966.
- [12] S.M. SZE
"Physics of semiconductors devices"
Seconde édition, New York Wiley, p. 304, 1981

Chapitre 5

Analyse théorique et expérimentale en petit et grand signaux de l'impédance de sortie

Chapitre 5

Analyse théorique et expérimentale en petit et grand signaux de l'impédance de sortie

5.1 Problème posé

La résistance de sortie d'un transistor est un paramètre intimement lié à ses performances en puissance. Certains résultats présentés dans le chapitre 3 auxquels nous n'avons pas pu donner une explication satisfaisante, nous ont poussé à faire une investigation plus profonde. Ces résultats peuvent être ainsi :

- Bien que le rôle de la tension de claquage ait été démontré, le facteur "courant maximum" semble cependant être prédominant en ce qui concerne la puissance maximale.
- Nous avons trouvé que le rendement de drain diminue quand le rapport (f/f_c) augmente. Cette variation serait normale s'il s'agissait de rendement en puissance ajoutée parce que son expression est [1]

$$\eta_a = \frac{P_s}{P_{DC}} \left(1 - \frac{1}{G}\right) \quad (5.1)$$

où P_s = puissance de sortie
 P_{DC} = puissance continue d'alimentation
 G = gain en puissance

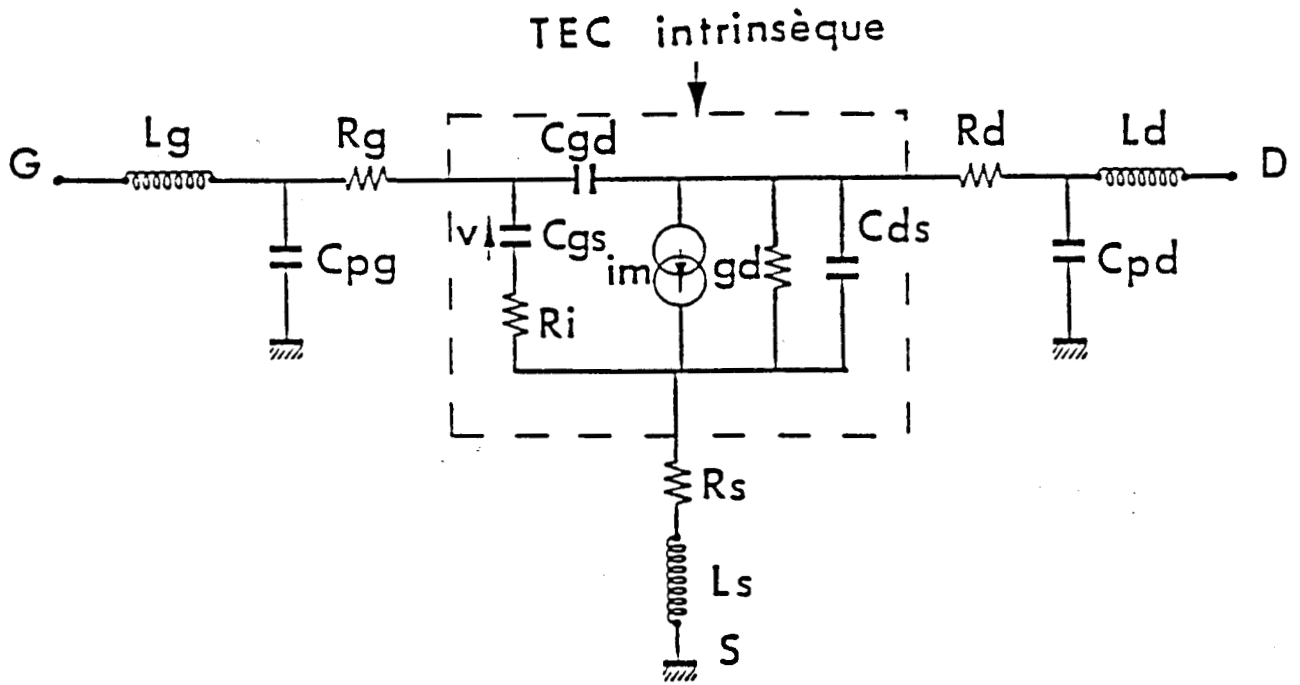


Figure 5.1 : Schéma électrique petit signal du transistor à effet de champ.

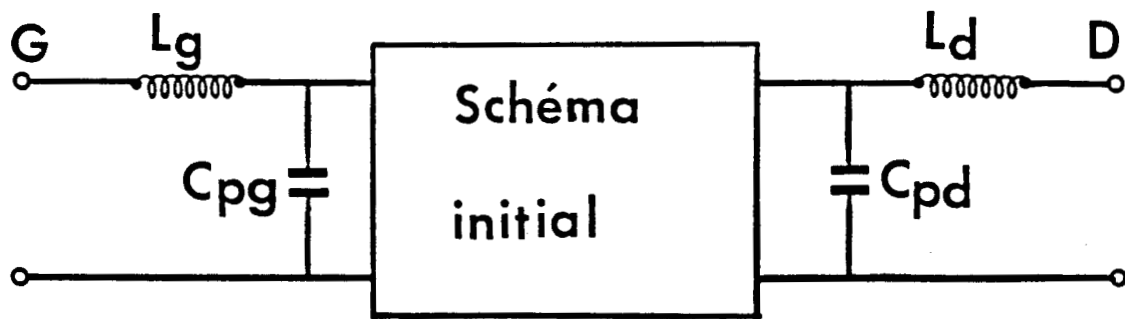


Figure 5.3 : Décomposition du schéma équivalent en une partie "centrale" et deux quadripôles à l'entrée et à la sortie.

ce dernier variant en $(f/f_c)^{-2}$. Le rendement de drain devrait, lui, dans l'hypothèse où le transistor utiliserait toutes ses potentialités statiques, rester constant.

- Nous avons trouvé également que la corrélation des performances de puissance avec $\cos \varphi$ (déphasage entre le courant et la tension) n'est pas bien claire si l'on assimile l'admittance de sortie au paramètre Y_{22} .

L'étude que nous allons présenter comprend une première partie (théorique et expérimentale) concernant l'impédance de sortie petit signal suivie de résultats en grand signal obtenu sur le banc de mesure de Takayama.

5.2 Etude de l'impédance de sortie en petit signal

5.2.1 Présentation du modèle

5.2.1.1 Schéma équivalent

Dans cette étude, nous avons considéré le schéma équivalent du transistor de la figure 5.1. Il faut distinguer dans ce schéma équivalent la partie intrinsèque qui correspond au transistor physique et la partie extrinsèque qui contient en plus les résistances et les inductances d'accès.

Dans nos analyses, nous considérons les résistances d'accès comme faisant partie du transistor intrinsèque. Seules les inductances seront considérées comme extérieures. Nous nous limiterons à évaluer leur effet sur le fonctionnement du transistor dans un premier temps. Nous les supprimerons par la suite pour étudier uniquement le transistor physique (et ses résistances d'accès).

5.2.1.2 Méthode de calcul

A partir de ce schéma équivalent, nous avons calculé les paramètres Y_{ij} . Pour ne pas alourdir ce paragraphe, le détail du calcul ainsi que les expressions finales sont présentées en annexe.

Les calculs effectués ne prennent pas en compte les capacités de plots pour simplifier le problème. Cette hypothèse sera discutée par la suite.

ELEMENTS D ' ACCES							
Ls (pH)	Ld (pH)	Lg (pH)	Cpg (fF)	Cpd (fF)	Rs (Ω)	Rd (Ω)	Rg (Ω)
43	189	90	30	55	4.1	5.5	2.9
ELEMENTS INTRINSEQUES							
Cgs (fF)	Cgd (fF)	Cds (fF)	Gd (mS)	Gm (mS)	Ri (Ω)		
296	19.3	13.8	6.2	93.2	4.2		

Tableau 5.I : Valeurs numériques utilisées dans la simulation pour les différents éléments du schéma équivalent (NEC 202).

A partir des paramètres Y_{ij} , on déduit ensuite les paramètres S_{ij} . Nous calculons enfin les conditions de stabilité, le gain maximum disponible et les coefficients de réflexion des impédances de source et de charge correspondantes [2] :

$$K = \frac{1 + |D|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12} \cdot S_{21}|} \quad (5.2)$$

$$MAG = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} (K \pm \sqrt{K^2 - 1}) \right| \quad (5.3)$$

$$\Gamma_{gmax} = M^* \left| \frac{B_1 \pm \sqrt{B_1^2 - 4|M|^2}}{2|M|^2} \right| \quad (5.4)$$

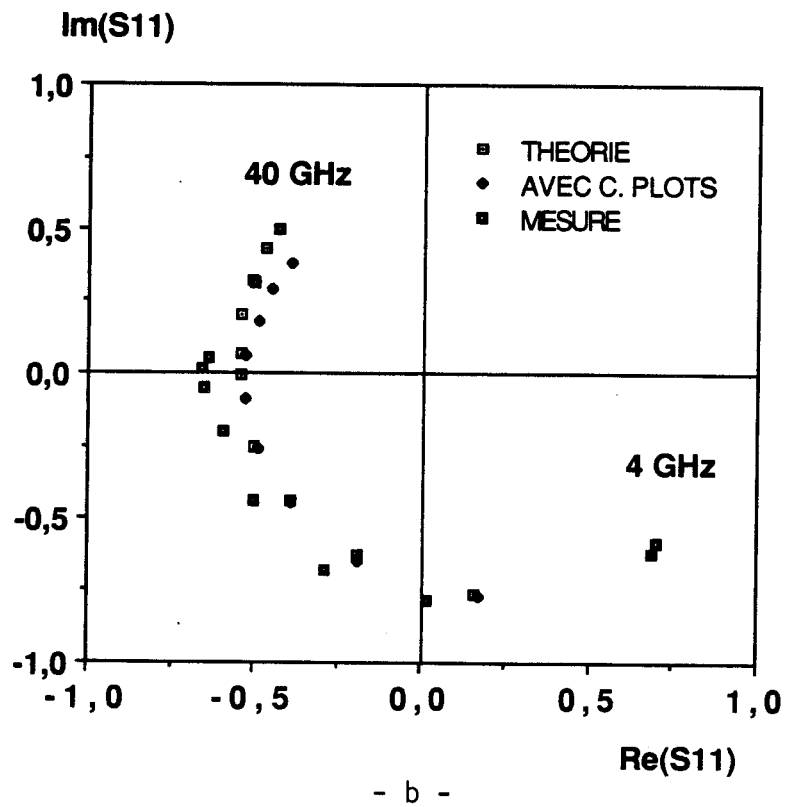
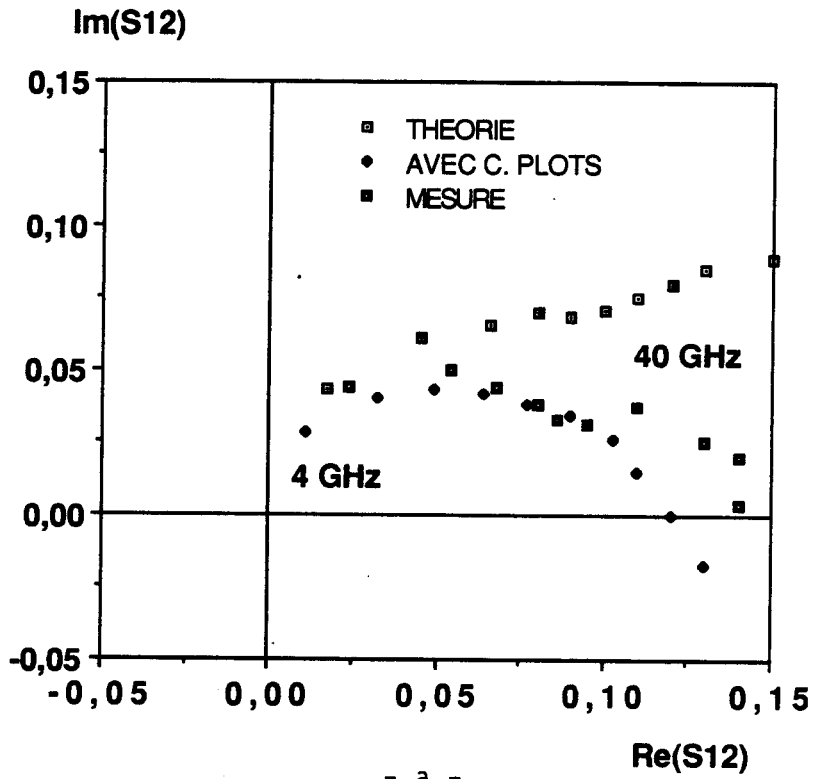
$$\Gamma_{lmax} = N^* \left| \frac{B_2 \pm \sqrt{B_2^2 - 4|N|^2}}{2|N|^2} \right| \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad D &= S_{11} \cdot S_{22} - S_{12} \cdot S_{21} \\ M &= S_{11} - D \cdot S_{22}^* \\ N &= S_{22} - D \cdot S_{11}^* \\ B_1 &= 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |D|^2 \\ B_2 &= 1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |D|^2 \end{aligned}$$

L'exploitation de l'impédance de sortie permet de calculer la capacité et la conductance parallèles de sortie.

5.2.1.3 Validation du modèle

Pour valider le modèle, il était nécessaire de comparer les résultats obtenus à partir de ce modèle avec les mesures expérimentales. Cette comparaison a été menée pour de nombreux composants.



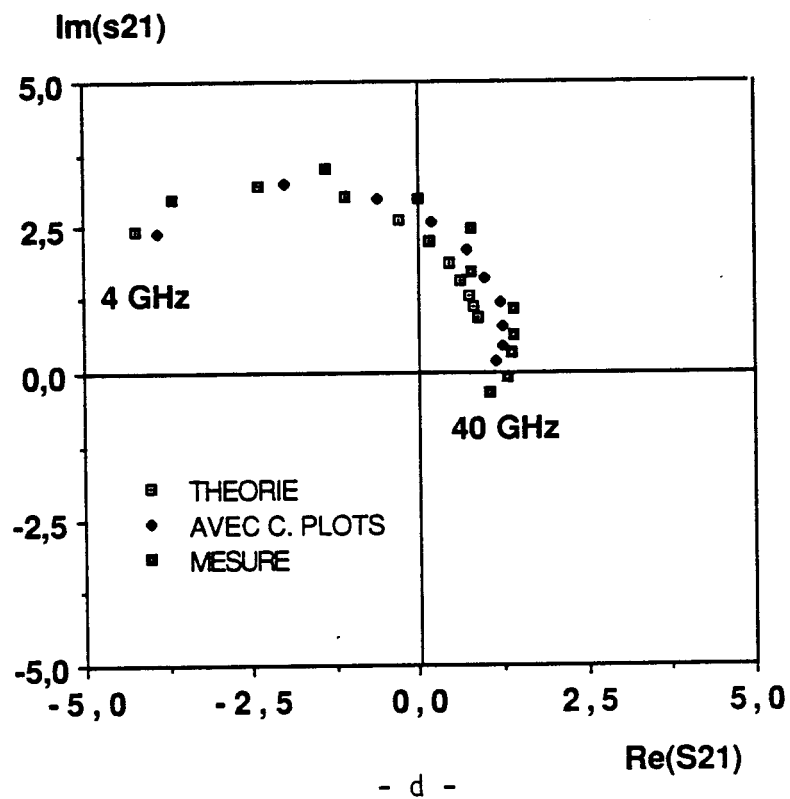
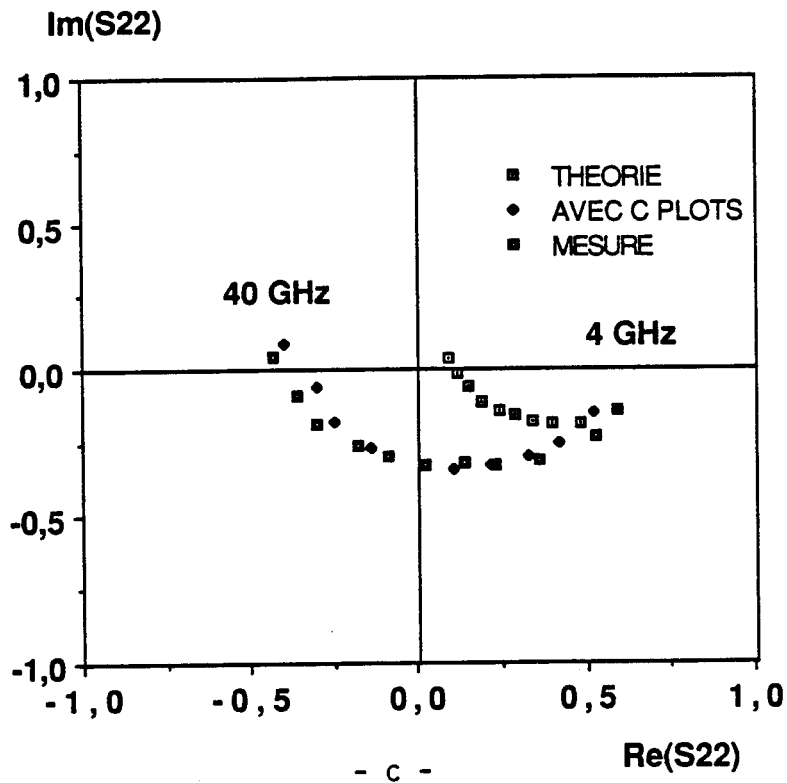


Figure 5.2 : Représentation dans le plan complexe des paramètres $S_{12}(a)$, $S_{11}(b)$, $S_{22}(c)$, et $S_{21}(d)$ calculés théoriquement sans et avec la prise en compte des capacités de plots puis relevés expérimentalement.

Nous présentons plus particulièrement les résultats concernant le transistor 525 T 105 (NEC 202). Les mesures des paramètres S_{ij} ont été menées par A. Amairi [3] jusqu'à 40 GHz avec une cellule conçue pour la montée en fréquence (cellule dite "K") [4].

D'autres mesures ont été menées sur le même transistor dans la bande 50 MHz - 5 GHz et ont permis de déduire le schéma équivalent. Les éléments de ce dernier qui correspond à la polarisation $V_{gs} = -0,1V, V_{ds} = 2V$, sont résumés dans le tableau 5.I.

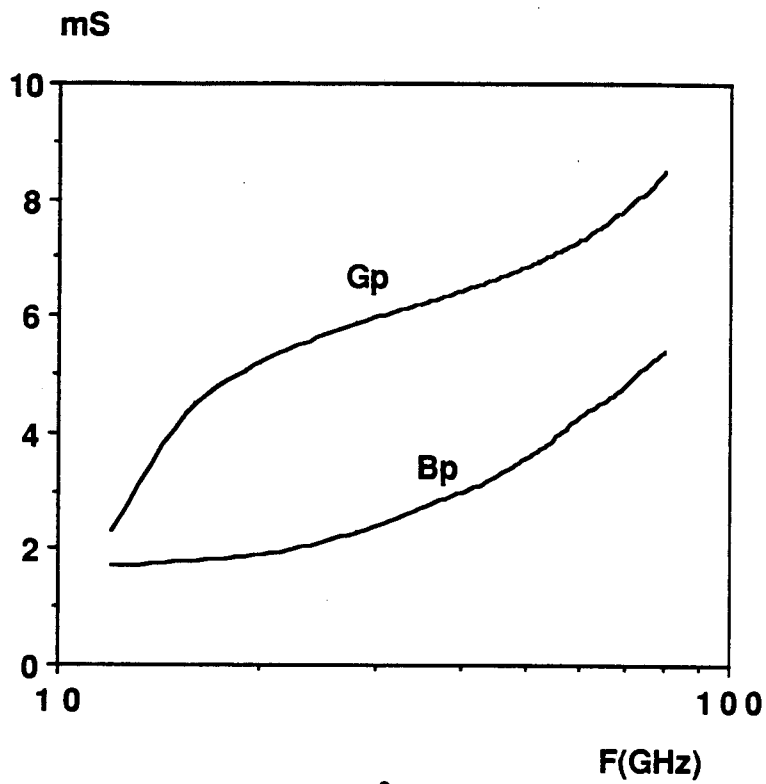
Ces valeurs ont été ensuite utilisées dans notre modèle. Les paramètres S_{ij} calculés sont présentés en comparaison avec ceux mesurés (figures 5.2a à 5.2d) dans la bande 4 GHz - 40 GHz.

Si S_{11} et S_{21} ont des évolutions voisines de celles des mesures, les paramètres S_{12} et S_{22} présentent des écarts trop importants. Pour expliquer ces écarts, nous avons remis en question les résultats de la modélisation qui ne tiennent pas en compte, rappelons-le, les capacités de plots de grille et de drain. Vu la complexité qu'impliquerait leur prise en compte sur les expressions des paramètres Y_{ij} , nous avons trouvé plus judicieux de conserver le schéma équivalent que nous avons considéré où les inductances L_s et L_d sont supposées nulles. A ce quadripôle, nous associons en cascade deux autres quadripôles comme le montre la figure 5.3. Le passage par la matrice chaîne rend le calcul assez simple.

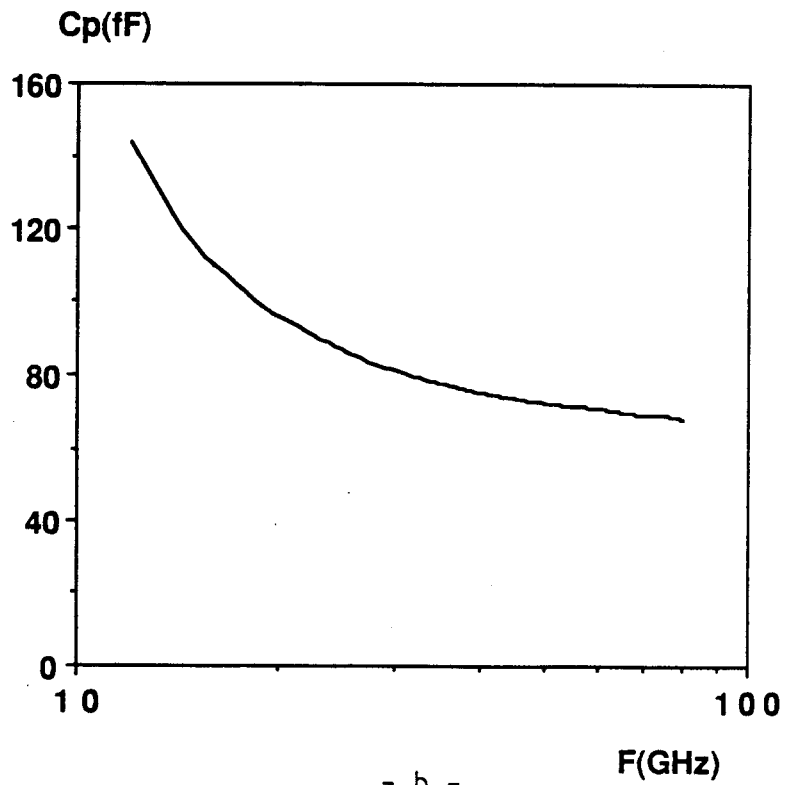
Les valeurs calculées de nouveau (figures 5.2a à 5.2d) montrent une meilleure concordance des paramètres S_{12} et S_{22} aux hautes fréquences. La précision obtenue pour le dernier paramètre est très précieuse vu son rôle pour l'impédance de sortie.

L'influence de la prise en compte des capacités de plots est beaucoup moins marquée en ce qui concerne S_{11} et S_{22} . Cela peut être attribué à la valeur de C_{gs} qui est beaucoup plus élevé que C_{pg} alors que C_{pd} et C_{ds} sont du même ordre de grandeur.

Le modèle que nous avons mis au point semble donc bien décrire le comportement du transistor en haute fréquence. Nous l'avons par conséquent utilisé pour l'étude particulière de l'impédance de sortie.



- a -



- b -

Figure 5.4 : Evolution théorique de la conductance $G_p(a)$, de la capacité parallèle $C_p(b)$ et de la susceptance $B_p(a)$ de sortie en fonction de la fréquence.

5.2.2 Principaux résultats obtenus

5.2.2.1 Evolution avec la fréquence

Nous avons simulé le même composant de sa limite de stabilité (12 GHz) jusqu'à ce que son MAG soit inférieur à 1 dB (80 GHz). Nous nous sommes intéressés à l'impédance de sortie du transistor auquel nous avons retranché l'effet de la self L_d car c'est un élément parasite au composant.

Sur la figure 5.4a, nous présentons l'allure de la conductance parallèle de sortie G_p . Aux environs de 12 GHz, celle-ci est très faible, ce qui traduit la proximité de l'instabilité (conductance négative). Elle augmente par la suite de façon continue jusqu'aux hautes fréquences. Sa variation est toutefois faible quand sa valeur est proche de g_d (6,5 mS).

La capacité parallèle équivalente de sortie C_p (figure 5. 4b) diminue au départ pour se stabiliser à une valeur qui est la somme $C_{ds} + C_{gd} + C_{pd}$. La susceptance, $C_p\omega$, est, elle, croissante avec la fréquence et suit presque la même évolution que la conductance G_p .

Avec les valeurs de G_p et B_p nous pouvons tracer le diagramme de fonctionnement. Rappelons que celui-ci est la trajectoire du point de fonctionnement dans le réseau $I - V$ et a, compte tenu de la partie réactive, une forme elliptique. Nous constatons que cette ellipse est de plus en plus redressée avec la fréquence. Ce résultat est illustré par la figure 5.5, où l'on a supposé qu'à cette puissance le fonctionnement du transistor est encore linéaire. Le but est que les dimensions des ellipses soient suffisamment grandes, donc bien illustratives.

Le redressement des ellipses signifie que le transistor a tendance à travailler de plus en plus en courant à fréquence élevée.

5.2.2.2 Interprétation physique

L'explication qui peut être attribuée au comportement rencontré ci-dessus est que le couplage entrée-sortie lié au paramètre S_{12} apporte une contribution loin d'être négligeable à l'impédance de sortie du transistor.

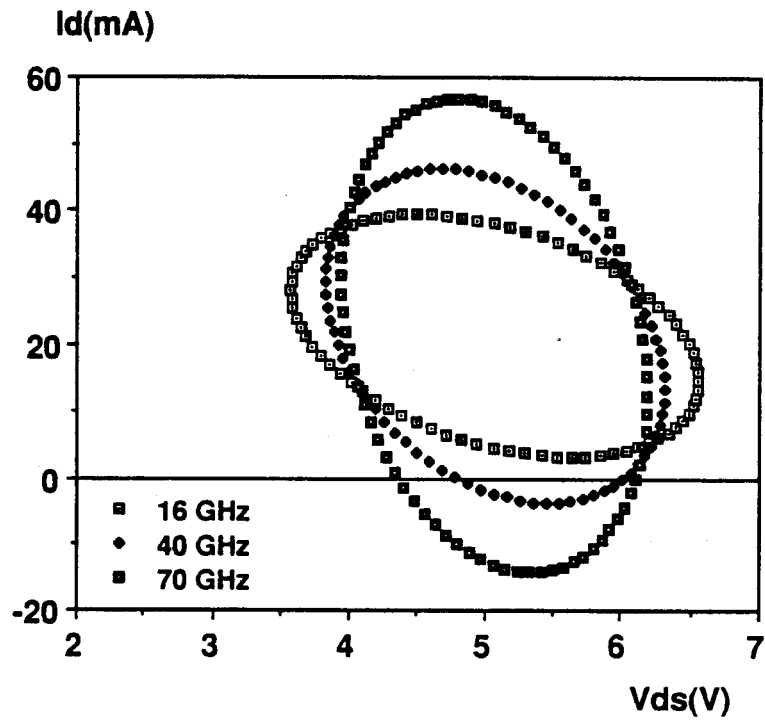


Figure 5.5 : Evolution théorique du diagramme de fonctionnement avec la fréquence ($P_s = 5mW$).

Cette contribution se traduit concrètement par un coefficient de réflexion à la sortie qui est égal à la somme de S_{22} et d'un terme dépendant du produit $S_{12} \times S_{21}$ soit (quand l'entrée est adaptée) [2] :

$$S'_{22} = \Gamma_{Lmax}^* = S_{22} + \frac{S_{12} \cdot S_{21}}{1 - |\Gamma_g|^2} \quad (5.6)$$

où γ_g = coefficient de réflexion au niveau du générateur.

ceci entraîne une conductance de sortie différente du paramètre g_d du schéma équivalent.

Or nous savons que le paramètre S_{12} n'a d'importance qu'en haute fréquence à cause de l'effet de la self L_s et de la capacité C_{gd} . Ces éléments injectent un courant supplémentaire en sortie, ce qui entraîne des ellipses plus redressées.

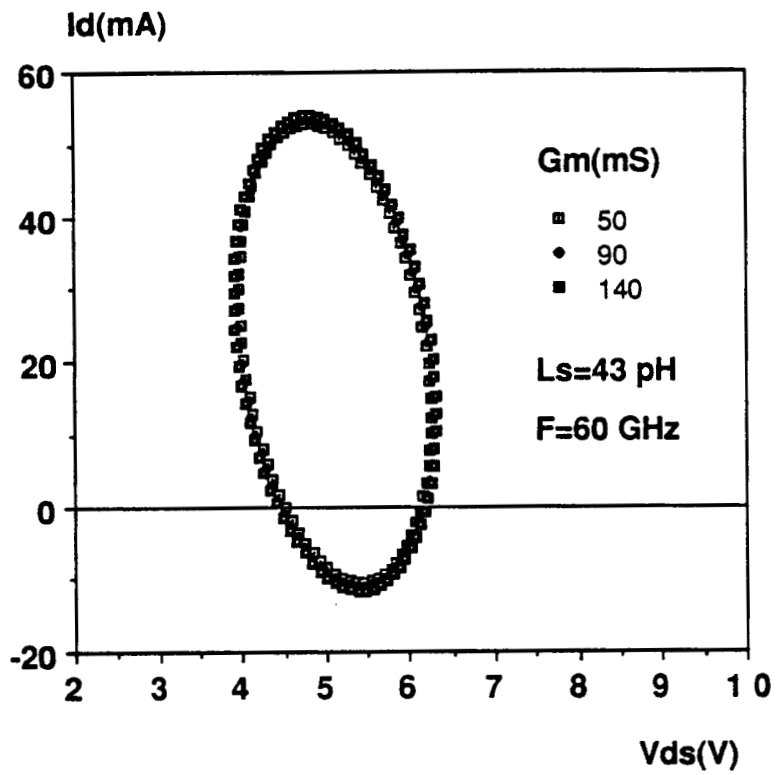
Les éléments d'interactions entrée-sortie sont L_s et C_{gd} pour S_{12} et L_s , C_{gd} et g_m pour S_{21} . Nous nous proposons d'étudier l'effet de ces différents paramètres.

5.2.2.3 Effet de transconductance g_m

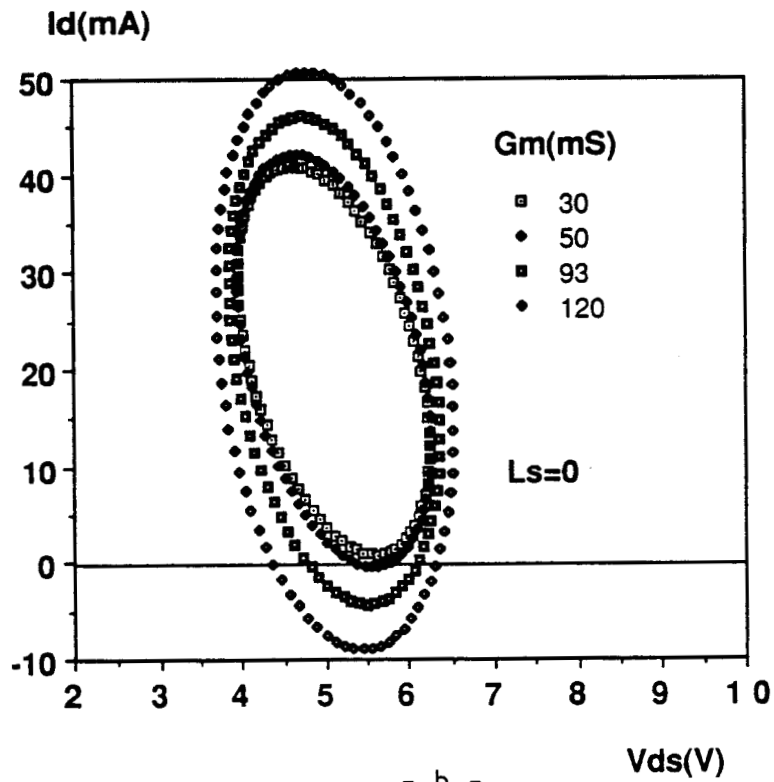
Nous avons simulé la structure précédente en variant seulement la valeur de g_m . Cette hypothèse est purement théorique car il est difficile dans la pratique de trouver par exemple une structure qui change la valeur de g_m sans affecter les capacités C_{gs} et C_{gd} .

Le résultat de la simulation est présenté sur la figure 5.6a. Il ne laisse apparaître qu'une très faible évolution que nous avons attribuée à la valeur trop élevée de la self de source masquant complètement l'effet de g_m . La reprise des simulations avec une self L_s nulle nous a donné raison (figure 5.6b). En effet, on observe alors un léger redressement du grand axe de l'ellipse et surtout l'accroissement de l'amplitude en courant quand la transconductance est augmentée.

L'explication que nous donnons à ce comportement, est qu'une transconductance grande impose au composant un courant plus important en sortie par l'intermédiaire du générateur ($g_m \times V_{gs}$) du schéma équivalent.



- a -



- b -

Figure 5.6 : Evolution du diagramme de fonctionnement avec la transconductance g_m avec une inductance de source de 43 pH (a) puis nulle (b).

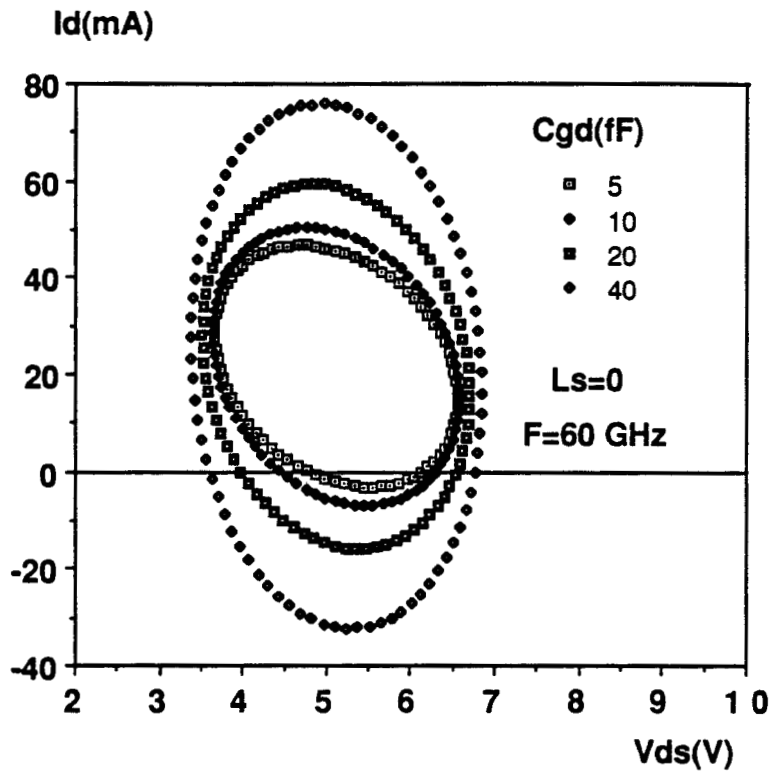


Figure 5.7 : Evolution du diagramme de fonctionnement avec la capacité grille-drain.

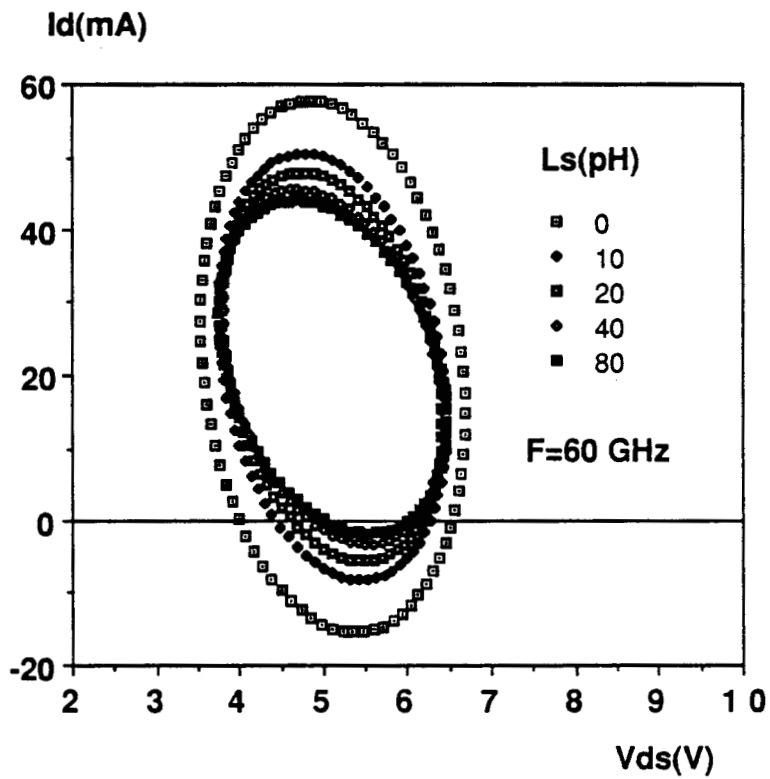
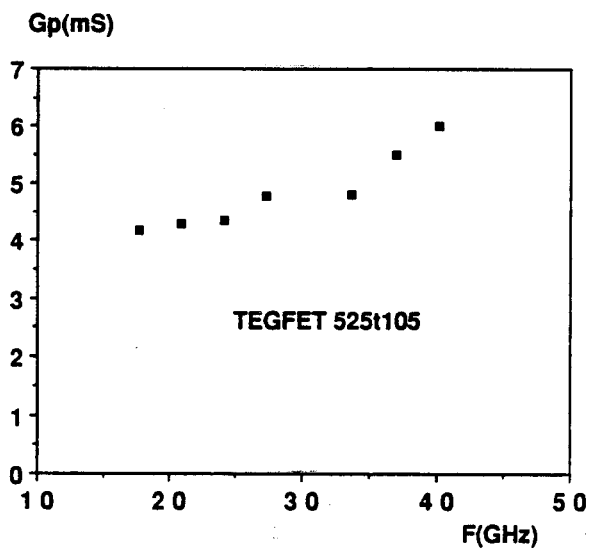
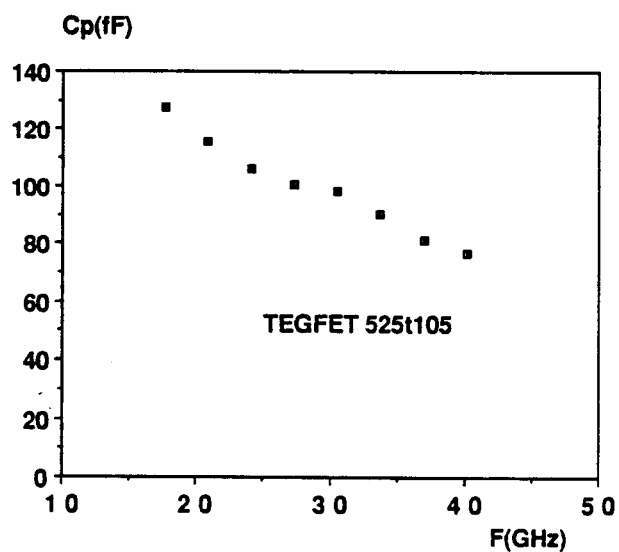


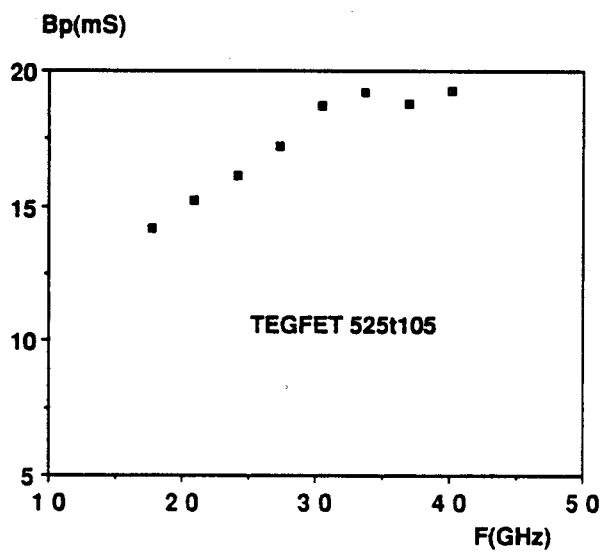
Figure 5.8 : Evolution du diagramme de fonctionnement avec l'inductance de source.



- a -



- b -



- c -

Figure 5.9 : Evolution expérimentale de la conductance (a), de la capacité parallèle (b) et de la susceptance (c) de sortie avec la fréquence pour le TEGFET 525 (NEC 202).

5.2.2.4 Effet de C_{gd}

Nous avons fait varier C_{gd} de 5 à 40 f F. La self de source est là aussi supposée nulle. Nous avons également obtenu un net redressement de l'axe de l'ellipse (figure 5.7). Le résultat peut être interprété par le fait que l'accroissement de C_{gd} augmente le couplage entrée-sortie. Une partie du signal de sortie est injectée à l'entrée, ce qui fait augmenter le courant de sortie à travers, entre autres, la transconductance g_m .

5.2.2.5 Effet de L_s

La self L_s a un effet inverse de ceux observés avec les deux éléments précédents. Son augmentation entraîne une diminution du courant de sortie et donc une ellipse moins redressée (figure 5.8).

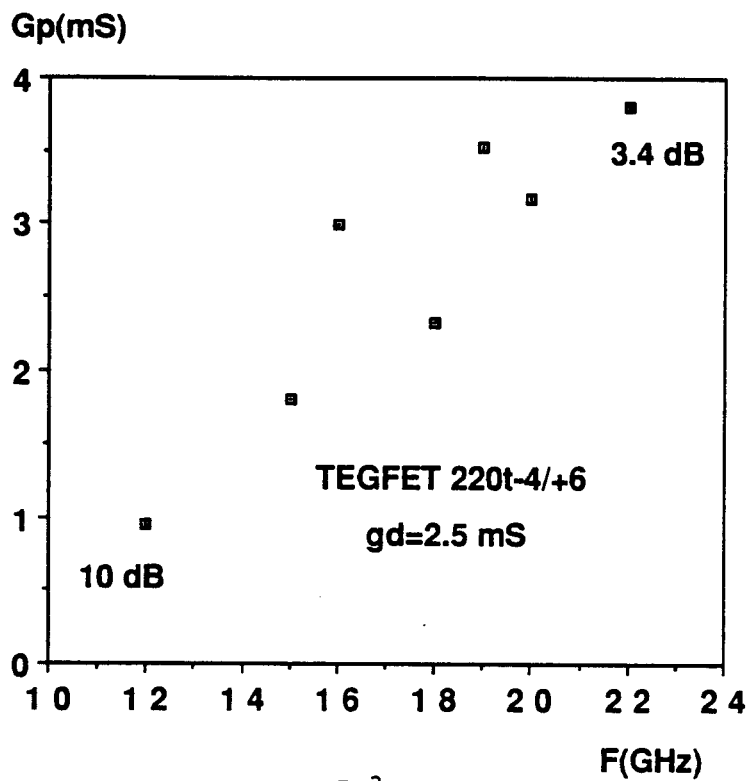
Ce résultat est dû au fait que la self de source se trouve en série avec l'impédance de sortie du transistor intrinsèque. De l'augmentation de son impédance $L_s\omega$ s'en suit une variation dans le même sens pour l'impédance de sortie du transistor extrinsèque et donc une diminution du courant.

Ceci peut être utilisé pour profiter pleinement des possibilités du composant, en particulier pour retarder le plus possible la mise en direct avec une self L_s de valeur élevée. Il faut cependant s'attendre à une diminution de gain. Un compromis doit être trouvé pour chaque composant. Par exemple pour le composant que nous étudions, on peut avoir une self de source entre 60 et 80 pH car le M.A.G. ne diminue que de 1,2 dB quand L_s passe de 0 à 80 pH.

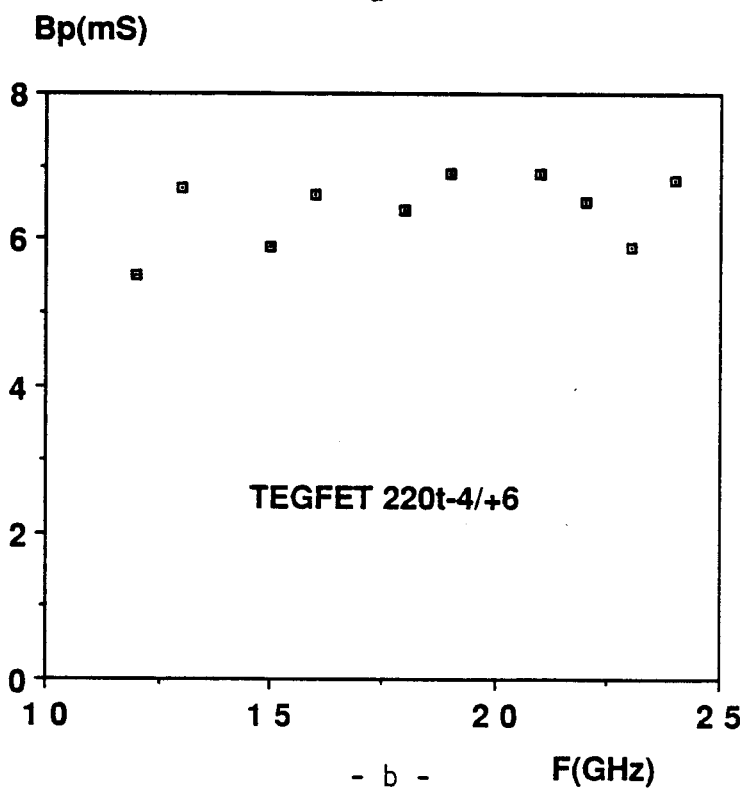
5.2.3 Résultats expérimentaux obtenus en petit signal

Le premier composant que nous avons caractérisé est le NEC 202 qui a servi de base à notre modélisation. Ce composant a été caractérisé jusqu'à 40 GHz. Sa conductance et sa capacité parallèle G_p et C_p sont représentées sur les figures 5.9a et 5.9b. La première varie de façon croissante jusqu'à atteindre une valeur voisine de $C_{gd} + C_{ds} + C_{pd}$. La susceptance $C_p\omega$ (figure 5.9c) est croissante et semble confirmer, comme la conductance, les résultats théoriques.

On peut remarquer pour ce composant que la conductance ne dépasse pas la valeur de g_d probablement car il a une excellente montée en fréquence et est à 40 GHz



- a -



- b -

Figure 5.10 : Evolution expérimentale de la conductance (a) et de la susceptance (b) de sortie du TEGFET CHS 220 en fonction de la fréquence.

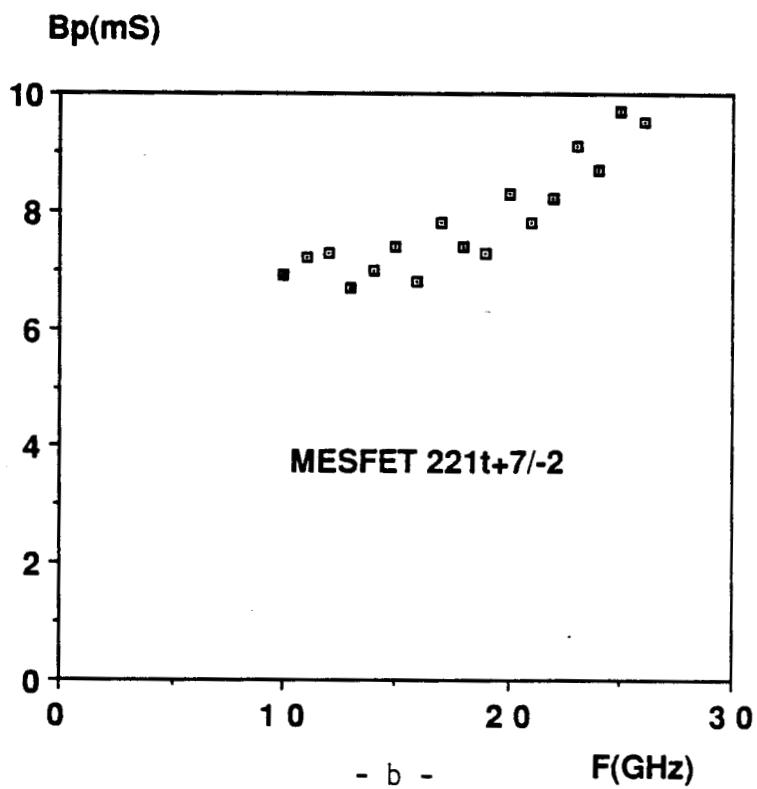
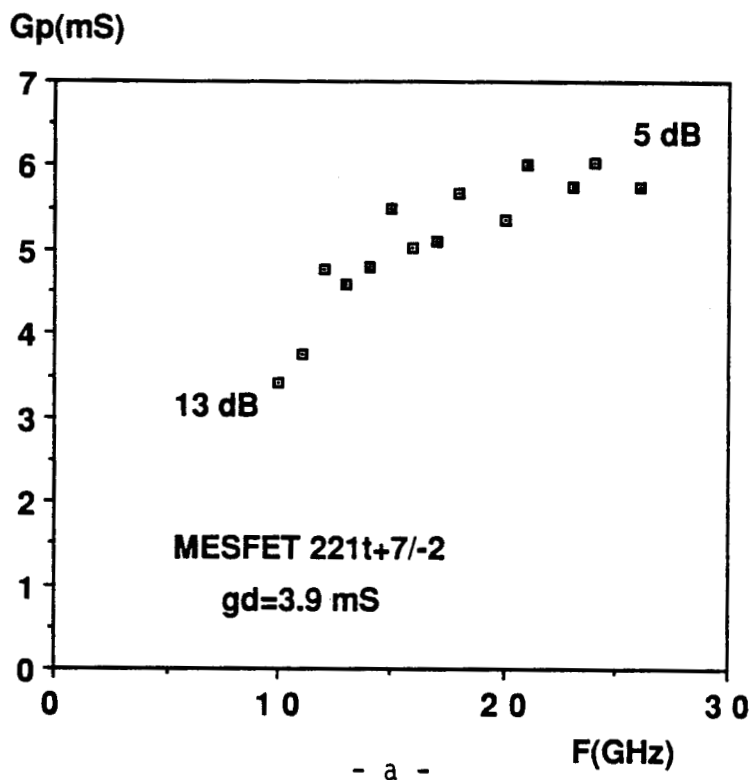


Figure 5.11 : Evolution expérimentale de la conductance (a) et de la susceptance (b) de sortie du MESFET CHS 221.

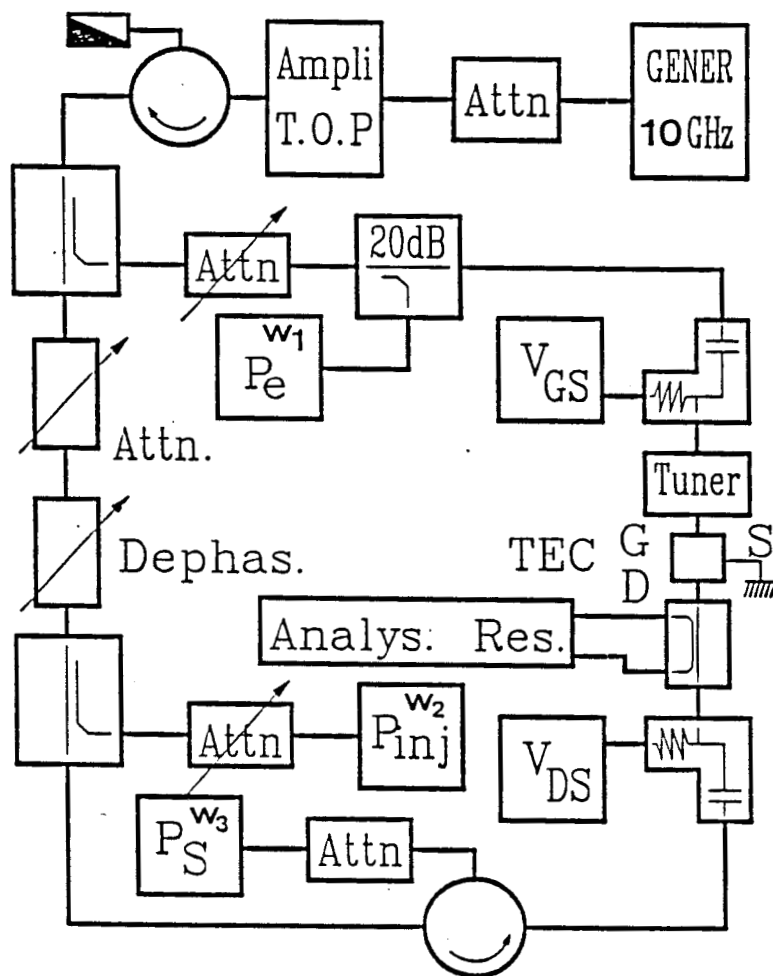


Figure 5.12 : Synoptique du banc de mesure de puissance à charge active (Takayama).

encore loin de sa fréquence de coupure en MAG (85 GHz).

Nous avons testé d'autres TEGFETs. Les résultats sont tous en accord avec la théorie. Nous avons remarqué par ailleurs que les transistors qui sont proches de leur fréquence de coupure en MAG peuvent avoir une conductance parallèle qui dépasse nettement la valeur de g_d . Le TEGFET CHS 220 qui a été testé à 26 GHz et qui a une fréquence de coupure en MAG de 40 GHz en constitue un exemple (figures 5.10a et 5.10b).

Nous avons élargi nos investigations à d'autres types de transistor. Il s'est avéré que le comportement du TEGFET n'est en fait lié qu'à sa montée en fréquence et que des transistors du type MESFET qui ont des fréquences de coupure élevées, ont un comportement similaire. Nous présentons comme exemple sur les figures 5.11a et 5.11b les résultats du CHS 221. Sa fréquence de coupure en MAG est de 45 GHz.

5.3 Etude sur le banc de charge active (Takayama)

Le but de cette partie est de savoir dans quelle mesure les conclusions auxquelles nous étions arrivées en petit signal sont valables en grand signal.

5.3.1 Principe et banc de mesure

La mesure de la caractéristique de puissance avec une charge active a été proposée par Takayama et al [5]. Le principe est de substituer l'adaptateur du côté drain, qui constitue la charge pour le transistor, par un générateur qui a rigoureusement la même fréquence que le signal d'entrée. En jouant sur son amplitude et sa phase, on peut avoir au plan du transistor un coefficient de réflexion nul. On aura alors simulé la charge d'adaptation pour le transistor.

Au niveau du banc de mesure (figure 5.12), on utilise un seul générateur et un coupleur pour avoir exactement la même fréquence du signal d'entrée et de celui injecté en sortie. Les puissances sortantes et injectées sur la sortie du transistor sont mesurées grâce à un coupleur et un circulateur. L'impédance de la charge active est déterminée avec un analyseur de réseaux.

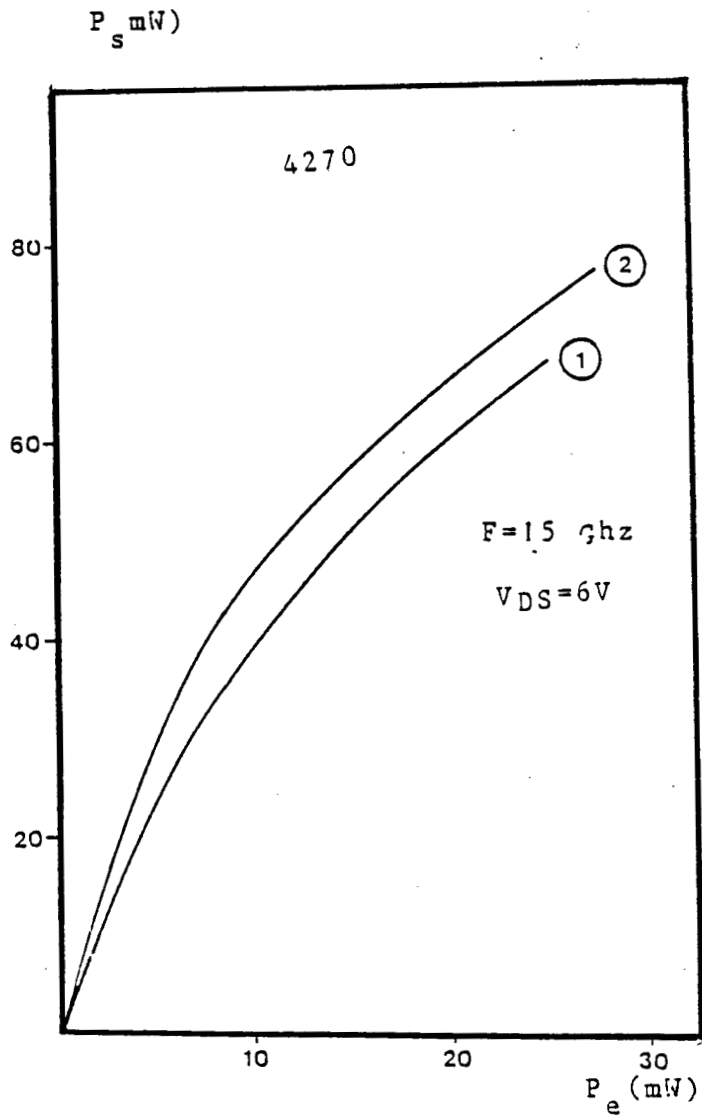


Figure 5.13 : Comparaison des caractéristiques $P_s = f(P_e)$ obtenues
 1 - sur un banc classique
 2 - sur un banc à charge active.

La puissance fournie réellement par le transistor est :

$$P_f = P_s - P_{inj} \quad (5.7)$$

où P_s = puissance mesurée de la sortie du transistor

P_{inj} = puissance injectée sur la sortie du transistor.

On peut également connaître les ellipses de fonctionnement si on considère un fonctionnement linéaire, c'est-à-dire un fonctionnement où l'impédance de sortie est indépendante de la position instantanée du point de fonctionnement. Les équations sont :

$$V_{ds}(t) = V_{dso} + \Delta V \cos \omega t \quad (5.8)$$

$$I_d(t) = I_{do} + \Delta I \cos (\omega t - \varphi) \quad (5.9)$$

$$\varphi = \text{Arg} (Z_c^*) \quad (5.10)$$

$$\Delta I = \sqrt{\frac{2P_f}{R_c}} \quad (5.11)$$

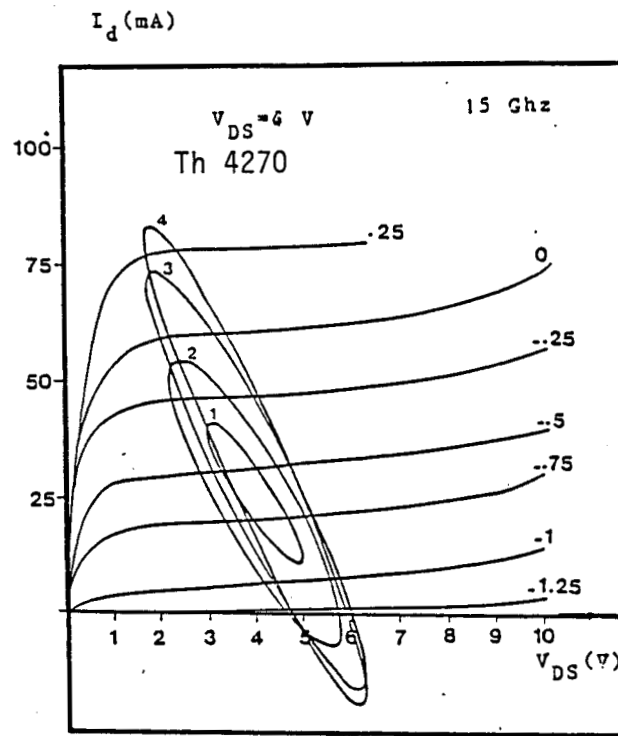
$$\Delta V = |Z_c| \Delta I \quad (5.12)$$

où Z_c et R_c sont respectivement l'impédance de charge et sa partie réelle.

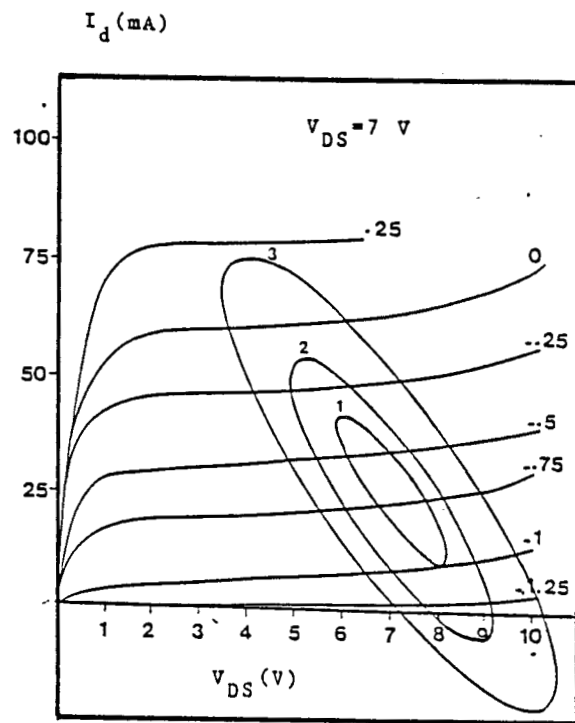
5.3.2 Principaux résultats obtenus

5.3.2.1 Comparaison avec les résultats obtenus sur un banc classique

Les premières mesures ont été effectuées à 15 GHz sur le transistor Thomson 4270. Ce transistor ayant été auparavant testé sur un banc de mesure classique, nous avons pu comparer les deux mesures. Les deux caractéristiques $P_s = f(P_e)$ sont très voisines (figure 5.13). Il y a cependant une légère différence de gain (0,3 dB). Elle est peut-être liée à une meilleure adaptation sur le banc de change active. C'est un avantage supplémentaire du banc de Takayama.



- a -



- b -

Figure 5.14 : Deux exemples de diagrammes de fonctionnement du transistor Th 4270 pour des tensions V_{ds} de 4V (a) et 7V (b).

5.3.2.2 Résultats typiques

L'exemple du transistor Thomson 4270 illustre bien l'intérêt du banc de charge active. Nous avons effectué des relevés en fonction de la puissance d'entrée et de la tension de repos V_{ds} . A $V_{ds} = 4V$ (figure 5.4a), l'ellipse garde la même allure qu'en petit signal jusqu'à une puissance de sortie de 23 mW. Ensuite son grand axe suit un redressement progressif qui coïncide avec le contact de l'une des extrémités avec le "coude" de la caractéristique $V_{gs} = 0,25V$. Le diagramme de fonctionnement semble donc "s'adapter" au réseau de caractéristiques.

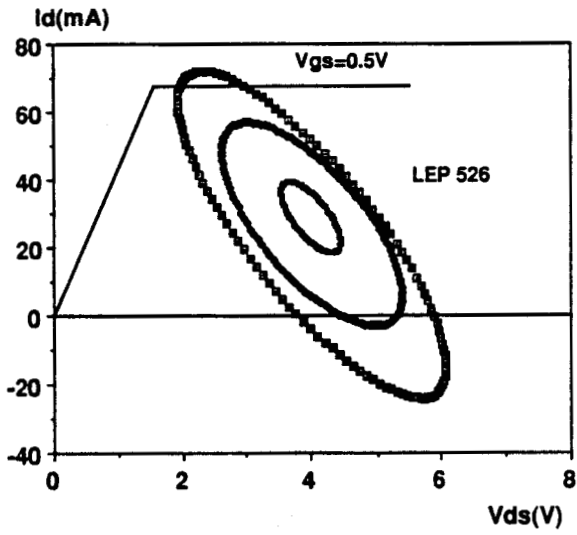
D'autres observations renforcent cette hypothèse. La première est que le courant statique de drain augmente à partir de $P_s = 23 mW$. Cela correspond exactement au moment où l'ellipse de fonctionnement a son extrémité inférieure qui arrive au pincement. Nous avons également noté que l'apparition du courant de grille intervient au moment où l'ellipse dépasse par son extrémité supérieure la limite supérieure du réseau de caractéristique ($V_{gs} \simeq 0,5V$).

Nous avons enfin remarqué que, à $V_{ds} = 7V$ (figure 5.14b), l'ellipse conserve à peu près la même allure, même à puissance maximum, vraisemblablement en raison de son éloignement par rapport à la tension de déchet.

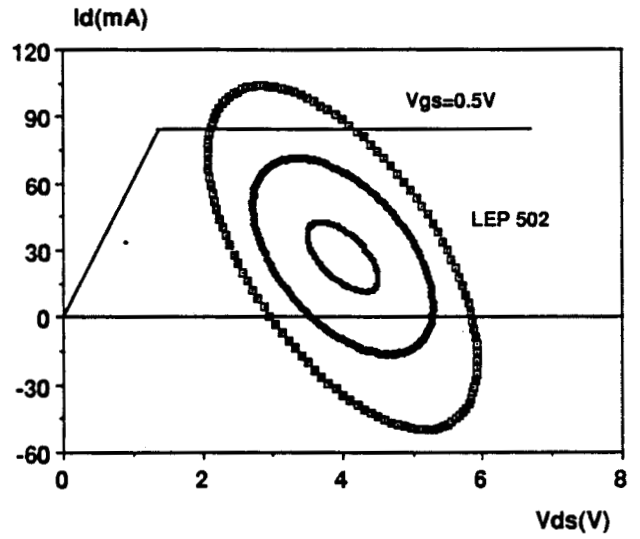
5.3.2.3 Autres résultats

D'autres composants ont été systématiquement testés à 15 GHz. Toutes les mesures ont été faites à $V_{ds} = 4V$. Trois ellipses sont tracées pour chaque composant, la plus grande correspondant à la puissance maximum de sortie. Les résultats présentés sur les figures 5.15a à 5.15d concernent trois TEGFETs monopuits (NEC 202, LEP 502, LEP 526) et un TEGFET multipuits (CHS 233).

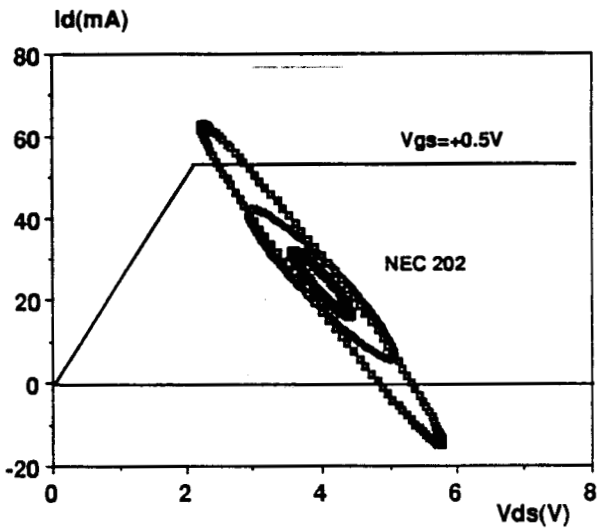
Dans tous les cas, comme d'ailleurs pour le Th 4270, l'ellipse de fonctionnement a un grand axe fortement redressé. L'excursion en tension V_{ds} est de l'ordre de 4 volts seulement alors que toute l'excursion en courant est utilisée. Ceci rejoint les observations faites sur le banc classique à savoir que la limitation intervient presque toujours avec la mise en direct du composant et rarement avec l'apparition du claquage.



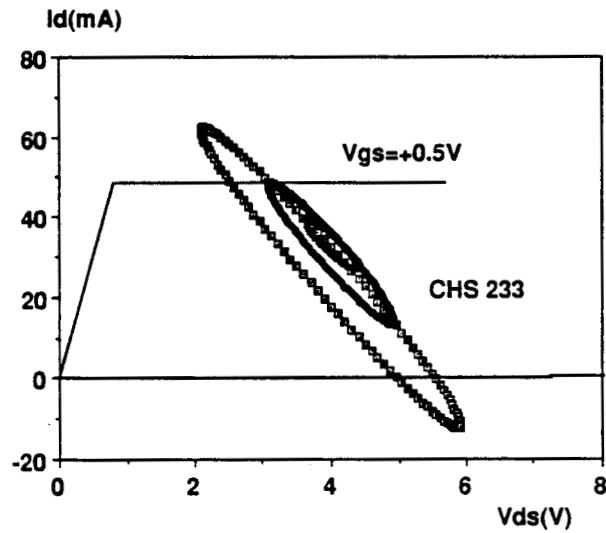
- a -



- b -



- c -



- d -

Figure 5.15 : Diagrammes de fonctionnement obtenus sur le banc à charge active pour les transistors LEP 526 (a), LEP 502 (b), NEC 202 (c) et CHS 233 (d).

Il semble aussi que l'observation faite précédemment pour le transistor 4270, concernant le déplacement de l'ellipse dans le réseau de caractéristiques de façon à s'éloigner de ses limites, soit valable pour tous les composants testés. Le transistor NEC 202 en donne une nette illustration (figure 5.15c).

Par ailleurs nous avons remarqué que pour certains composants, l'excursion en courant peut dépasser les limites du réseau. En réalité, quand le point de fonctionnement s'approche des limites du réseau, il ne suit plus une trajectoire elliptique mais décrit sous l'effet des non-linéarités une ellipse très déformée. Ce genre de diagramme de fonctionnement a été mis en évidence par les simulations de G. Halkias [6]. Une corrélation semble se dégager entre l'amplitude de ces "débordements" et l'évolution du gain avec la puissance de sortie. Par exemple, l'excursion en courant du transistor LEP 502 est très supérieure au courant I_{dss} . On remarque aussi pour ce composant une compression maximum du gain nettement plus élevée que pour les autres composants (supérieure à 3 dB).

Nous avons enfin comparé le comportement du TEGFET à d'autres composants testés au laboratoire. Nous présentons le cas d'un MISFET InP (le 77-201) et du MESFET NEC 869 testés respectivement par P. Fellon [7] (figure 5.16) à 4 GHz et par H. Gérard [8,9] à 10 GHz (figure 5.17). La remarque la plus importante est que ces composants profitent mieux des potentialités offertes par leur réseau $I - V$. Notamment pour le MESFET, la limitation intervient simultanément par le claquage et la mise en direct. L'excursion en tension est respectivement de 8 et 16 volts alors qu'elle n'est, rappelons-le, que de 4 volts pour les TEGFETs testés.

Dans le tableau 5.II, nous comparons pour les trois composants les éléments du schéma équivalent petit signal qui se sont révélés importants dans la simulation : la transconductance g_m , la capacité C_{gd} et la self de source L_s . On voit que la transconductance varie dans le sens inverse de l'excursion en tension mesurée en grand signal et que les interactions entrée-sortie ($L_s \omega$ et $C_{gs} \omega$) sont, compte tenu des fréquences de travail, nettement plus importantes dans le cas du TEGFET. Ces deux observations nous serviront dans la synthèse que nous présentons en conclusion.

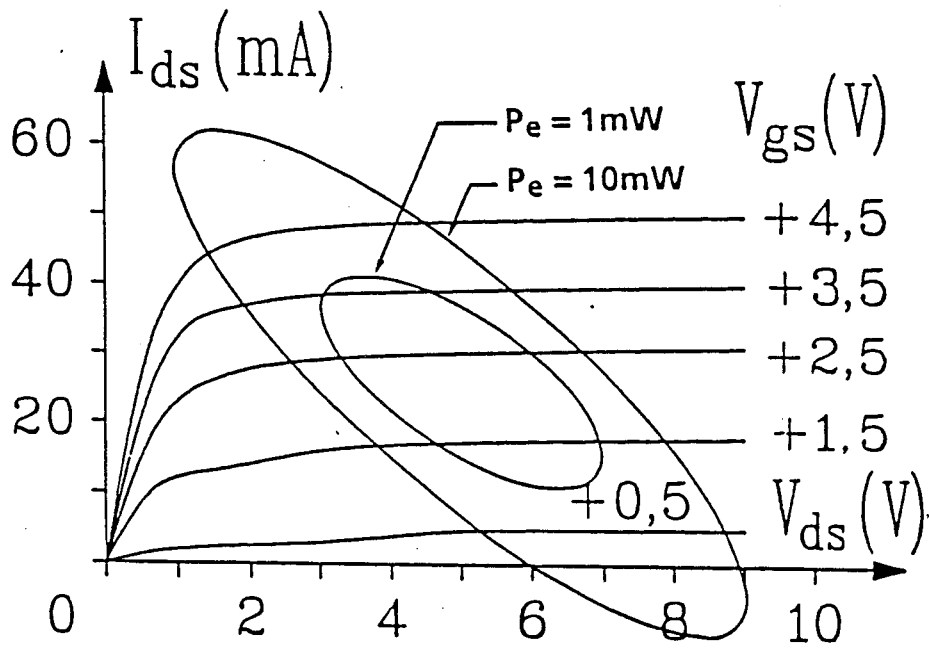


Figure 5.16 : Diagrammes de fonctionnement du MISFET InP 82-300.

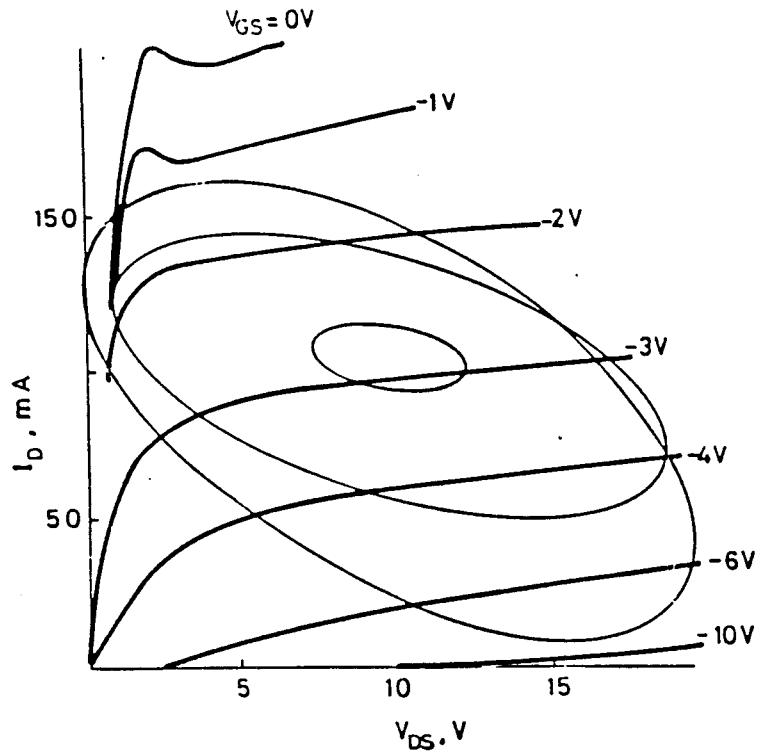


Figure 5.17 : Diagrammes de fonctionnement du MESFET AsGa NEC 869.

5.4 Conclusion

Les observations expérimentales concernant les mesures de puissance sur un banc classique semblent s'accorder avec l'évolution de l'impédance de sortie du composant. Nous pouvons d'ors et déjà avancer une première synthèse qui pourra être affinée dans une étude ultérieure à la lumière de nouveaux résultats.

L'impédance de sortie petit signal semble dépendre en plus des éléments de sortie (g_d, C_{ds} et C_{pd}), des éléments de contre-réaction sur l'entrée. Ainsi le coefficient de réflexion en sortie S'_{22} (entrée adaptée), est constitué par une partie propre à la sortie (S_{22}) et d'une partie relative à l'impédance du générateur d'entrée "vue" de la sortie, déterminée par le paramètre S_{12} et S_{21} . L'ellipse de fonctionnement petit signal est en conséquence plus redressée quand la transconductance g_m et la capacité C_{gd} sont plus élevées et la self de source est plus faible. Le TEGFET, vu sa bonne commandabilité, est prédisposé à un fonctionnement plus en courant. Par ailleurs, la comparaison des résultats théoriques avec les résultats expérimentaux les a confirmés et a mis en évidence l'importance des capacités de plots dans le fonctionnement du composant.

L'étude sur le banc de charge active a permis de tracer les diagrammes de fonctionnement. Ceux-ci gardent la même allure à puissance de sortie maximale qu'en petit signal sauf quand ils sont en contact avec un des bords du réseau $I - V$. Ils s'adaptent alors avec celui-ci. Mais de façon générale, l'ellipse de fonctionnement est très redressée en comparaison avec des composants MESFET GaAs et MISFET InP ayant une moins bonne montée en fréquence. Remarquons que la fréquence d'essai pour le TEGFET (15 GHz) est encore assez faible et que des mesures à fréquence plus élevée viendront [3] confirmer expérimentalement cette tendance. La comparaison des schémas équivalents petit signal des différents composants, a montré une transconductance et une capacité C_{gd} plus faibles, une self L_s du même ordre de grandeur que dans le cas du TEGFET.

La conclusion que nous tirons de ces résultats, est que les composants ayant une bonne commandabilité en courant associée à des éléments de couplage entrée-sortie L_s et C_{gd} , importants et testés à une fréquence élevée auront une admittance de sortie élevée en module. Les ellipses très redressées qui en résultent ne permettent pas d'utiliser au mieux les potentialités en tension du réseau $I - V$. Ce qui peut expliquer la décroissance du rendement de drain avec la fréquence et l'effet modéré de l'augmentation de la tension de repos V_{dso} sur la puissance de sortie, observés lors des

relevés $P_s = f(P_e)$ du TEGFET.

Ce raisonnement peut être élargi à d'autres composants et on peut s'attendre à des résultats analogues pour tous les composants des nouvelles générations MESFET et TEGFET pseudomorphiques dès lors qu'ils ont une transconductance élevée. Les composants ayant une bonne montée en fréquence tout en conservant une transconductance faible devraient avoir de meilleurs résultats. Les performances obtenues récemment par P. Saunier sur le MISFET InP [10] vont dans ce sens.

Bibliographie

- [1] Y. CROSNIER et al
"TEGFET GaAs GaAlAs pour amplification de puissance et intégration monolithique"
Rapport final du contrat DRET n°85-176, 1989.

- [2] C. GENTILI
"Amplificateurs et oscillateurs micro-ondes"
Editions MASSON, 1984

- [3] A. AMAIRI
Thèse à paraître, Lille.

- [4] G. DAMBRINE
"Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent "
Thèse de Doctorat, Lille, 1989.

- [5] Y. TAKAYAMA
"A new load-pull characterisation method for microwave power transistors"
IEEE Trans on Mic. Theo. and Techn., Vol. 28, n° 11, 1980.

- [6] G. HALKIAS
"Modélisation et analyse physique du fonctionnement en amplification de puissance hyperfréquences du transistor à effet de champ à l'Arséniure de Gallium"
Thèse de 3ème Cycle, Lille, 1985

- [7] P. FELLON
"Etude théorique et expérimentale de composants MISFET au Phosphore d'Indium pour l'amplification de puissance hyperfréquences"
Thèse de Doctorat, Lille, 1990

- [8] Y. CROSNIER et al
"Analysis and understanding of GaAlAs MESFET behavior in power amplification"
IEE proceedings, vol. 134, pt I, n°1, 1987
- [9] G. HALKIAS et al
"A new approach to the RF power operation of MESFET's"
IEEE Trans. on Mic. Theo, and Techn, vol. 37, n°5, 1989
- [10] P. SAUNIER et al
"An I_nP MISFET with a power density of 1.8 W/mm at 30 GHz"
IEEE Electron. Dev. lett., vol 11, n°1, 1990.

Conclusion

Conclusion

Dans notre étude, nous avons abordé plusieurs aspects de l'amplification de puissance utilisant des TEGFETs AlGaAs. Ces aspects ont concerné la tension de claquage, le courant I_{dss} , la linéarité, la résistance d'accès et l'impédance de sortie. Les principaux résultats trouvés sont les suivants :

- Avec les structures classiques, il est apparu impossible de concilier un courant I_{dss} important (dopage élevé) et une bonne tension de claquage. En effet, au-delà d'un dopage 10^{18} cm^{-3} , cette dernière tombe à quelques volts. Recherchant la raison de cette limitation, nous avons mis en évidence le rôle très important joué par l'effet tunnel qui, aux dopages élevés, initialise le claquage, l'ionisation par choc passant de ce fait au second plan.

L'étude d'optimisation nous a permis d'établir des structures atténuant, voire éliminant, le courant tunnel. Celles-ci reposent sur l'utilisation d'une couche d'AlGaAs à profil fortement différencié, non intentionnellement dopée sous la grille et très dopée près du canal (structure que nous avons appelée "pulse-doped"). Ces structures ont permis d'atteindre des tensions de claquage supérieures à 15 V, même dans le cas de composants ayant des creusements de grille très étroits.

- Nous avons par ailleurs montré la forte limitation des structures classiques quant au courant de saturation I_{dss} . Nous avons établi que celui-ci, dans le meilleur des cas, peut dépasser difficilement 300 mA/mm. Cela nous a conduit à poursuivre l'étude en considérant des structures associant en parallèle plusieurs canaux (structure multipuits).

Une utilisation optimale de telles structures a nécessité la mise au point d'une modélisation de leur commande de charge et, après plusieurs réalisations, nous avons réussi à concilier à la fois courant élevé et linéarité de sa commande grâce à une disposition particulièrement favorable des différentes couches constituant le composant.

- En définitive, l'association des deux procédés précédents (structures simultanément multipuits et pulse-doped) a permis de réaliser des composants présentant

un courant et une tension de claquage respectivement de 450 mA/mm et 18 V, en nous limitant à l'utilisation de trois hétérojonctions pour faciliter la commande en profondeur. Nous avons atteint des performances en puissance tout à fait honorables : 500 mW/mm à 15 GHz avec un gain de 6,5 dB et un rendement en puissance ajoutée de 25%. Et, grâce à notre optimisation, nous avons obtenu une remarquable linéarité avec seulement 1,3 dB de compression du gain quand la puissance de sortie est maximale. Ces résultats, notamment la puissance de saturation et la fréquence de travail, peuvent être améliorés par l'adjonction d'un quatrième puits et par une optimisation plus poussée du creusement de grille. Une telle structure est en cours de réalisation.

- Dans une étude paramétrique de la puissance de sortie, réalisée sur un grand nombre d'échantillons, nous avons mis en évidence des corrélations intéressantes. Il est clairement apparu que le paramètre déterminant est le courant de saturation I_{dss} et, que celui-ci, lorsqu'il est insuffisant, peut difficilement être compensé par les autres paramètres. Le rôle de la tension de claquage est apparu complémentaire. En effet, nous avons établi qu'une valeur élevée de celle-ci est un facteur d'amélioration des performances du composant dans la mesure où les autres paramètres sont favorables, en particulier en ce qui concerne I_{dss} . La linéarité de la réponse en puissance a été démontrée étroitement liée à l'évolution du MAG avec la tension de commande V_{gs} . Plus cette dernière est "plate", plus la réponse en puissance est linéaire. Nous avons enfin montré que le rendement de drain est étroitement dépendant de la fréquence de coupure du gain en courant du composant et décroît quand la fréquence d'essai est proche de celle-ci.
- La limitation la plus importante que nous avons trouvée dans l'utilisation des structures pulse-doped, est relative aux résistances d'accès de source et de drain qui malgré des progrès très notables au cours des différentes réalisations n'ont pas pu être rendues plus faibles que $0,4 \Omega.mm$. Ce problème nous a amenés à effectuer une étude théorique qui a montré que la résistance de source est de manière prédominante imposée par la qualité de la diffusion du contact ohmique dans la profondeur de la structure. Le dopage du cap layer est apparu comme un élément pouvant apporter une amélioration notable. Aucun effet clair n'a été relevé à la distance source-grille.

- Enfin dans une dernière étude, nous nous sommes penchés sur le rôle joué par l'impédance de sortie du composant dans le fonctionnement à forte puissance. Nous avons mis en évidence une augmentation avec la fréquence de coupure, à la fois de la conductance et de la susceptance de sortie, celles-ci pouvant dépasser assez largement les valeurs attachées aux éléments g_d et C_{ds} , quand on s'approche de la fréquence de coupure. L'effet est d'autant plus marqué que g_m et C_{ds} sont élevées. Cet effet a été corrélé avec les ellipses de fonctionnement du courant drain en fonction de la tension drain-source, pour lesquelles nous avons pu montrer que l'inclinaison du grand axe tend vers la verticale à fréquence élevée. Ce comportement favorisant l'excursion de courant mais non celle de tension est, à notre sens, fondamental et doit désormais être un critère à observer par tout concepteur de transistors à effet de champ.

L'ensemble de cette étude constitue une base pour la conception d'amplificateurs hyperfréquences utilisant des TEGFETs AlGaAs, mais également dans un futur très proche des TEGFETs basés sur la filière pseudo-morphique AlGaAs/ GaInAs. Cette nouvelle orientation ne rend nullement caduques nos conclusions, celles-ci étant essentiellement basées sur le principe physique du composant et seulement au second degré sur les propriétés des matériaux qui le constituent. Donc moyennant quelques modifications, elles peuvent être transposées pour la conception en vue d'un fonctionnement de puissance, de tous les nouveaux composants TEGFET à multihétérojonctions apparus récemment.

Annexe

Détail du calcul des paramètres Y_{ij} à partir
du schéma équivalent du TEGFET

Annexe

Détail du calcul des paramètres Y_{ij} à partir du schéma équivalent du TEGFET

Le schéma équivalent du paragraphe 5.2.1.1 est représenté sur la figure a.1. Les éléments de chaque branche sont regroupés sous forme d'impédances complexes. Les différents éléments sont définis de la façon suivante :

$$Z_g = R_g + jL_g\omega \quad (6.1)$$

$$Z_d = R_d + jL_d\omega \quad (6.2)$$

$$Z_s = R_s + jL_s\omega \quad (6.3)$$

$$Z_{gs} = R_i + \frac{1}{jC_{gs}\omega} \quad (6.4)$$

$$Y_{gd} = jC_{gd}\omega = \frac{1}{Z_{gd}} \quad (6.5)$$

$$Y_{ds} = g_d + jC_{ds}\omega = \frac{1}{Z_{ds}} \quad (6.6)$$

Les éléments importants dans ce schéma sont ceux qui permettent de calculer les paramètres admittance, c'est-à-dire v_1 , v_2 , i_1 , et i_2 . Rappelons que les expressions des paramètres Y_{ij} sont :

$$Y_{11} = \left(\frac{i_1}{v_1} \right)_{v_2=0} \quad (6.7)$$

$$Y_{12} = \left(\frac{i_1}{v_2} \right)_{v_1=0} \quad (6.8)$$

$$Y_{21} = \left(\frac{i_2}{v_1} \right)_{v_2=0} \quad (6.9)$$

$$Y_{22} = \left(\frac{i_2}{v_2} \right)_{v_1=0} \quad (6.10)$$

En plus de i_1 , i_2 , v_1 et v_2 , nous avons dû définir d'autres courants et tensions, comme le montre la figure 1. Les inconnues sont au nombre de 10.

Pour résoudre ce problème nous n'avons, en fait, besoin que de 8 équations. En effet, dans les relations (7) à (10), une des inconnues est supposée égale à zéro, ce qui

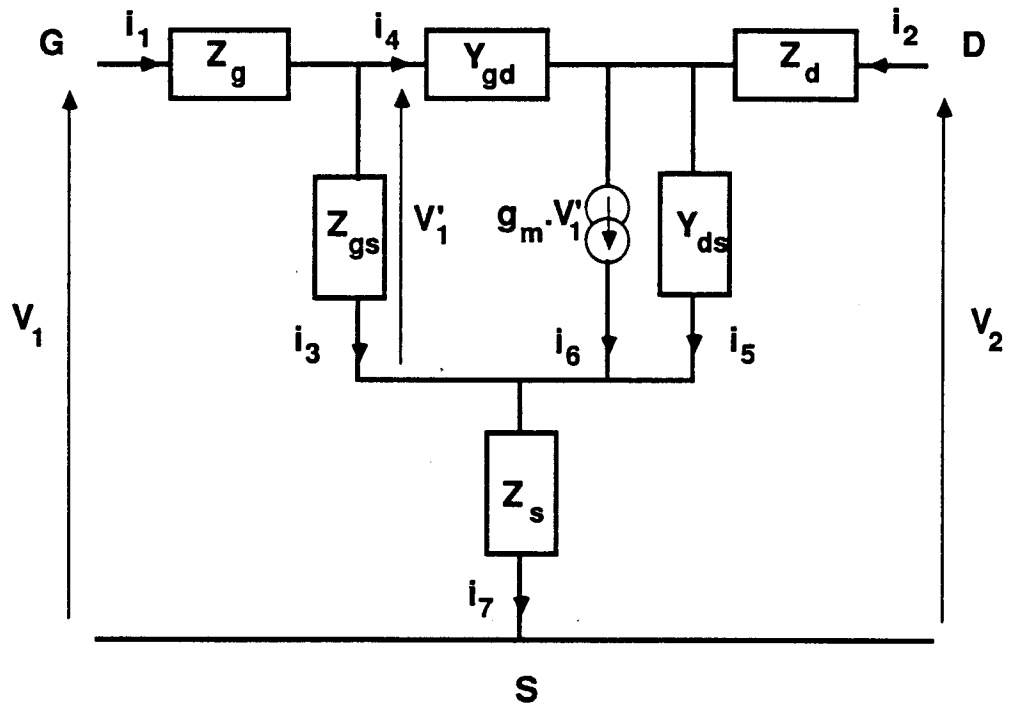


Figure 1 : Schéma équivalent du transistor à effet de champ montrant la signification des différentes grandeurs (courants, tensions, impédances et admittances) utilisées dans le modèle.

réduit d'un le nombre d'équations nécessaires. De plus, dans ces relations, une des inconnues est déterminée en fonction de l'autre, ce qui réduit à nouveau le système à 8 équations.

Ces équations sont les suivantes :

$$i_1 = i_3 + i_4 \quad (6.11)$$

$$i_7 = i_3 + i_5 + i_6 \quad (6.12)$$

$$i_2 = i_5 + i_6 - i_4 \quad (6.13)$$

$$i_6 = g_m v'_1 \quad (6.14)$$

$$v'_1 = Z_{gs} \cdot i_3 \quad (6.15)$$

$$v_1 = Z_g i_1 + v'_1 + Z_s i_7 \quad (6.16)$$

$$v_2 = Z_d i_2 + i_5 Z_{ds} + Z_s i_7 \quad (6.17)$$

$$v'_1 = Z_{gd} i_4 + Z_{ds} i_5 \quad (6.18)$$

Nous avons résolu ces équations par substitution. Le calcul qui est relativement compliqué nous a conduit aux expressions suivantes :

$$Y_{11} = \frac{A_1}{A_2} \quad (6.19)$$

$$Y_{12} = \frac{B_1}{B_2} \quad (6.20)$$

$$Y_{21} = \frac{C_1}{C_2} \quad (6.21)$$

$$Y_{22} = \frac{D_1}{D_2} \quad (6.22)$$

$$A_1 = 1 - \frac{Z_s(g_m - Y_{gd})}{A_4} + \frac{Z_{gs} \cdot Y_{gd}(1 + Z_d(g_m - Y_{gd}))}{A_4}$$

$$A_2 = Z_g + Z_{gs} + Z_s - Z_s \cdot \frac{A_3}{A_4} + Z_{gs} \cdot Y_{gd} \cdot \left(Z_g + \frac{Z_d \cdot A_3}{A_4} \right)$$

$$A_3 = Z_g \cdot (g_m - Y_{gd}) + Z_s(Y_{ds} + g_m)$$

$$A_4 = 1 + Z_d \cdot (Y_{ds} + Y_{gd}) + Z_s(Y_{ds} + g_m)$$

$$\begin{aligned}
B_1 &= 1 + (Z_{ds} + g_m \cdot Z_{gs} \cdot Z_{ds}) \left(Y_{gd} - \frac{Y_{gd} \cdot Z_d (Y_{ds} + Y_{gd})}{A_4} \right) \\
&\quad - \frac{(Z_d + Z_s + Z_{ds})(Y_{ds} + Y_{gd})}{A_4} \\
B_2 &= Z_s - Z_{ds} \cdot Z_{gs} \cdot g_m - \frac{A_3}{A_4} (Z_d + Z_s + Z_{ds}) \\
&\quad - (Z_s + g_m \cdot Z_{gs} \cdot Z_{ds}) \left(Y_{gd} \cdot Z_g + Y_{gd} \cdot Z_d \cdot \frac{A_3}{A_4} \right) \\
C_1 &= 1 + Z_{gs} \cdot Y_{gd} \left(1 - \frac{Z_g \cdot (g_m - Y_{gd})}{A_3} \right) \\
&\quad - (Z_g + Z_{gs} + Z_s) \cdot \frac{(g_m - Y_{gd})}{A_3} \\
C_2 &= Z_s - Z_{gs} \cdot Y_{gd} \left(Z_d + \frac{A_4}{A_3} \cdot Z_g \right) - (Z_g + Z_{gs} + Z_s) \frac{A_4}{A_3} \\
D_1 &= 1 - Z_s - (Z_{ds} \cdot Z_{gs} \cdot g_m) \cdot \frac{(Y_{ds} + Y_{gd})}{A_3} \\
&\quad + (Z_{ds} + g_m \cdot Z_{gs} \cdot Z_{ds}) \cdot \left(Z_g \cdot Y_{gd} \cdot \left(\frac{Y_{ds} + Y_{gd}}{A_3} \right) + Y_{gd} \right) \\
D_2 &= (Z_d + Z_s + Z_{ds}) - (Z_s - Z_{ds} \cdot Z_{gs} \cdot g_m) \cdot \frac{A_4}{A_3} \\
&\quad + Z_{ds} (1 + g_m \cdot Z_{gs}) \left(Z_g \cdot Y_{gd} \cdot \frac{A_4}{A_3} + Z_d Y_{gd} \right)
\end{aligned}$$

Abstract

High Electron Mobility field effect Transistor (HEMT) has demonstrated a higher frequency capability than MESFET. However its power performance seemed to be strongly limited due to many physical problems. It is the reason why this study has been undertaken.

A first theoretical and experimental study permitted us to explain the breakdown origin. The breakdown voltage limitation has been resolved by designing special structures. Then a wide investigation has led us to the realization of optimum multichannel HEMTs which show very interesting performance.

In another part, a large experimental study was carried out with the aim to establish correlations between technological and electrical parameters and power performance. In addition, the particular problems of parasitic source resistance and output impedance was studied. This permitted us to make obvious one essential problem put by millimeter wave power FETs.

Résumé

Le transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel d'électrons (TEGFET) a montré une meilleure montée en fréquence que le transistor MESFET. Cependant, ses performances en puissance étaient soumises à des limitations physiques profondes. C'est ce problème qui a fait l'objet de ce travail.

Une première étude théorique et expérimentale de la tension de claquage a permis d'en expliquer l'origine et d'aboutir à une structure spéciale ayant une bonne tenue en claquage. Ensuite, une étude plus générale nous a permis par l'utilisation de TEGFET multicouches optimaux d'aboutir à des performances intéressantes de puissance.

La suite de ce travail a concerné les corrélations entre les paramètres technologiques et électriques avec les performances de puissance. Enfin, l'étude a été complétée par une investigation des problèmes relatifs à la résistance de source et à l'impédance de sortie. Nous avons mis ainsi en évidence un des problèmes essentiels posé par le comportement des transistors à effet de champ millimétriques de puissance.

Mots clés

- Transistor à effet de champ
- multihétérojonctions
- Arséniure de Gallium et d'Aluminium
- Amplificateur de puissance
- hyperfréquences
- claquage

