

N° d'ordre : 266

50376
1988
119

50376
1988
119

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Didier DEPREEUW



MODELISATION DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTIONS, APPLICATION AU MISFET GaAlAs/GaAs ET A L'ETUDE DU TRANSFERT ELECTRONIQUE DANS L'ESPACE REEL

Soutenu le 4 Octobre 1988 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	G. SALMER	Président
		E. CONSTANT	Directeur de Thèse
		R. CASTAGNE	Rapporteur
		Y. CROSNIER	Rapporteur
		M. WOLNY	Examineur
		J. ZIMMERMANN	Examineur

A FLORENCE
A MES PARENTS ET BEAUX-PARENTS
A MA FAMILLE ET TOUS MES AMIS

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois dirigé par Monsieur le Professeur SALMER.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur SALMER qui me fait l'honneur de présider à la commission d'examen.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur CONSTANT qui a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Son soutien continu, sa disponibilité, ses encouragements m'ont profondément touché.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur CASTAGNE de l'Université de Paris Orsay et Monsieur le Professeur CROSNIER de l'Université de Lille qui me font l'honneur de participer au jury de cette thèse et d'en être rapporteurs.

J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur M. WOLNY, ingénieur au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (LEP), pour nous avoir fourni de nombreux composants de qualité et pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Je suis particulièrement heureux que Monsieur J. ZIMMERMANN, Directeur de recherche au CNRS, participe à ce jury. Ses nombreux conseils et sa disponibilité m'ont été d'un grand secours.

Je tiens à remercier vivement l'ensemble du personnel du laboratoire sans qui ce travail n'aurait pu voir le jour :

- Mesdames A. FATTORINI, M. MIENS et Mademoiselle P. LEGRY, Messieurs P. ARMAND, M. FRANCOIS, B. GRIMBERT, A. LEROY, JL. LORRIAUX, J. VAMBREMEERSCH et D. VANDERMOERE de la centrale de technologie,

- Mesdames J. LECHIEN et D. VAMBREMEERSCH pour les nombreux conseils en dactylographie,

- Mesdames E. DELOS et S. LEPILLIET ainsi que Monsieur E. PLAYEZ de la centrale de caractérisation,

- Monsieur JP. DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce manuscrit.

J'aimerais également remercier tous les membres du laboratoire, en particulier Monsieur F. DANNEVILLE, avec qui j'ai eu plaisir à travailler et qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Enfin, je remercie tout particulièrement Mademoiselle Florence NATIEZ pour les nombreux conseils en dactylographie qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

TABLE DES MATIERES

	PAGE
<u>INTRODUCTION</u>	12
CHAPITRE 1 - <u>LES DIFFERENTS TYPES DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP</u>	16
<u>EN ARSENIURE DE GALLIUM : THEORIE ANALYTIQUE</u>	
<u>ELEMENTAIRE ; PREMIERE ETUDE DE LEUR PROPRIETE</u>	
1.1 INTRODUCTION	18
1.2 LES HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES UTILISEES, LES DIFFERENTES CARACTERISTIQUES CALCULEES	19
1.3 LE MESFET	20
1.3.2 La structure	
1.3.2 Calcul de la tension de pincement	21
1.3.3 Calcul des paramètres caractéristiques	22
1.4 LE TEGFET	25
1.4.1 La structure	
1.4.2 Calcul de la tension de pincement	26
1.3.3 Calcul des paramètres caractéristiques	28
1.5 LE MISFET	30
1.5.1 La structure	
1.5.2 Calcul de la tension de pincement	31
1.5.3 Calcul des paramètres caractéristiques	32

	PAGE
1.6 LE SISFET	34
1.6.1 La structure	
1.6.2 Calcul de la tension de pincement	
1.6.3 Calcul des paramètres caractéristiques	35
1.7 VALEURS NUMERIQUES TYPIQUES DES PARAMETRES DU MISFET ET DU SISFET	
1.8 LE MISFET A CANAL DOPE	36
1.8.1 La structure	
1.8.2 Calcul de la tension de pincement	38
1.8.3 Calcul des paramètres caractéristiques	
1.9 LE TRANSITOR MULTIPUITS	40
1.9.1 La structure	
1.9.2 Calcul de la tension de pincement	42
1.9.3 Calcul des paramètres caractéristiques	
1.10 COMPARAISON ENTRE LES DIFFERENTS TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP	47
 CHAPITRE 2 - <u>METHODE GENERALE DE MODELISATION DU TRANSISTOR A</u> <u>EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTION</u>	 54
 2.1 INTRODUCTION	 56
2.2 CARACTERISTIQUES GENERALES DU MODELE PROPOSE	58
2.2.1 Les différentes structures qui peuvent être étudiées	

	PAGE
2.2.2 Les différents phénomènes physiques que nous pouvons prendre en compte	58
2.2.3 Méthodologie suivie pour le traitement d'une structure à effet de champ	62
2.3 ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE LA STRUCTURE SUIVANT UN AXE PERPENDICULAIRE A LA GRILLE	64
2.3.1 Etude tenant compte de la quantification des gaz électroniques	
2.3.1.1 Détermination de la position du niveau de Fermi en fonction de la densité de charge du gaz 2D	65
a) Méthodologie du calcul des états électroniques liés à un puits de potentiel	66
b) Exemples d'application de ce logiciel (2DZ)	68
2.3.1.2 Détermination des populations électroniques et de la densité du courant de grille lorsque N_S est connue	71
2.3.2 Etude ne tenant pas compte d'une quantification de gaz électronique	77
2.4 ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE LA STRUCTURE SUIVANT L'AXE SOURCE DRAIN	78
2.4.1 Description des grandes lignes de la méthode	
2.4.1.1 Calcul du courant dans le canal	79
a) En régime de mobilité	
b) En régime non stationnaire	80

	PAGE
2.4.1.2 Détermination des différentes grandeurs électriques suivant l'axe source drain	85
2.4.2 Prise en compte de manière plus précise des différents phénomènes physiques	87
2.4.2.1 Les effets de charge d'espace résultant de la résolution de l'équation de Poisson	
a) Etude des phénomènes d'injection dans la couche tampon	
b) Etude des phénomènes se produisant pour des tensions de grille inférieures à la tension de pincement	88
2.4.2.2 Les effets thermiques	89
2.4.2.3 Influence de l'échauffement des électrons sur le contrôle par la grille de la charge électronique : prise en compte du transfert dans l'espace réel	90
2.5 CARACTERISTIQUES FINALES ET PERFORMANCES DES DIFFERENTS LOGICIELS MIS AU POINT	92
2.6 SUR QUELQUES EXEMPLES D'UTILISATION DU MODELE ELABORE	98
2.7 CONCLUSION	103
CHAPITRE 3 - <u>CARACTERISTIQUES GENERALES DU MISFET</u>	106
3.1 INTRODUCTION	108
3.2 COMPARAISON ENTRE LE TEGFET ET LE MISFET	109
3.2.1 Comparaison avec le TEGFET dans le cadre de l'approximation canal court	

	PAGE
3.2.2 Comparaison avec le TEGFET à partir du modèle complet	117
3.3 ETUDE EXPERIMENTALE SUR DES COMPOSANTS REALISES AU LEP, PREMIERE CONFRONTATION AVEC L'EXPERIENCE	123
3.3.1 Les différents composants étudiés	
3.3.1.1 Caractéristiques de l'épitaxie	
3.3.1.2 Caractéristiques géométriques des différentes séries de MISFET	125
3.3.2 La caractérisation basse fréquence	126
3.3.2.1 Caractérisation statique	128
3.3.2.2 Caractérisation aux fréquences intermédiaires (100 MHz - 1 GHz)	132
3.3.3 La caractérisation hyperfréquence	141
3.3.4 Première comparaison entre la théorie et l'expérience	148
3.4 ETUDE PLUS APPROFONDIE DU COURANT DE GRILLE	152
3.4.1 Introduction	
3.4.2 Théorie analytique du courant de grille	154
3.4.3 Comparaison avec l'expérience	166
3.4.4 Recherche de la structure optimale, les autres matériaux	170
3.4.4.1 Recherche de la structure optimale pour les MISFETs GaAlAs/GaAs	
3.4.4.2 Les autres matériaux	173
3.5 CONCLUSION	

	PAGE
CHAPITRE 4 - <u>ETUDE DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE</u>	180
4.1 INTRODUCTION	182
4.2 EXPLICATION ET INTERPRETATION QUALITATIVE DU PHENOMENE DE RESISTANCE NEGATIVE	
4.3 DESCRIPTION DU MODELE THEORIQUE UTILISE POUR PRENDRE EN COMPTE LE PHENOMENE DE RESISTANCE NEGATIVE	185
4.3.1 Détermination du courant drain en régime d'électrons chauds	
4.3.2 Application du procédé dans le logiciel complet : exemples de résultats obtenus	190
4.4 COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX	194
4.4.1 Confrontation entre la théorie et l'expérience	
4.4.2 Discussion des résultats obtenus	198
4.5 PROSPECTION DES APPLICATIONS POSSIBLES DU PHENOMENE DE RESISTANCE NEGATIVE	200
4.5.1 De l'intérêt du phénomène étudié	
4.5.2 Les différentes possibilités d'application	201
4.5.2.1 Production d'oscillations	202
4.5.2.2 Renforcement du gain dans un amplificateur	
4.5.2.3 Compensation des pertes des éléments passifs	205
4.6 DEFINITION DES CRITERES DE QUALITE POUR LE FONCTIONNEMENT EN RESISTANCE NEGATIVE	
4.6.1 Introduction des critères	

	PAGE
4.6.2 Evaluation des MISFETs réalisés au LEP à partir de ces critères	208
4.7 PREMIER ESSAI DE DEFINITION DE STRUCTURES PLUS OPTIMALES	212
4.7.1 Caractéristiques optimales de l'épitaxie utilisée	214
4.7.2 Etude de l'influence de la longueur de grille	215
4.7.3 Etude du rôle joué par la distance séparant le caisson N ⁺ du bord de grille	219
4.7.4 Rôle des résistances d'accès	221
4.7.5 Conclusion	223
 <u>CONCLUSION GENERALE</u>	 228
 <u>RESUME</u>	 231

INTRODUCTION

L'avènement, il y a une vingtaine d'années, du transistor à effet de champ en Arséniure de Gallium (GaAs) et à grille Schottky (MESFET GaAs) a révolutionné peu à peu les technologies hyperfréquences. Dans le domaine des ondes décimétriques, il permet désormais de remplir la plupart des fonctions de l'électronique en intervenant sous forme de composant discret dans les circuits hybrides ou, de plus en plus, comme élément de base de circuits intégrés monolithiques. Grâce aux progrès des technologies et des procédés d'élaboration des couches actives semiconductrices, les performances du MESFET GaAs ont progressé et ont atteint un niveau limite élevé qui n'a cependant plus augmenté de façon significative depuis quelques années.

Les progrès récents et la percée du transistor à effet de champ observés dans le domaine des ondes millimétriques sont alors venus de l'utilisation d'hétéroépitaxies rendue possible par le développement de nouvelles méthodes d'épitaxie (EJM, OMCVD). L'emploi de couches semiconductrices superposées, composées d'un semiconducteur non intentionnellement dopé (NID) à faible largeur de bande interdite (nous considérerons ici le cas du GaAs) sur lequel on a fait croître un semiconducteur de bande interdite plus élevée et fortement dopé (nous considérerons ici le cas de GaAlAs) permet de réaliser à l'interface entre les matériaux une discontinuité de la bande de conduction. De ce fait, les électrons produits par l'ionisation des impuretés dans le GaAlAs et ayant diffusé dans le GaAs ne peuvent plus retourner dans leur semiconducteur d'origine. Ils s'accumulent donc peu à peu dans le GaAs où ils constituent progressivement un gaz d'électrons à deux dimensions (2 D). Les propriétés de transport de ce gaz 2 D sont particulièrement favorables puisque les électrons y sont débarrassés de l'interaction avec les impuretés qui les ont créés. Ils peuvent de ce fait se déplacer à des vitesses élevées et la tenue en fréquence des transistors à effet de champ, élaborés à partir de ce type d'hétéroépitaxie et que nous appellerons TEGFET, doit être particulièrement importante. Par ailleurs, la forte bande interdite du GaAlAs permet de réaliser des barrières schottky de qualité convenable tout en utilisant des couches semiconductrices fortement dopées dont l'épaisseur peut en conséquence être réduite et l'on peut ainsi obtenir des transconductances particulièrement élevées.

Ces différentes considérations expliquent pourquoi le TEGFET a permis d'obtenir une amélioration sensible des performances par rapport au MESFET, particulièrement dans le domaine des facteurs de bruit et des fréquences de coupure. Elles permettent également, dans une certaine mesure, d'expliquer les problèmes qui se sont posés et se posent encore pour l'utiliser de façon systématique dans les circuits hyperfréquences. Ces problèmes sont en effet multiples et résultent :

- de l'utilisation de couches semiconductrices très dopées et très minces qui se traduit par une dispersion, liée à la fluctuation de leur épaisseur, souvent importante et prohibitive des tensions de pincement,

- de la présence fréquente dans la couche de GaAlAs d'électrons présentant des propriétés de transport défavorables et détériorant les performances finales du composant,

- de l'existence dans le GaAlAs de centres profonds piégeant une partie des électrons et diminuant d'autant le courant traversant le transistor.

Ces inconvénients du TEGFET sont inhérents à sa structure et sont de ce fait difficile à éviter. C'est pourquoi, depuis quelques années, les nombreux laboratoires travaillant dans le domaine des semiconducteurs III V, dont le Centre Hyperfréquence et Semiconducteur où nous avons effectué ce travail, se préoccupent de trouver une alternative au TEGFET basée sur l'utilisation d'hétéroépitaxie de caractéristiques différentes. Dans cette perspective, l'idée la plus simple est de ne pas doper la couche épitaxiée de GaAlAs qui, compte tenu de la valeur élevée de sa bande interdite, se comporte ainsi comme un isolant qui, lorsque l'on applique à la grille une tension positive, permet aux électrons de s'accumuler dans la couche de GaAs. On obtient ainsi un fonctionnement très voisin de celui du MOSFET en Silicium et les problèmes liés à l'utilisation du TEGFET n'existent plus dans la mesure où la couche de GaAlAs n'étant pas dopée, le nombre d'électrons et de niveau donneur profond dans ce semiconducteur deviennent négligeables. Ce composant que nous appellerons le MISFET GaAlAs/GaAs [1], [2], [3], [4] a déjà été réalisé avec succès par plusieurs laboratoires et les performances obtenues semblent encourageantes.

C'est pourquoi, dans le cadre de la préparation d'un Doctorat en Electronique, nous avons été chargé d'étudier théoriquement les propriétés de ce composant et de les comparer aux différents types d'hétérotransistors à effet de champ utilisant des semiconducteurs III V proposés ces dernières années dans la littérature. Grâce à une collaboration qui se poursuit depuis une dizaine d'années entre notre laboratoire et le LEP, nous avons eu la chance de disposer de MISFETs performants réalisés par l'équipe de Monsieur WOLNY. C'est ainsi que nous avons pu systématiquement vérifier les résultats de nos analyses théoriques par des caractérisations expérimentales. C'est donc le travail effectué dans ces deux domaines que nous nous proposons d'exposer dans ce mémoire.

Dans une première étape, il nous a paru intéressant d'essayer, à partir d'une théorie très élémentaire, de passer en revue les propriétés des différents types de transistor à effet de champ utilisant des épitaxies ou des hétéroépitaxies à semiconducteur III V. L'objectif est de dresser dans le premier chapitre de ce mémoire un panorama de leurs avantages et inconvénients respectifs et de dégager les spécificités et l'intérêt du MISFET GaAlAs/GaAs.

On est cependant très vite limité dans cette façon de faire basée sur l'utilisation de modèles extrêmement simplifiés. Si l'on veut obtenir des résultats quantitatifs susceptibles d'être comparés à l'expérience, si l'on veut être en mesure d'optimiser une structure pour une application donnée, il faut disposer de théories plus quantitatives. C'est pourquoi, nous exposons dans le chapitre 2 la démarche que nous avons suivie en collaboration étroite avec P. GODTS pour élaborer un modèle plus complet prenant en compte pratiquement tous les phénomènes physiques se produisant dans un transistor à effet de champ élaboré à partir d'hétéroépitaxie. Dans le procédé que nous avons mis au point, nous utilisons systématiquement les nombreux travaux effectués dans le domaine au laboratoire, en particulier par A. CAPPY et J. ZIMMERMANN, mais la méthode que nous proposons est assez largement originale dans la mesure où l'on tient compte d'un certain nombre d'effets physiques ou géométriques négligés jusqu'ici et où pratiquement tous les types de transistors peuvent être étudiés.

Nous pouvons alors appliquer le modèle mis au point à l'étude du MISFET GaAlAs/GaAs dont nous étudions en détail les propriétés en les comparant à celles du TEGFET. Nous confrontons alors les résultats obtenus à ceux donnés par une caractérisation expérimentale complète des composants réalisés au LEP. Cette comparaison entre théorie et expérience nous amène ainsi à affiner la méthode de calcul du courant grille dont l'évaluation apparaît fondamentale puisque sa présence constitue sans doute une limitation essentielle de ce type de composant. Une expression analytique très simple et originale permettant le calcul du courant grille peut ainsi être proposée puis utilisée pour définir une structure optimale et étudier les possibilités d'autres types de matériaux.

Le dernier chapitre de ce mémoire est enfin consacré à l'étude d'un phénomène important se produisant dans le MISFET GaAlAs soumis à des tensions de grille élevées. L'application d'une tension de drain se traduit alors par un échauffement des électrons qui peuvent ainsi transférer dans le GaAlAs et être récoltés par l'électrode de grille. Il en résulte une augmentation brutale du courant grille et une diminution égale du courant drain. La conductance différentielle entre source et drain devient ainsi négative et c'est donc ce phénomène, susceptible d'un certain nombre d'applications, que nous nous sommes efforcés d'étudier. Nous mettons tout d'abord au point une théorie simple permettant la modélisation de ce phénomène et la détermination expérimentale sur les composants réalisés au LEP de la température transverse des électrons formant le gaz 2 D. Après avoir montré la validité de la méthode, nous essayons de prospecter les différentes applications possibles de ce phénomène et de définir la ou les structures optimales qui permettraient de les exploiter.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] M. WOLNY, T. AGUILA, P. DECONINCK, D. MORONI, J. P. ANDRE
High-performance WN-gate MISFETs fabricated from MOVPE wafers,
Electronics Letters, 23, pp 1127-1128, 1987

- [2] C-H CHEN, S. M. BAIER, D. K. ARCH, M. S. SHUR
A New and Simple Model for GaAs Heterojunction FET Gate
Characteristics,
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 35, NO. 5, MAY 1988

- [3] J. BAEK, M. S. SHUR, R. R. DANIELS, D. K. ARCH, J. K. ABROKWAH and
O. N. TUFTE,
Current-Voltage and Capacitance-Voltage Characteristics of
Heterostructure Insulated-Gate Field-Effect Transistors,
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-34, NO. 8, AUGUST
1987

- [4] S. FUJITA, T. MIZUTANI
Characterization of Heterostructure Complementary MISFET Circuits
Employing the New Gate Current Model
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-34, NO. 9, September
1987

CHAPITRE 1

ETUDE PRELIMINAIRE DES PROPRIETES DES
DIFFERENTS TYPES DE TRANSISTORS A EFFET
DE CHAMP EN SEMICONDUCTEUR III V

1.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons de décrire les principales caractéristiques des différents types de transistors à effet de champ réalisables à partir d'homoépitaxie ou d'hétéroépitaxie constituées de semiconducteurs III-V. Dans ce but, nous présentons une théorie élémentaire de tous ces composants basée sur des hypothèses très simplificatrices. L'objectif n'est pas de décrire aussi exactement que possible les propriétés de ces transistors, mais de mettre en évidence leurs principales spécificités et caractéristiques. Ces informations nous seront en effet très précieuses pour interpréter les résultats des analyses plus approfondies que nous effectuerons dans la suite de ce travail.

Nous étudions successivement les propriétés des transistors suivants :

- le Transistor à Effet de Champ (TEC) en Arséniure de Gallium dont la structure est de type métal-semiconducteur que nous appelons MESFET,

- le TEC à hétérojonction, qui bénéficie dans la littérature de nombreuses appellations (TEGFET, MODFET, HEMT, SDHT...), chacune d'entre elles mettant en évidence une des particularités du comportement ou de la structure de ce TEC à gaz bidimensionnel ; nous désignons par la suite, sous le nom de TEGFET, ce type de structure,

- le transistor de type Métal-Isolant-Semiconducteur (MISFET) encore appelé MIS HFET, HIGFET, SAHFET,

- le SISFET (Semiconducteur-Isolant-Semiconducteur),

- le MISFET à canal dopé,

- et enfin le TEC MULTIPUITS constitué, comme son nom l'indique, d'un grand nombre d'hétérojonctions et donc de puits de potentiels.

1.2 LES HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES UTILISEES, LES DIFFERENTES CARACTERISTIQUES CALCULEES

Afin d'obtenir des expressions aussi simplifiées que possible des caractéristiques du composant, nous effectuons trois grandes hypothèses simplificatrices.

En premier lieu, l'approximation canal court est utilisée. Nous admettons ainsi que la longueur de grille du transistor est suffisamment faible pour que nous puissions admettre que tout au long du canal sous la grille :

- la vitesse des porteurs reste égale à une constante que nous notons v_m ,
- la densité superficielle des charges mobiles garde également une valeur constante,
- le potentiel entre la grille et le canal ne varie pas de façon notable et est donc unique.

Nous supposons en deuxième lieu que la longueur de Debye est toujours beaucoup plus petite que les épaisseurs des différentes épitaxies. En conséquence, nous négligeons les zones de transitions entre les zones parfaitement désertées (c'est-à-dire sans porteurs mobiles) et les zones neutres correspondant à des semiconducteurs de concentration électronique égale à la concentration en impuretés.

Enfin, chaque fois que dans un composant il y a un puits de potentiel suffisamment étroit pour donner lieu à une quantification du mouvement des électrons, nous admettons que la concentration du gaz d'électrons (N_S) à deux dimensions varie linéairement avec la position du niveau de Fermi dans le puits (E_{fp}). Plus précisément, nous pouvons écrire :

$$E_{fp} = b.N_S \text{ (eV) pour } T = 300 \text{ K} \quad (1.1)$$

$$\text{avec } b = 0.125 \cdot 10^{-12} \text{ V.cm}^2$$

Cette approximation a déjà été utilisée par plusieurs auteurs [1], [2], elle est satisfaisante pour des N_S compris entre $0.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, elle l'est beaucoup moins pour des N_S plus faibles, en conséquence, les tensions de pincement calculées à partir de cette relation seront légèrement erronées.

Ces trois hypothèses sont évidemment très simplificatrices et leurs applications ne permettent d'obtenir que des ordres de grandeurs des caractéristiques des différents transistors que nous comparons à des résultats obtenus à partir de modèles beaucoup plus élaborés.

A partir de ces hypothèses, nous pouvons calculer simplement, en fonction des caractéristiques d'épitaxie de chaque type de composants, les différentes grandeurs suivantes :

- la tension de pincement (V_p), c'est-à-dire la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour annuler le courant drain I_D ,

- la transconductance g_m qui caractérise la sensibilité de la commande du courant de drain par la tension de grille,

- la capacité d'entrée grille source C_{GS} du transistor,

- la fréquence de coupure en courant (f_c) défini par la relation suivante :

$$f_c = \frac{g_m}{2 \cdot \pi \cdot C_{GS}} \quad (1.2)$$

- et enfin, le courant drain maximum que peut fournir la structure I_D^{\max} .

1.3 LE MESFET

1.3.1 LA STRUCTURE

Elle est bien connue et est représentée à la figure 1.1. Sur une homoépitaxie n^+ déposée sur un substrat semi isolant, on réalise, entre deux contacts ohmiques constituant la source et le drain, un contact Schottky constituant la grille.

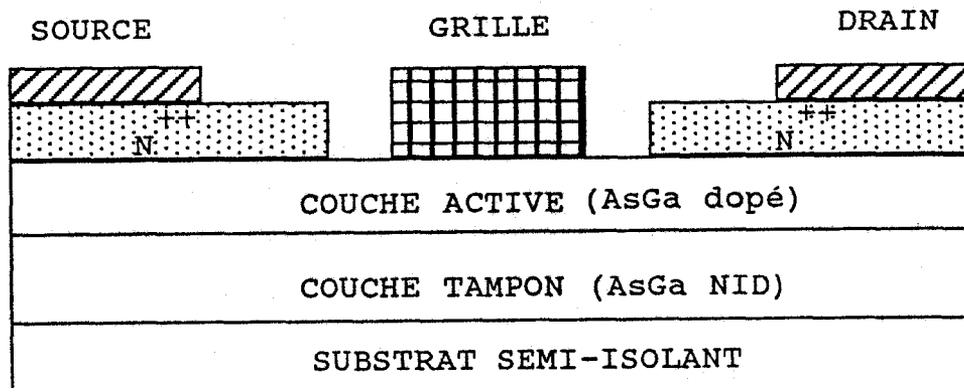


Figure 1.1

Structure générale d'un MESFET.

(NID signifie Non Intentionnellement Dopé)

1.3.2 CALCUL DE LA TENSION DE PINCEMENT

Elle est obtenue lorsque l'épitaxie n^+ est complètement désertée. Le profil du champ électrique, déduit de l'équation de Poisson, est représenté figure 1.2, la tension V_T aux bornes de cette zone désertée est donnée par :

$$V_T = - \frac{q \cdot N_D \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon_R} \quad (1.3)$$

q est la charge de l'électron libre, N_D et a sont respectivement le dopage et l'épaisseur de la couche active, ϵ_R est la permittivité du matériau.

La tension de pincement est alors égale à la différence entre les niveaux de Fermi existant respectivement dans le métal (E_{f_m}) et à l'extrémité de la zone désertée (E_{f_p}). Si l'on admet que le niveau de Fermi s'y trouve confondu avec le minimum de la bande de conduction (figure 1.2), on obtient alors :

$$V_P = V_T + \phi_B \quad (1.4)$$

ϕ_B est la hauteur de barrière de la jonction métal semiconducteur. Il est à noter que ϕ_B est peu différente de 0.8 V dans le cas d'un MESFET en Arséniure de Gallium.

Remarquons que, suivant les valeurs de N_D et de a , V_p peut être soit négative, dans ce cas le MESFET est dit normalement passant, soit positive et le transistor est alors normalement bloqué.

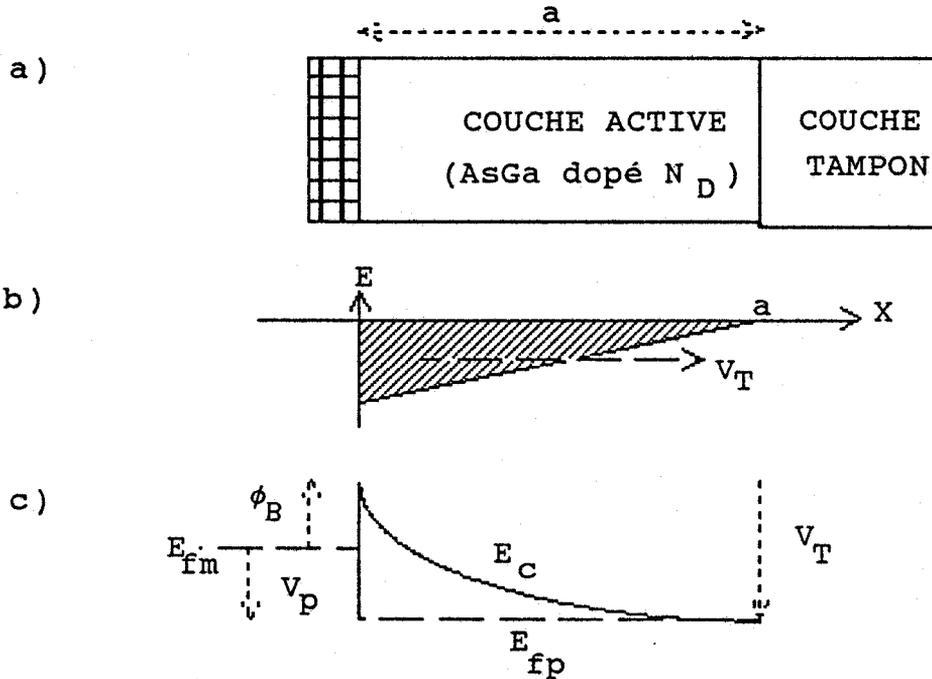


Figure 1.2

- a) structure du MESFET
- b) champ électrique (E) au pincement
- c) structure de bande (E_c) au pincement

1.3.3 CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES

Lorsque la tension de grille V_{GS} devient supérieure à V_p , l'épaisseur de la zone désertée est plus petite que a , notons la a_1 . Il est alors facile de calculer la valeur correspondante de la tension grille V_{GS} et du courant drain I_D :

$$V_{GS} = - \frac{q \cdot N_D \cdot a_1^2}{2 \cdot \epsilon_R} + \phi_B \quad , \quad I_D = q \cdot N_D \cdot (a - a_1) \cdot W \cdot v_m$$

W étant la largeur de grille du transistor et v_m la vitesse moyenne des porteurs sous la grille.

Il est à noter que la valeur de v_m dépend du type de semiconducteur utilisé. Compte tenu des phénomènes de survitesse, v_m augmente lorsque la longueur de grille L_G est réduite et diminue légèrement lorsque le dopage augmente. En première approximation, on peut considérer que v_m varie entre 10^7 cm/s et $3 \cdot 10^7$ cm/s.

Il suffit maintenant de calculer, lorsque l'épaisseur de la zone désertée diminue de Δa_1 , les variations correspondantes de la tension ΔV_{GS} , du courant ΔI_D et de la charge due aux impuretés dans la zone désertée sous la grille ΔQ_G :

$$\Delta V_{GS} = \frac{q \cdot N_D \cdot a_1 \cdot \Delta a_1}{\epsilon_R} \quad , \quad \Delta I_D = q \cdot N_D \cdot \Delta a_1 \cdot W \cdot v_m \quad , \quad \Delta Q_G = q \cdot N_D \cdot \Delta a_1 \cdot W \cdot L_G$$

avec L_G la longueur de grille du transistor.

En revenant aux définitions de C_{GS} et de g_m :

$$\text{à } V_{DS} = \text{constante} : \quad C_{GS} = \frac{\partial Q_G}{\partial V_{GS}} \quad , \quad g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}}$$

on en déduit les valeurs suivantes :

$$C_{GS} = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a_1} \quad , \quad g_m = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot v_m}{a_1}$$

D'où la valeur de la fréquence de coupure (relation 1.2) :

$$f_c = \frac{g_m}{2 \cdot \pi \cdot C_{GS}} = \frac{v_m}{2 \cdot \pi \cdot L_G} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau} \quad (1.5)$$

avec τ , le temps de propagation des porteurs sous la grille qui est égal en première approximation au rapport L_G / v_m .

Toutes ces grandeurs sont ici représentées en fonction de a_1 , il est plus commode d'étudier leur dépendance en fonction du courant de drain :

$$C_{GS} = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a \cdot \left[1 - \frac{I_D}{I_D^{\max}} \right]}, \quad g_m = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot v_m}{a \cdot \left[1 - \frac{I_D}{I_D^{\max}} \right]} \quad (1.6)$$

où I_D^{\max} est le courant maximum que peut transporter le transistor :

$$I_D^{\max} = q \cdot N_D \cdot a \cdot W \cdot v_m \quad (1.7)$$

On peut remarquer que dans le cas du MESFET, si en première approximation, la fréquence de coupure du transistor ne dépend pas du courant drain, c'est-à-dire du point de polarisation, il n'en est pas de même pour g_m et C_{GS} qui, théoriquement, croissent progressivement vers l'infini lorsque le courant de drain tend vers sa valeur maximale I_D^{\max} . Evidemment en pratique, ces valeurs de g_m et de C_{GS} sont limitées par l'existence dans ce régime de fonctionnement d'un courant de grille important.

Nous citons dans le tableau 1.1 quelques valeurs typiques des paramètres caractéristiques du MESFET en GaAs calculés avec les équations 1.4, 1.5, 1.6, 1.7 et en considérant les valeurs numériques suivantes :

$$\phi_B = 0.8 \text{ eV} \quad , \quad \epsilon_R = 1.14 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm} \quad , \quad 0.25 < L_G (\mu\text{m}) < 1$$

$$10^{17} < N_D (\text{cm}^{-3}) < 5 \cdot 10^{17} \quad , \quad -2 < V_p (\text{Volt}) < 0$$

$$10^7 < v_m (\text{cm/s}) < 3 \cdot 10^7$$

	Valeur minimale	conditions d'obtention	Valeur maximale	conditions d'obtention
a (μm)	0.05	$V_p=0\text{V}$, $N_D=5.10^{17}\text{cm}^{-3}$	0.2	$V_p=-2\text{V}$, $N_D=10^{17}\text{cm}^{-3}$
g_m^* (mS/mm)	57	$a=0.2\mu\text{m}$, $v_m=10^7\text{cm/s}$	680	$a=0.05\mu\text{m}$, $v_m=3.10^7\text{cm/s}$
f_c (GHz)	16	$L_G=1\mu\text{m}$, $v_m=10^7\text{cm/s}$	190	$L_G=.25\mu\text{m}$, $v_m=3.10^7\text{cm/s}$
C_{GS}^* (pF/mm)	0.14	$a=0.2\mu\text{m}$, $L_G=0.25\mu\text{m}$	2.3	$a=0.05\mu\text{m}$, $L_G=1\mu\text{m}$
I_D^{max} (mA/mm)	160	$V_p=0\text{V}$, $N_D=10^{17}\text{cm}^{-3}$ $a=0.1\mu\text{m}$, $v_m=10^7\text{cm/s}$	2160	$V_p=-2\text{V}$, $N_D=5.10^{17}\text{cm}^{-3}$ $a=0.09\mu\text{m}$, $v_m=3.10^7\text{cm/s}$

* g_m et C_{GS} sont données dans des conditions de faible bruit correspondant au cas $a_1 = a$, ces deux valeurs augmentent ensuite assez fortement pour des tensions de grille plus élevées.

Tableau 1.1

Valeurs numériques typiques des principaux paramètres caractéristiques du MESFET en GaAs

1.4 LE TEGFET

1.4.1 LA STRUCTURE

Le TEGFET, comme son nom l'indique, a pour canal conducteur un gaz d'électrons à deux dimensions formé à l'interface d'une hétérojonction. Cette hétérostructure, comme le présente la figure 1.3, est constituée d'une couche semiconductrice III-V fortement dopée n, déposée sur une couche épitaxiée semiconductrice non (ou peu) dopée de bande interdite plus faible. Compte tenu de la différence des bandes interdites, un puits de potentiel se crée au voisinage de l'interface dans le semiconducteur de faible bande interdite. Dans ce puits diffusent les électrons provenant de la couche fortement dopée. Ceux-ci forment ainsi

un gaz bidimensionnel (gaz 2 D) de densité superficielle N_S dont la valeur peut être modulée par la tension de grille V_{GS} . La valeur maximale de N_S est généralement la valeur N_{SO} correspondant à l'équilibre thermodynamique. Nous verrons, par la suite, que N_{SO} dépend des caractéristiques de l'hétérojonction et de la valeur du coefficient b intervenant dans la relation 1.1. En pratique, N_{SO} est compris entre $5 \cdot 10^{11}$ et $2 \cdot 10^{12}$.

Dans cette théorie très élémentaire du TEGFET, nous ne tenons compte que des électrons formant ce gaz 2D et nous négligeons par conséquent les électrons restant dans la couche dopée et à grand gap.

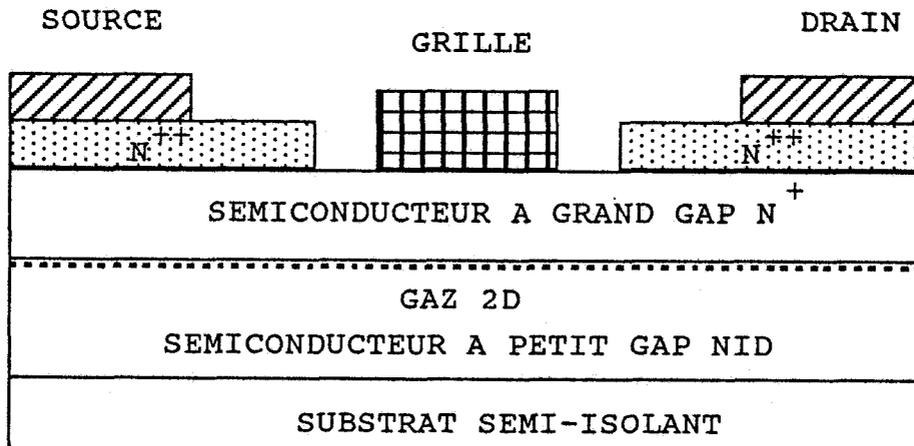


Figure 1.3

Structure générale d'un TEGFET

1.4.2 CALCUL DE LA TENSION DE PINCEMENT

Pour le calcul de V_p , la principale différence avec le MESFET est la présence d'une hétérojonction de hauteur de barrière ΔE_C (figure 1.4), la différence de potentiel dans la zone désertée V_T gardant la même valeur (relation 1.3). La tension de pincement a donc pour expression :

$$V_P = V_T + \phi_B - \Delta E_C \quad (1.8)$$

Notons que cette expression n'est valable que dans la mesure où la relation 1.1 est utilisée.

Dans le cas d'un TEGFET GaAlAs / GaAs, ϕ_B est peu différent de 1 Volt et ΔE_C de 0,2 eV. A dopage et à épaisseur identiques de la couche dopée, le MESFET AsGa et le TEGFET GaAlAs/AsGa ont donc des tensions de pincement qui ont même ordre de grandeurs ($V_P - V_T = 0.8V$).

De plus, comme le MESFET, le TEGFET peut fonctionner soit normalement passant, soit normalement bloqué suivant la valeur de V_T .

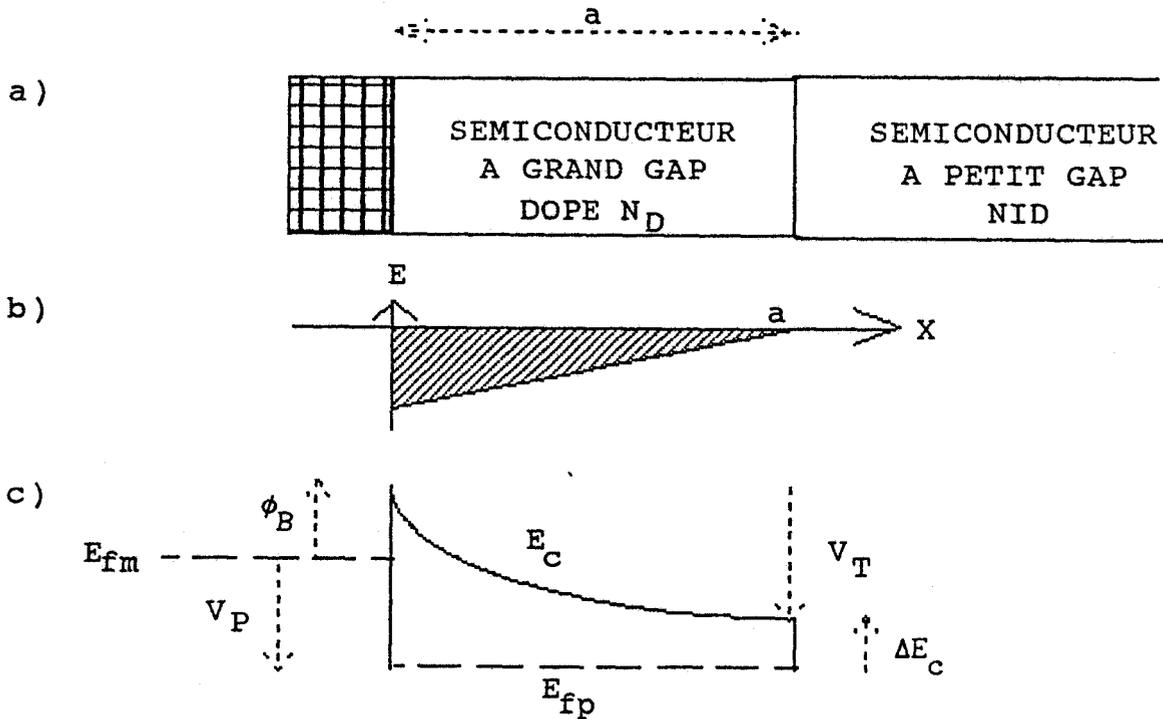


Figure 1.4

a) structure du TEGFET

b) et c) représentent successivement le champ électrique et la structure de bande au pincement dans l'hypothèse très simplifiée où la relation 1.1 est utilisée ($E_{fp} \rightarrow 0$ quand $N_S \rightarrow 0$)

1.4.3 CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES

Lorsque la tension V_{GS} devient supérieure à V_p , la densité N_S des électrons accumulés dans le puits s'accroît. Il en résulte une augmentation du champ électrique (E) et du niveau de Fermi (E_{fp}) à l'hétérojonction :

$$E = \frac{q \cdot N_S}{\epsilon_R} \quad (\text{V/cm}) \quad (1.9)$$

$$E_{fp} = b \cdot N_S$$

Il est alors commode d'exprimer la constante b en introduisant l'épaisseur a_o par la relation :

$$\frac{\partial E_{fp}}{\partial N_S} = b = \frac{q \cdot a_o}{\epsilon_R} \quad (1.10)$$

pour $b = 0.125 \cdot 10^{-12} \text{ V.cm}^2$ et $\epsilon_R = 1.14 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$, on a :

$$a_o = 90 \text{ \AA},$$

la signification de a_o sera donnée par la suite.

Nous pouvons maintenant calculer les valeurs de la tension aux bornes de la zone désertée, de la tension de grille et du courant de drain :

$$V_T = \frac{q \cdot N_S \cdot a}{\epsilon_R} - \frac{q \cdot N_D \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon_R}, \quad V_{GS} = V_T + \phi_B - \Delta E_c + E_{fp}$$

$$I_D = q \cdot N_S \cdot W \cdot v_m$$

Une augmentation ΔN_S de la densité électronique du gaz bidimensionnel conduit à des augmentations de V_{GS} , de I_D et de Q_G données respectivement par les relations suivantes :

$$\Delta V_{GS} = \frac{q \cdot \Delta N_S}{\epsilon} \cdot \left[a + a_o \right], \quad \Delta I_D = q \cdot \Delta N_S \cdot W \cdot v_m$$

$$\Delta Q_G = q \cdot \Delta N_S \cdot W \cdot L_G$$

les valeurs de C_{GS} , de g_m et de f_c s'obtiennent alors facilement :

$$C_{GS} = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a + a_0} \quad , \quad g_m = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot v_m}{a + a_0} \quad , \quad f_c = \frac{v_m}{2 \cdot \pi \cdot L_G} \quad (1.11)$$

Notons ici que la vitesse moyenne des porteurs v_m peut être un peu plus élevée que dans le cas du MESFET en GaAs, compte tenu du fait que les électrons se déplacent ici dans une couche pratiquement non dopée. On peut considérer que v_m est comprise entre $1.2 \cdot 10^7$ cm/s et $4 \cdot 10^7$ cm/s.

D'après cette théorie simplifiée, la capacité C_{GS} et la transconductance g_m d'un TEGFET sont indépendantes du courant drain I_D et de la tension de grille V_{GS} . En effet, contrairement au MESFET où a_1 (épaisseur de la zone désertée) varie avec V_{GS} , ici a et a_0 n'en dépendent pas. Remarquons également que pour calculer C_{GS} et g_m , il faut ajouter à l'épaisseur totale de la couche la distance a_0 , c'est pourquoi cette distance est souvent interprétée comme étant la distance entre le gaz bidimensionnel et le plan de l'hétérojonction.

En réalité, dans ces calculs, nous avons négligé la longueur de Debye et la conduction parallèle dans le GaAlAs dopé. Une détermination plus approfondie montre que C_{GS} et g_m ne restent pas constants et peuvent varier sensiblement avec V_{GS} .

Le courant drain maximum I_D^{\max} s'obtient quand la densité électronique dans le gaz 2 D est maximum, c'est-à-dire quand elle correspond à celle de l'équilibre thermodynamique :

$$I_D^{\max} = q \cdot N_{SO} \cdot W \cdot v_m \quad (1.12)$$

Dans le tableau 1.II sont résumées des valeurs typiques des paramètres caractéristiques du TEGFET GaAlAs/GaAs calculés à partir des équations 1.8, 1.11 et 1.12 et en considérant les différentes grandeurs suivantes, ainsi que leur domaine de variation :

$$\begin{aligned} \phi_B &= 1 \text{ eV} \quad , \quad \Delta E_C = 0.2 \text{ eV} \quad , \quad 5 \cdot 10^{11} < N_{SO} \text{ (cm}^{-2}\text{)} < 2 \cdot 10^{12} \\ a_0 &= 90 \text{ \AA} \quad , \quad 0.25 < L_G \text{ (\mu m)} < 1 \quad , \quad 5 \cdot 10^{17} < N_D \text{ (cm}^{-3}\text{)} < 3 \cdot 10^{18} \\ -2 &< V_p \text{ (Volt)} < 0 \quad , \quad 1.2 \cdot 10^7 < v_m \text{ (cm/s)} < 4 \cdot 10^7 \end{aligned}$$

	Valeur minimale	conditions d'obtention	Valeur maximale	conditions d'obtention
a (μm)	0.02	$V_p=0\text{V}$, $N_D=3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	0.09	$V_p=-2\text{V}$, $N_D=5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$
g_m^* (mS/mm)	140	$a=0.09\mu\text{m}$, $v_m=1.2 \cdot 10^7 \text{cm/s}$	1570	$a=0.02\mu\text{m}$, $v_m=4 \cdot 10^7 \text{cm/s}$
f_c (GHz)	19	$L_G=1\mu\text{m}$, $v_m=1.2 \cdot 10^7 \text{cm/s}$	250	$L_G=.25\mu\text{m}$, $v_m=4 \cdot 10^7 \text{cm/s}$
C_{GS}^* (pF/mm)	0.29	$a=0.09\mu\text{m}$, $L_G=.25\mu\text{m}$	3.9	$a=0.02\mu\text{m}$, $L_G=1\mu\text{m}$
I_D^{max} (mA/mm)	100	$N_{SO}=5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ $v_m=1.2 \cdot 10^7 \text{cm/s}$	1280	$N_{SO}=2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ $v_m=4 \cdot 10^7 \text{cm/s}$

Tableau 1.II

Valeurs numériques typiques des paramètres caractéristiques du TEGFET en GaAlAs / GaAs

1.5 LE MISFET

1.5.1 LA STRUCTURE

Le MISFET est également un composant à hétérojonction mais, dans ce cas, le matériau dont la bande interdite (gap) est la plus grande est non dopé. Ce composant a donc la même structure que le TEGFET à ceci près que la couche de bande interdite élevée n'est pas dopée. Pour accéder au gaz bidimensionnel au niveau du drain et de la source tout en gardant des résistances d'accès non prohibitives, les couches sont rendues conductrices par implantation ionique (figure 1.5).

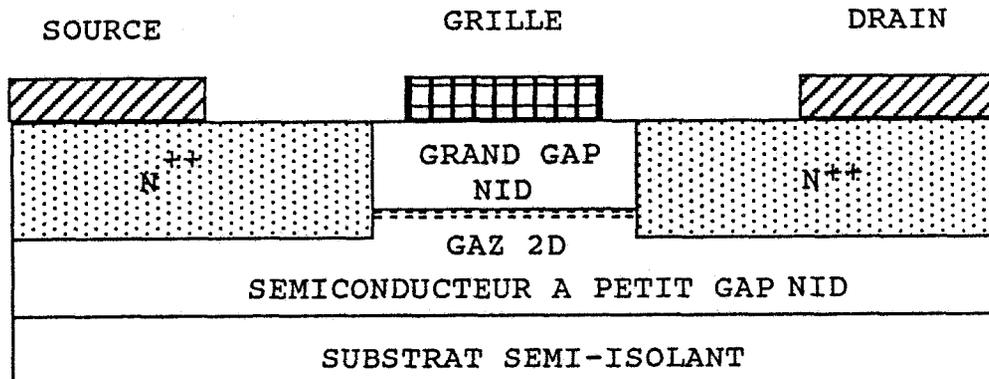


Figure 1.5

Structure générale d'un MISFET

1.5.2 CALCUL DE LA TENSION DE PINCEMENT

Lorsque N_S est nulle, le champ électrique à l'interface de l'hétérojonction l'est également (relation 1.9) ; la couche sous la grille étant non dopée, dans toute l'épaisseur de ce matériau à grand gap le champ électrique reste nul ainsi que la tension aux bornes de cette couche (V_T). Comme nous le verrons plus en détail par la suite, le MISFET est particulièrement attractif pour des utilisations en logique puisque la tension de pincement ne dépend pas de l'épaisseur (toujours difficile à maîtriser technologiquement) de la couche semiconductrice de bande interdite élevée (figure 1.6). La tension de pincement est égale à la différence entre la hauteur de barrière de la jonction métal semiconducteur ϕ_B et la discontinuité de la structure de bande ΔE_c :

$$V_p = \phi_B - \Delta E_c \quad (1.13)$$

L'ordre de grandeur de V_p est de +0.8 Volt dans le cas d'un MISFET GaAlAs / GaAs, ce transistor est donc normalement bloqué et il fonctionne en enrichissement.

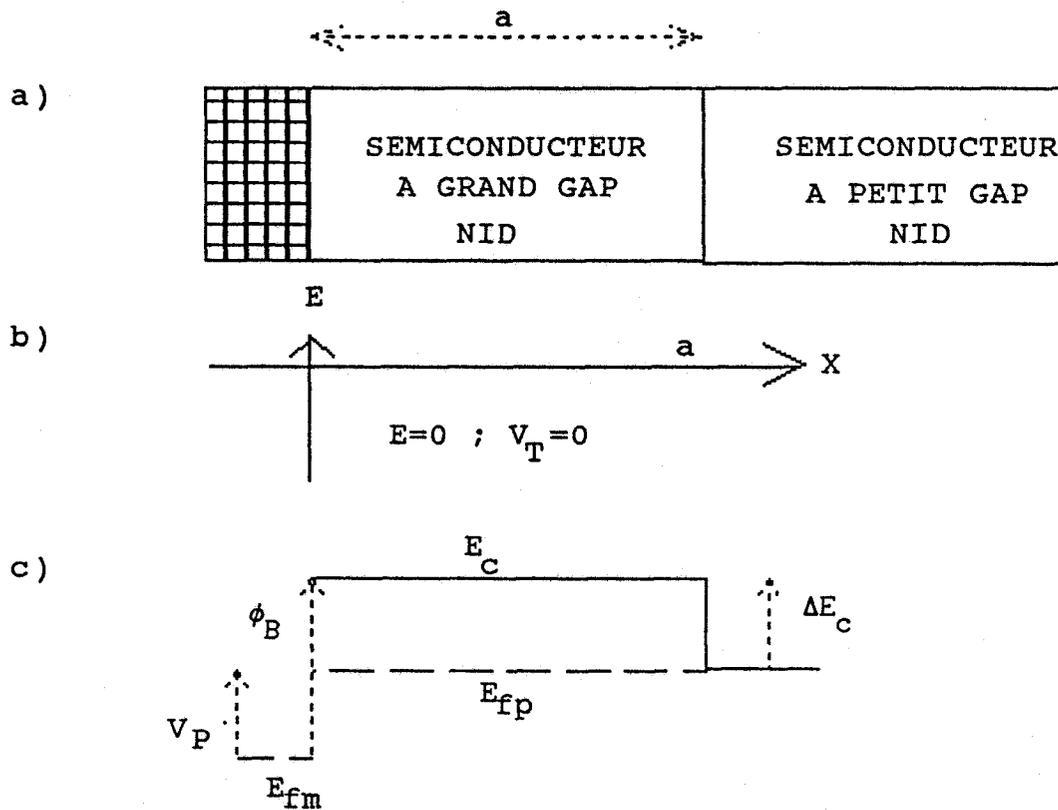


Figure 1.6

a) structure du MISFET

b) et c) représentent successivement le champ électrique et la structure de bande au pincement

1.5.3 CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES

Lorsque N_S augmente, la tension aux bornes de la couche à grand gap n'est plus nulle et devient égale à :

$$V_T = \frac{q \cdot N_S \cdot a}{\epsilon_R} \quad (1.14)$$

Un raisonnement pratiquement identique à celui effectué pour le TEGFET permet de retrouver pour les paramètres caractéristiques du transistor les mêmes expressions 1.11 et 1.12. Deux différences importantes doivent cependant être signalées :

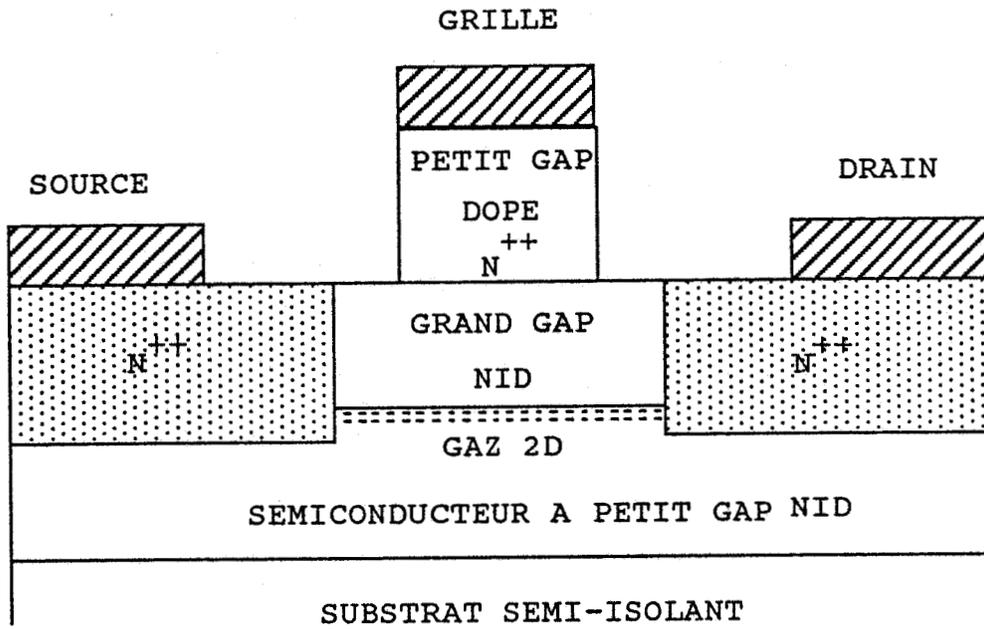


Figure 1.7

Structure générale d'un SISFET

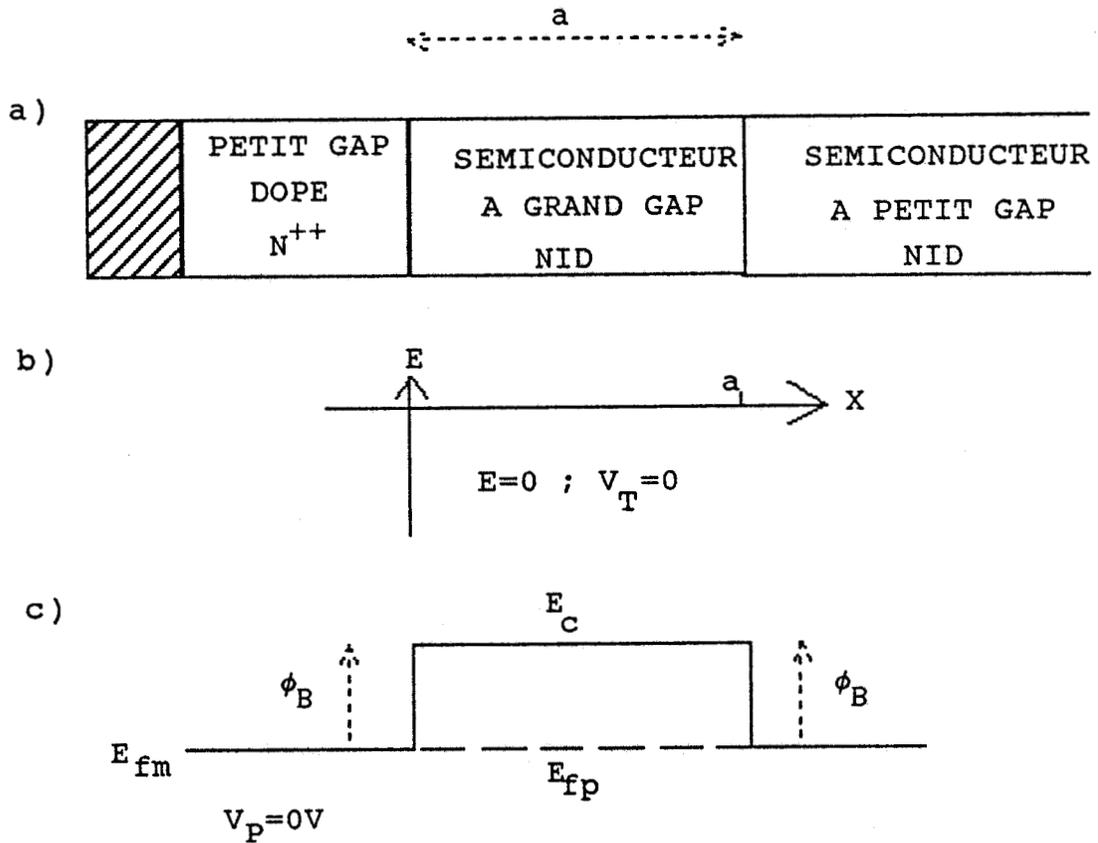


Figure 1.8

a) structure du SISFET

b) et c) représentent successivement le champ électrique et la structure de bande au pincement

- la couche à grand GAP d'un MISFET étant non dopée, elle reste désertée quelle que soit V_{GS} , de ce fait il n'y a plus d'effet "MESFET parasite" ni d'effets liés à la longueur de Debye, la capacité C_{GS} et la transconductance g_m sont donc réellement constantes en fonction de V_{GS} .

- le courant de drain maximum dépend de la concentration N_S maximale que l'on pourra accumuler près de l'interface, et nous verrons par la suite que la valeur maximale de N_S est limitée par l'existence d'un courant de grille qui peut devenir assez vite considérable.

1.6 LE SISFET

1.6.1 LA STRUCTURE

Le SISFET (TEC de type Semiconducteur Isolant Semiconducteur), comme le représente la figure 1.7, a une grille qui est un contact ohmique déposé sur un semiconducteur dopé. Son principe de fonctionnement est identique au MISFET : le canal conducteur est un gaz bidimensionnel créé à l'interface d'une hétérojonction formée par un matériau à grand gap non dopé et un matériau également Non Intentionnellement Dopé (NID) et à gap plus petit.

1.6.2 CALCUL DE LA TENSION DE PINCEMENT

De la même manière que le MISFET, quand N_S est nul, la tension V_T aux bornes du matériau non dopé et à grand gap est égale à zéro. La figure 1.8 montre qu'en première approximation, il en est de même pour la tension de pincement. En effet, le SISFET est composé d'un semiconducteur III-V à grand gap non dopé pris en sandwich entre deux matériaux à petit gap. Sa structure de bande comporte donc deux discontinuités égales à ΔE_c qui, lors de la détermination de V_p , se compenseront.

La tension de pincement proche de 0 est donc, comme dans le cas du MISFET, indépendante de l'épaisseur et du dopage des différentes couches, cette caractéristique est très appréciable en logique où la

dispersion des tensions de pincement sur la plaquette doit être la plus faible possible.

1.6.3 CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES

La tension grille source a pour expression :

$$V_{GS} = V_T + E_{fp}$$

V_T étant donnée par la relation 1.14.

La variation ΔV_{GS} est donc identique à celle du TEGFET ou du MISFET, les paramètres caractéristiques g_m , C_{GS} , f_c ont donc les mêmes expressions (relations 1.11 et 1.12).

La capacité grille source et la transconductance ont des comportements identiques, en fonction de la tension de grille, que pour le MISFET : elles gardent des valeurs constantes jusqu'à des valeurs de V_{GS} donnant des courants de grille prohibitifs.

1.7 VALEURS NUMERIQUES TYPIQUES DES PARAMETRES DU MISFET ET DU SISFET

Avant de donner les valeurs numériques des principaux paramètres caractéristiques de ces deux transistors, nous devons tenir compte des remarques suivantes :

- une épaisseur de GaAlAs NID (a) plus faible que $0.02 \mu m$ est difficilement envisageable ; en effet, pour des épaisseurs inférieures à 200 \AA , le courant de grille deviendrait trop important à cause du transfert des porteurs à travers la couche de GaAlAs par effet tunnel,

- g_m et C_{GS} sont indépendants de V_{GS} étant donné qu'il n'y a pas de conduction dans la couche de GaAlAs,

- I_D^{\max} dépend beaucoup en pratique de la valeur maximale du courant de grille,

- la tension de pincement V_p est imposée ($V_p = 0.8 \text{ V}$ pour le MISFET (équation 1.13) et $V_p = 0 \text{ V}$ pour le SISFET).

$$5.10^{11} < N_{SO} (\text{cm}^{-2}) < 10^{12} \quad , \quad a_o = 90 \text{ \AA} \quad , \quad 0.25 < L_G (\mu\text{m}) < 1$$

$$N_D \text{ très faible} \quad , \quad 2.10^7 < v_m (\text{cm/s}) < 4.10^7 \quad , \quad 0.02 < a (\mu\text{m}) < 0.1$$

	Valeur minimale	conditions d'obtention	Valeur maximale	conditions d'obtention
a (μm)	0.02		0.1	
g_m^* (mS/mm)	210	$a=0.1 \mu\text{m} \quad , \quad v_m=2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$	1570	$a=0.02 \mu\text{m} \quad , \quad v_m=4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
f_c (GHz)	32	$L_G=1 \mu\text{m} \quad , \quad v_m=2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$	250	$L_G=.25 \mu\text{m} \quad , \quad v_m=4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
C_{GS}^* (pF/mm)	0.26	$a=0.1 \mu\text{m} \quad , \quad L_G=0.25 \mu\text{m}$	3.9	$a=0.02 \mu\text{m} \quad , \quad L_G=1 \mu\text{m}$
I_D^{max} (mA/mm)	160	$N_{SO}=5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ $v_m=2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$	640	$N_{SO}=10^{12} \text{ cm}^{-2}$ $v_m=4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$

Tableau 1.3

Valeurs numériques typiques des paramètres caractéristiques du MISFET ou du SISFET en GaAlAs / GaAs.

1.8 LE MISFET A CANAL DOPE

1.8.1 LA STRUCTURE

Ce transistor a une structure de type MISFET, sa particularité est le dopage du semiconducteur à petit gap (figure 1.9). La conduction des électrons s'effectue, comme pour le MESFET, dans un semiconducteur dopé. Le principal intérêt de ce composant, par rapport au MESFET, est l'augmentation de la tension de claquage obtenue grâce à la couche non dopée et à grand gap placée sous la grille. De plus, ce composant peut fonctionner aussi bien en désertion qu'en enrichissement. Dans cette théorie élémentaire, nous étudions uniquement les caractéristiques de ce

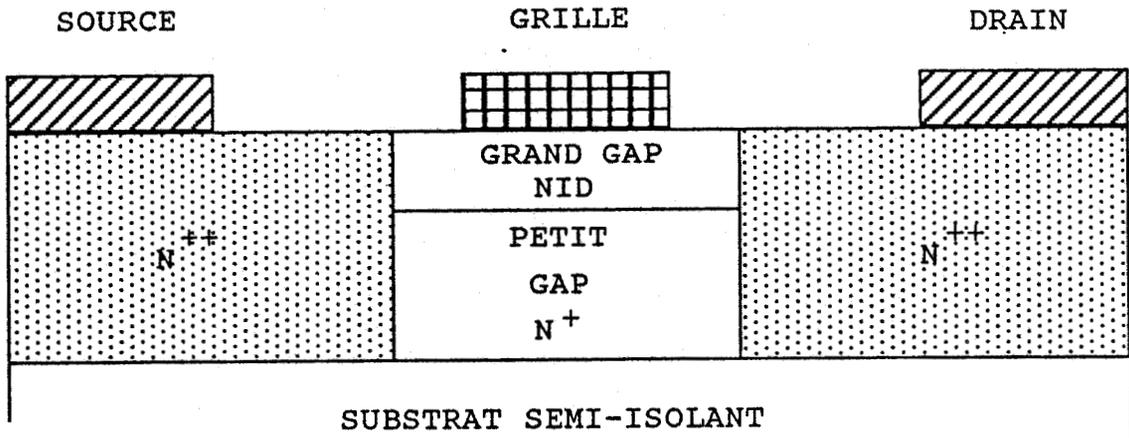


Figure 1.9

Structure d'un MISFET à canal dopé

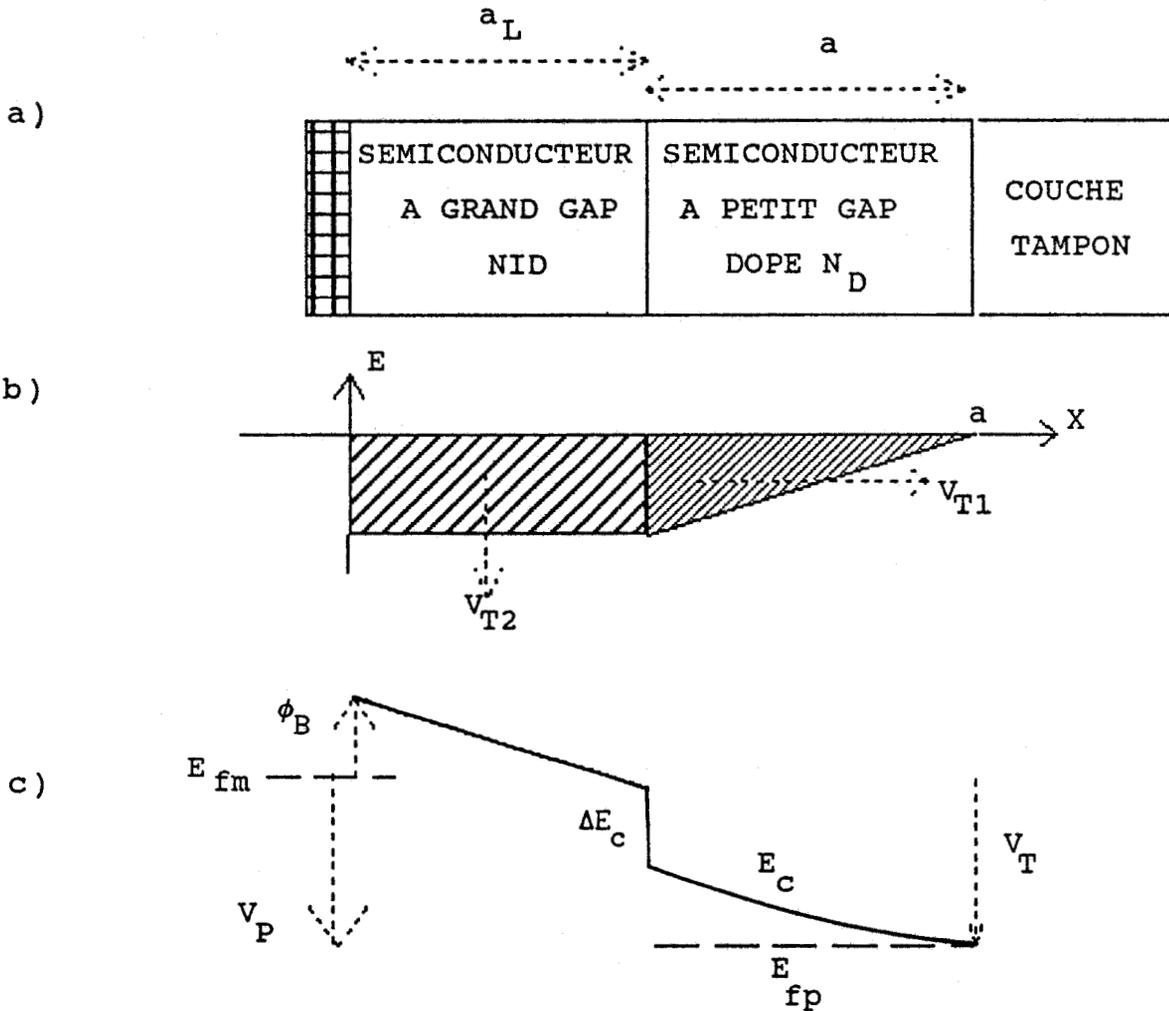


Figure 1.10

a) structure du MISFET à canal dopé

b) et c) représentent successivement le champ électrique et la structure de bande au pincement

transistor quand il fonctionne en désertion, c'est-à-dire quand il est polarisé à des tensions de grille inférieures à la barrière de potentiel métal semiconducteur. Nous étudierons plus en détail les caractéristiques du MISFET à canal dopé au chapitre 3.

1.8.2 CALCUL DE LA TENSION DE PINCEMENT

Les deux couches étant désertées, nous pouvons écrire, en se référant à la figure 1.10, l'expression des tensions aux bornes de la couche d'AsGa dopée (V_{T1}) et de la couche de GaAlAs non dopée (V_{T2}) :

$$V_{T1} = - \frac{q \cdot N_D \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon_R} \quad , \quad V_{T2} = - \frac{q \cdot N_D \cdot a \cdot a_L}{\epsilon_R} \quad (1.15)$$

$$V_P = V_{T1} + V_{T2} + \phi_B - \Delta E_C$$

a_L étant l'épaisseur de la couche non dopée à grand gap.

Suivant les valeurs du dopage et de l'épaisseur des différentes couches, le transistor est soit normalement passant, soit normalement bloqué.

1.8.3 CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES

En faisant varier l'épaisseur de la zone désertée, la variation de la tension de grille est égale à la variation de V_{T1} et de V_{T2} :

$$\Delta V_{GS} = \Delta V_T = - \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_R} \left(a_1 + a_L \right) \Delta a_1$$

Les différents paramètres caractéristiques de ce MISFET à canal dopé sont déduits de cette variation de la même manière que pour le MESFET :

$$C_{GS} = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a \cdot \left[1 - \frac{I_D}{I_{D \max}} \right] + a_L} \quad , \quad g_m = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot v_m}{a \cdot \left[1 - \frac{I_D}{I_{D \max}} \right] + a_L} \quad (1.16)$$

$$f_c = \frac{g_m}{2 \cdot \pi \cdot C_{GS}}$$

Quand I_D augmente jusqu'à I_D^{\max} , C_{GS} et g_m tendent vers :

$$C_{GS} \rightarrow \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a_L}, \quad g_m \rightarrow \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a_L}$$

Nous constatons que les valeurs maximales de C_{GS} et de g_m sont inversement proportionnelles à l'épaisseur du semiconducteur à grand GAP non dopé. Le choix de cette épaisseur a_L doit donc être choisie judicieusement de manière à ne pas trop détériorer la valeur de g_m tout en gardant une valeur suffisante pour avoir une tension de claquage importante.

En supposant que la couche de GaAlAs non dopée soit complètement désertée, le courant drain source est uniquement fonction de la couche de GaAs dopée :

$$I_D^{\max} = q \cdot N_D \cdot a \cdot W \cdot v_m \quad (1.17)$$

A partir des équations 1.15, 1.16 et 1.17 et des valeurs suivantes:

$$\phi_B = 1 \text{ eV} \quad , \quad \Delta E_C = 0.2 \text{ eV} \quad , \quad 0.25 < L_G \text{ } (\mu\text{m}) < 1$$

$$10^{17} < N_D \text{ } (\text{cm}^{-3}) < 5 \cdot 10^{17} \quad , \quad -2 < V_p \text{ (Volt)} < 0$$

$$0.02 < a_L \text{ } (\mu\text{m}) < 0.1 \quad , \quad 10^7 < v_m \text{ } (\text{cm/s}) < 3 \cdot 10^7$$

nous pouvons calculer les différents paramètres du MISFET à canal dopé consignés sur le tableau 1.IV.

	Valeur minimale	conditions d'obtention	Valeur maximale	conditions d'obtention
$a+a_L$ (μm)	0.06	$V_p=0\text{V}$, $N_D=5.10^{17}\text{cm}^{-3}$ $a_L=0.02\mu\text{m}$	0.26	$V_p=-2\text{V}$, $N_D=10^{17}\text{cm}^{-3}$ $a_L=0.1\mu\text{m}$
g_m^* (mS/mm)	44	$a+a_L=0.26\mu\text{m}$, $v_m=10^7\text{cm/s}$	570	$a+a_L=0.06\mu\text{m}$, $v_m=3.10^7\text{cm/s}$
f_c (GHz)	16	$L_G=1\mu\text{m}$, $v_m=10^7\text{cm/s}$	190	$L_G=.25\mu\text{m}$, $v_m=3.10^7\text{cm/s}$
C_{GS}^* (pF/mm)	0.11	$a+a_L=0.26\mu\text{m}$, $L_G=0.25\mu\text{m}$	1.9	$a+a_L=0.06\mu\text{m}$, $L_G=1\mu\text{m}$
I_D^{max} (mA/mm)	110	$V_p=0\text{V}$, $N_D=10^{17}\text{cm}^{-3}$ $a=0.07\mu\text{m}$, $v_m=10^7\text{cm/s}$	1920	$V_p=-2\text{V}$, $N_D=5.10^{17}\text{cm}^{-3}$ $a=0.08\mu\text{m}$, $v_m=3.10^7\text{cm/s}$

* g_m et C_{GS} sont données dans des conditions de faible bruit ($I_D \ll I_D^{\text{max}}$), ces valeurs augmentent ensuite assez fortement pour des tensions de grille plus élevées.

Tableau 1.IV

Valeurs numériques typiques des paramètres caractéristiques du MISFET à canal dopé

1.9 LE TEC A MULTIPUITS

1.9.1 LA STRUCTURE

La densité électronique d'un gaz bidimensionnel dans les structures que nous venons de passer en revue ne peut guère excéder 10^{12} atomes. cm^{-2} . Pour augmenter cette densité, l'idée consiste à augmenter tout simplement le nombre d'interfaces GaAlAs (n) - GaAs. En notant n_p le nombre de couches de GaAlAs et donc de puits de potentiels présents dans la structure, on peut s'attendre tout naturellement à ce que la densité électronique soit multipliée par un facteur proportionnel à n_p .

Le TEC à MULTIPUITS est donc utilisé pour des applications en puissance.

La figure 1.11 représente un TEC comportant trois couches de GaAlAs, nous supposons dans cette étude que à part la couche de GaAlAs la plus proche de la grille qui a une épaisseur égale à $a/2$, toutes les couches de GaAlAs sont identiques et ont donc la même épaisseur (a) et le même dopage N_D , il en est de même des couches de GaAs NID qui ont toutes l'épaisseur a_G .

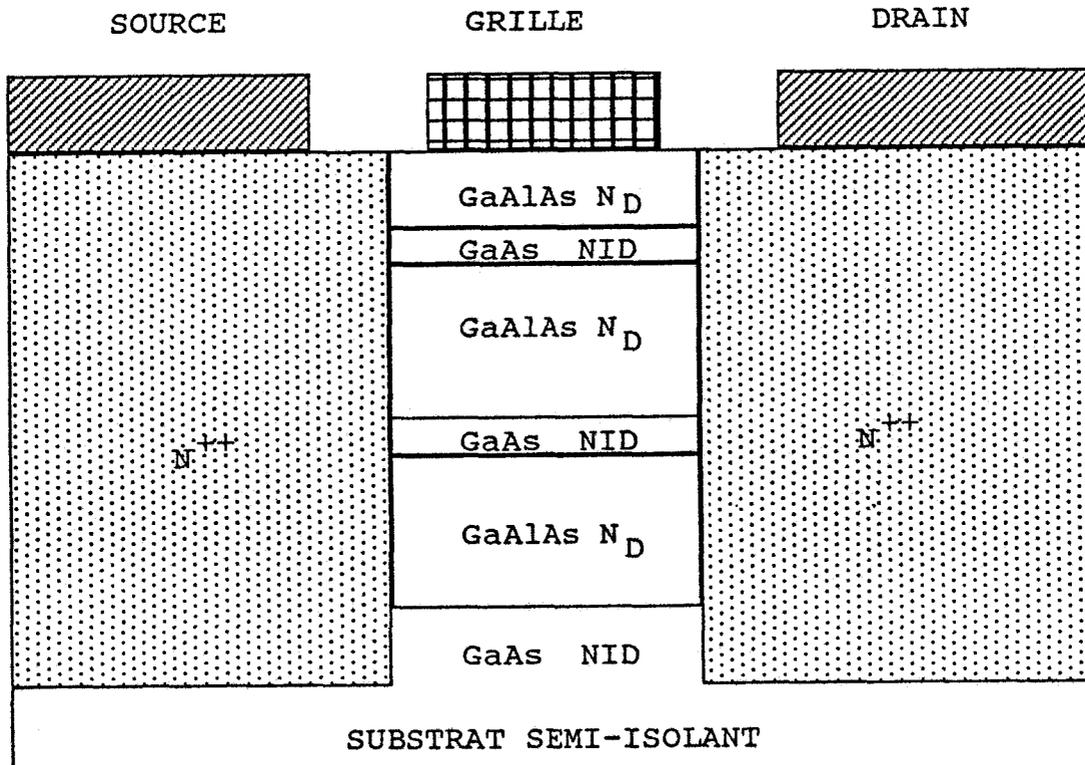


Figure 1.11

Structure générale d'un TEC MULTIPUITS composé de 3 puits de potentiels.

Dans le cadre de ce travail, nous nous plaçons dans le cas particulier où les puits sont suffisamment larges pour donner lieu à deux gaz 2 D au voisinage de chaque hétérojonction. Compte tenu de la signification physique de a_0 , cela signifie que $a_G \gg 2.a_0$ et, afin de simplifier les calculs, nous supposons de plus que l'épaisseur des couches de GaAlAs est très supérieure à l'épaisseur des couches de GaAs ($a \gg a_G$). Dans ces conditions, nous pouvons négliger la différence de potentiel aux bornes de chaque puits, c'est-à-dire aux bornes des

couches non dopées à petit gap d'épaisseur a_G .

1.9.2 CALCUL DE LA TENSION DE PINCEMENT

Quand tous les puits sont vides de porteurs, la tension aux bornes des différentes couches est (figure 1.12) :

$$V_T = - \frac{q \cdot N_D \cdot a}{\epsilon_R} \cdot \left[\frac{\left[2 \cdot n_p - 1 \right]^2 \cdot a}{8} + a_G \cdot \sum_{i=1}^{n-1} i \right] \quad (1.18)$$

pour $a \gg a_G$:

$$V_T = - \frac{\left[2 \cdot n_p - 1 \right]^2}{8} \cdot \frac{q \cdot N_D \cdot a^2}{\epsilon_R}$$

la tension de pincement est donc :

$$V_P = V_T + \phi_B - \Delta E_c \quad (1.19)$$

1.9.3 CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES

On suppose tout d'abord que, pour le premier puits (le plus proche de la couche tampon), la dépendance du niveau de Fermi avec N_S a pour relation : $E_{fp} = b \cdot N_S$ tandis que pour les autres, la densité de charges surfacique étant multipliée par deux ("puits doublés"), la relation devient : $E_{fp} = \frac{b \cdot N_S}{2}$.

Dans le but de calculer les paramètres caractéristiques du MULTIPUITS, nous partons d'une situation où tous les puits sont à l'équilibre. Les électrons des couches de GaAlAs très dopées ont diffusé dans les puits en GaAs, le premier puits est donc rempli avec une densité N_{S0} , les autres sont caractérisés par une densité électronique double ($2 \cdot N_{S0}$).

Afin de simplifier les calculs, nous admettons que la concentration et l'épaisseur des couches de GaAlAs ont été choisies de façon qu'à l'équilibre, tous les électrons de ces couches aient été transférés dans

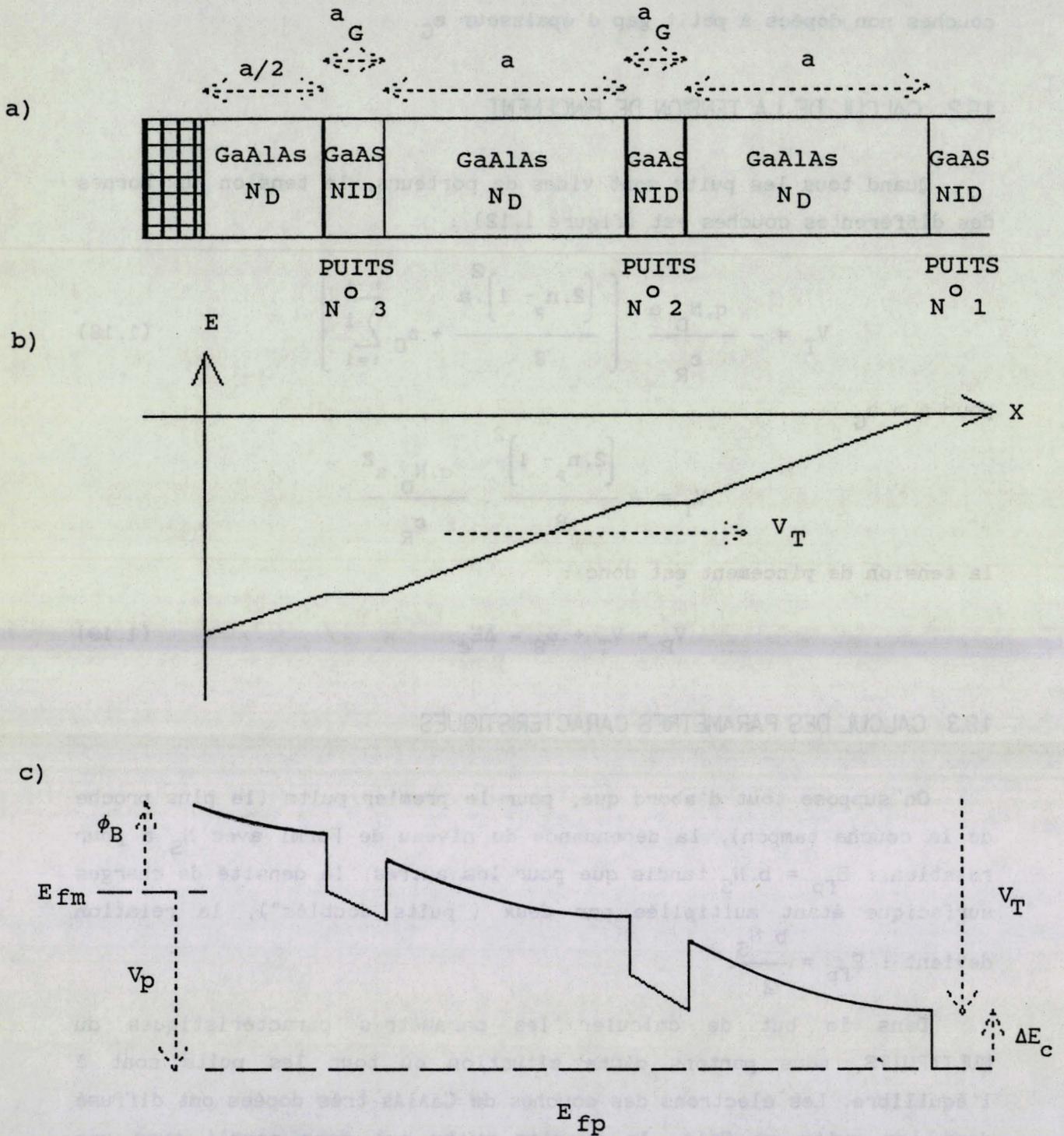


Figure 1.12

a) Structure du TEC MULTIPUITS constitué de 3 couches de GaAlAs c'est-à-dire de 3 puits de potentiel (le premier est "simple", les autres sont "doublés")

b) et c) représentent successivement le champ électrique et la structure de bande au pincement

les couches de GaAs.

A partir de cet état d'équilibre thermodynamique, nous diminuons la concentration électronique du premier puits de ΔN_{S1} , cette variation de densité se répercute sur les autres puits. En notant ΔN_{Si} , ΔE_{fi} et ΔV_{Ti} , respectivement la variation de la densité du gaz d'électrons à deux dimensions, la variation du niveau de Fermi et enfin la variation de la tension aux bornes de la couche désertée à grand gap du puits numéro i , nous pouvons écrire les relations :

$$\Delta E_{fi} = \Delta E_{f(i-1)} + \Delta V_{T(i-1)} = \frac{b}{2} \Delta N_{Si} \quad (i > 1)$$

pour $a \gg a_0$ et $i < n_p$

$$\Delta V_{Ti} = \frac{q \cdot \Delta N_{Si} \cdot a}{\epsilon_R}$$

Nous en déduisons la variation électronique du puits n^0_i :

$$\Delta N_{Si} = \left[1 + 2 \cdot \frac{a}{a_0} \right] \cdot \Delta N_{S(i-1)}$$

$$\frac{\Delta N_{Si}}{\Delta N_{S1}} = 2 \cdot \left[1 + \frac{a}{a_0} \right] \cdot \left[1 + 2 \cdot \frac{a}{a_0} \right]^{i-2} \quad (1.20)$$

Or, nous avons admis que $a \gg a_G$ et que $a_G \gg 2 \cdot a_0$, on peut donc considérer que $a \gg a_0$ et l'équation 1.20 devient :

$$\frac{\Delta N_{Si}}{\Delta N_{S1}} = \left[\frac{2 \cdot a}{a_0} \right]^{i-1}$$

On voit que la variation de la charge électronique du puits numéro i est beaucoup plus grande que celle située dans le puits $i-1$ et à fortiori que dans le premier puits.

A la limite, on peut donc considérer que seule la variation de charge dans le puits n_p (c'est-à-dire celui qui est le plus proche de la barrière) est importante. Dans cette première phase, on peut admettre que seule la population du puits n_p est commandée par la tension de grille et négliger les variations de toutes les charges "de type ΔN_{Si} "

dans les autres puits. Dans le cas où cette hypothèse est vérifiée, un calcul simple nous donne alors pour C_{GS} et g_m les valeurs suivantes :

$$C_{GS} = \frac{2 \cdot \epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a} = C_{GSO} \quad , \quad g_m = \frac{2 \cdot \epsilon_R \cdot W \cdot v_m}{a} = g_{m0} \quad (1.21)$$

Si l'on augmente encore ΔN_{S1} , on va très vite vider complètement le puits n_p et c'est le puits $n_p - 1$ qui va subir toute la variation de charge ($\Delta N_{S(n_p - 1)}$). Si l'on néglige encore les variations de charges dans les puits sauf dans le puits $n_p - 1$, C_{GS} et g_m sont alors donnés par les relations :

$$C_{GS} = \frac{2 \cdot \epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{3 \cdot a} = \frac{C_{GSO}}{3} \quad , \quad g_m = \frac{2 \cdot \epsilon_R \cdot W \cdot v_m}{3 \cdot a} = \frac{g_{m0}}{3}$$

Quand les deux derniers puits sont vides, c'est le troisième puits qui voit sa charge varier et l'on a alors :

$$C_{GS} = \frac{C_{GSO}}{5} \quad , \quad g_m = \frac{g_{m0}}{5}$$

Les puits se vident donc tour à tour au fur et à mesure que l'on augmente ΔN_{S1} , ou ce qui revient au même, que l'on diminue V_{GS} . Les paramètres C_{GS} et g_m d'un TEC MULTIPUITS ont donc leurs valeurs qui diminuent progressivement par palier jusqu'à atteindre une valeur limite correspondant au cas où seul le dernier puits est rempli :

$$C_{GS} = \frac{C_{GSO}}{2 \cdot n_p - 1} \quad , \quad g_m = \frac{g_{m0}}{2 \cdot n_p - 1}$$

Notons que la variation relativement discontinue de la capacité grille source et de la transconductance n'est obtenue en pratique que dans la mesure où l'épaisseur a de la couche en GaAlAs est très supérieure à l'épaisseur du gaz 2 D. Il est bien sûr évident que si l'on utilise des épaisseurs de couches de GaAlAs comparables à a_0 , les variations de C_{GS} et de g_m sont plus progressives.

Remarquons que dans tous les cas, le rapport g_m / C_{GS} est le même, la fréquence de coupure ne varie donc pas en fonction de la tension de grille :

$$f_c = \frac{v_m}{2 \cdot \pi \cdot L_G} \quad (1.22)$$

Le courant drain maximum correspond au cas où tous les puits sont à l'équilibre thermodynamique, I_D^{\max} pour le MULTIPUITS est donc égal au I_D^{\max} du TEGFET (relation 1.12) multiplié par le facteur $(2 \cdot n_p - 1)$:

$$I_D^{\max} = (2 \cdot n_p - 1) \cdot q \cdot N_{SO} \cdot W \cdot v_m \quad (1.23)$$

Grâce aux relations 1.18, 1.19, 1.21, 1.22, et 1.23, nous avons reporté dans le tableau 1.V les différentes valeurs numériques des paramètres d'un TEC MULTIPUITS formé de 3 puits dont les principales caractéristiques sont :

$$n_p = 3, \quad a = 0.06 \mu\text{m}, \quad a_G = 0.02 \mu\text{m}, \quad \phi_B = 1\text{eV}, \quad \Delta E_C = 0.2\text{eV}$$

$$5 \cdot 10^{11} < N_{SO} (\text{cm}^{-2}) < 2 \cdot 10^{12}, \quad 0.25 < L_G (\mu\text{m}) < 1$$

$$1.2 \cdot 10^7 < v_m (\text{cm/s}) < 4 \cdot 10^7$$

	Valeur minimale	conditions d'obtention	Valeur maximale	conditions d'obtention
g_{m0}^* (mS/mm)	460	$v_m = 1.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$	1520	$v_m = 4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
f_c (GHz)	19	$L_G = 1 \mu\text{m}, v_m = 1.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$	250	$L_G = .25 \mu\text{m}, v_m = 4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
C_{GSO}^* (pF/mm)	0.95	$L_G = .25 \mu\text{m}$	3.8	$L_G = 1 \mu\text{m}$
I_D^{\max} (mA/mm)	500	$N_{SO} = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ $v_m = 1.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$	6400	$N_{SO} = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ $v_m = 4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$

* g_{m0} et C_{GSO} correspondent aux valeurs maximales prises par g_m et C_{GS}

Tableau 1.V

valeurs numériques typiques des paramètres caractéristiques d'un TEC MULTIPUITS formé de 3 puits

Remarquons que nous avons fixé a et a_G de manière à ce que leurs valeurs correspondent aux simplifications que nous nous sommes donnés ($a \gg a_G$). Les valeurs de a et a_G étant fixées ($a=0.06 \mu\text{m}$ et $a_G=0.02 \mu\text{m}$), la tension de pincement dépend uniquement du dopage N_D des différentes couches de GaAlAs, à titre d'exemple, nous donnons ci-dessous, pour un MULTIPUITS formé de 3 puits, les tensions de pincement ainsi que les dopages qui leurs correspondent :

$$V_P = - 4 \text{ V pour } N_D = 2.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$V_P = - 2 \text{ V pour } N_D = 1.35 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$V_P = 0 \text{ V pour } N_D = 0.38 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Notons que, plus les tensions de pincement sont positives, moins les couches de GaAlAs sont dopées. On arrive ainsi au cas limite où les couches de GaAlAs ne sont pas dopées, la tension aux bornes des couches à grand gap (V_T) est alors nulle et la tension de pincement est égale à $\phi_B - \Delta E_C$, il s'agit donc dans ce cas d'un MULTIPUITS de type MISFET. La théorie effectuée ici s'applique également à ce nouveau type de transistor, en particulier les relations 1.20, 1.21, 1.22 et 1.23 permettant le calcul de g_m , C_{GS} et f_c sont encore applicables.

1.10 COMPARAISON ENTRE LES DIFFERENTS TRANSISTORS

Les progrès technologiques de ces dernières années, tant du point de vue de la fabrication des épitaxies que de la réalisation technologique de transistors, ont permis la réalisation et l'étude de nouveaux et nombreux types de transistors à effet de champ de plus en plus performants.

L'étude simplifiée que nous venons d'effectuer des caractéristiques de ces différents TECs nous renseigne sur leurs différents avantages et inconvénients et donc sur leurs domaines d'applications qui sont présentés dans le tableau 1.VI.

	AVANTAGES	INCONVENIENTS	APPLICATIONS		
			LOGIQUE	BRUIT	PUISSANCE
MESFET	Simplicité	Variation importante de C_{GS} et de g_m avec V_{GS} et I_D	x	x	x
TEGFET	g_m et f_c plus élevés	Difficulté d'obtention de V_p uniforme Diminution des performances liées à la présence du MESFET GaAlAs Présence centres DX	x	x	
MISFET	Uniformité de V_p g_m et f_c élevés g_m et C_{GS} constants Commande de charge linéaire Résistance différentielle négative	V_p proche de 1 V Courant de grille important lorsque I_D et V_{GS} élevés	x	(x)	
SISFET	V_p proche de 0V Uniformité de V_p g_m et f_c élevés g_m et C_{GS} constants Commande de charge linéaire Résistance différentielle négative	R_G élevé Courant de grille important lorsque I_D et V_{GS} élevés	x		
MULTIPIUITS	Courant de drain I_D important	g_m plus faible Résistance d'accès élevée	(x)		x
MISFET à canal dopé	Courant de drain I_D élevé Tension de claquage importante	g_m plus faible			x

Tableau 1.VI

Tableau comparatif des propriétés des transistors à effet de champ

En ce qui concerne le MESFET, puisqu'il s'agit du TEC le plus ancien, il est utilisé aussi bien en analogique (pour des applications en faible bruit ou en puissance) qu'en logique (plus particulièrement avec des transistors normalement bloqués).

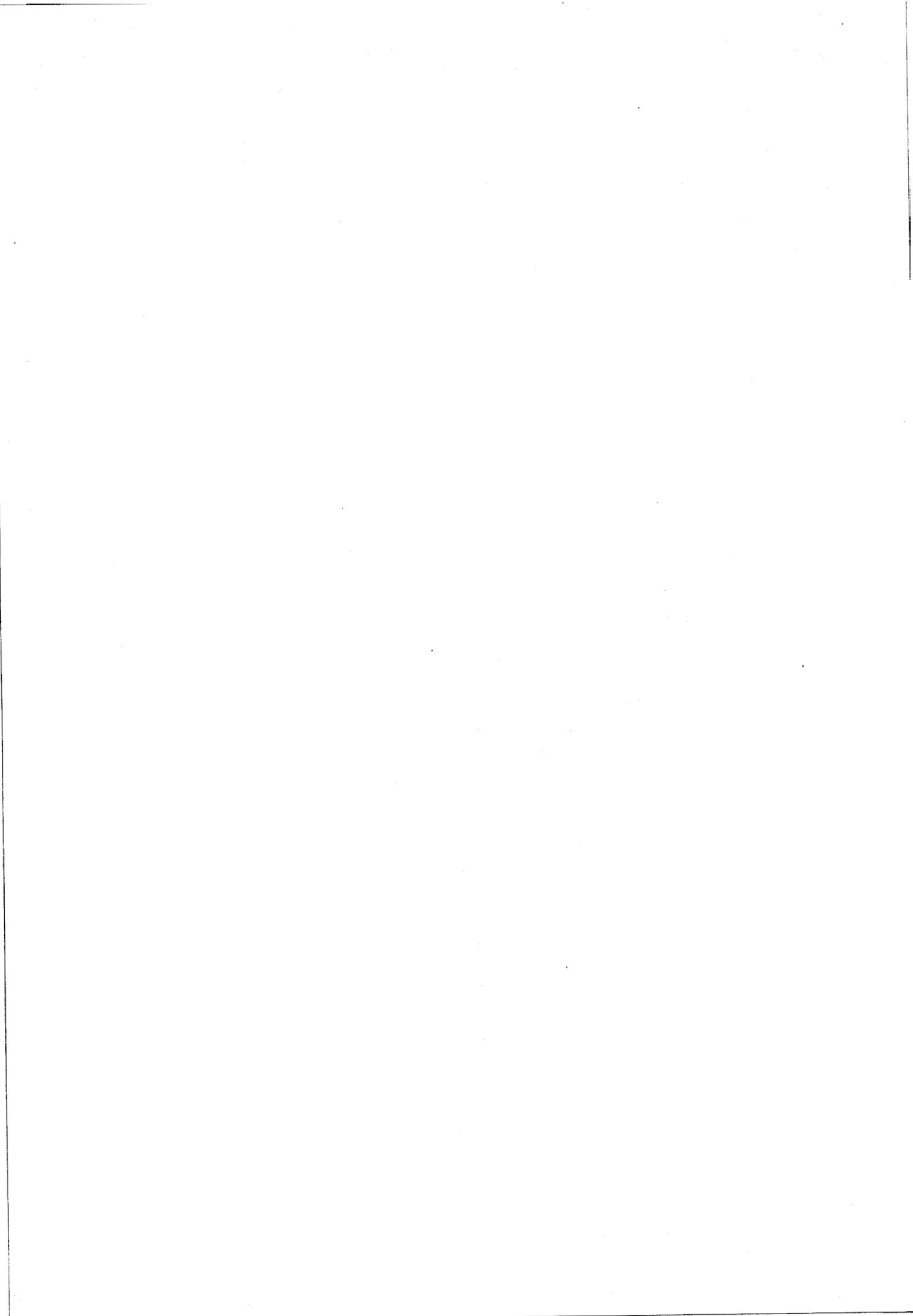
Compte tenu du fait que les électrons se déplacent dans un matériau non dopé, le TEGFET possède des caractéristiques de transconductance, de fréquence de coupure et de bruit plus intéressantes que le MESFET (tableau 1.I et 1.II). Il est donc utilisé pour des applications analogiques en faible bruit et un peu en logique. Le courant de drain maximum du TEGFET est cependant inférieur à celui du MESFET ; il faut donc, pour utiliser ce composant dans des applications de puissance, augmenter le nombre d'hétérojonctions, il s'agit alors du TEC à MULTIPUITS de type TEGFET [3], [4] qui bénéficie effectivement de courants drains très importants (tableau 1.V).

La tension de pincement du TEGFET dépend du dopage (généralement très élevé) et de l'épaisseur (généralement très faible) de la couche de GaAlAs, il est donc très difficile de contrôler cette tension avec précision, ce qui constitue un handicap sérieux pour les applications en logique. De plus le TEGFET, dont les performances sont encore meilleures à basse température, subit des instabilités (collapse, conductivité persistante) dues à des centres donneurs profonds (centres DX) ; pour ces différentes raisons, le MISFET et le SISFET [5], [6] dont la tension de pincement est indépendante des caractéristiques de l'épitaxie et qui ne possède pas de centres DX (la couche de GaAlAs étant non dopée) sont des composants dont l'avenir paraît très prometteur. De plus, la possibilité d'utiliser le MISFET en logique complémentaire [7] et sa faible consommation en font un atout supplémentaire pour le rendre très intéressant pour des applications en logique et sans doute aussi dans les applications analogiques faible bruit. Il faut cependant remarquer (et nous étudierons ce problème dans le chapitre 3) que l'obtention de densité de charge élevée ne peut se faire qu'au prix d'un courant de grille important et ce phénomène peut limiter les performances de ce type de composant. Cependant, la présence de ce courant de grille élevé ne constitue pas toujours un inconvénient. En effet, dans certaines conditions, elle permet l'apparition d'une résistance différentielle négative entre source et drain et nous étudierons dans le chapitre 4 les

applications potentielles de ce phénomène. Notons par ailleurs que l'on ne peut utiliser ce transistor pour des applications en puissance que si l'on augmente le nombre d'hétérojonctions (MULTIPOINTS de type MISFET) ou si l'on dope la couche de GaAs, dans ce cas, il s'agit du MISFET à canal dopé.

Le MISFET à canal dopé s'apparente au MESFET quand il est polarisé en inverse (mode désertion $V_{GS} < \phi_B$) et au MISFET quand il est polarisé en direct (mode accumulation $V_{GS} > \phi_B$) [8]. Ce transistor permet donc des excursions logiques plus importantes que le MESFET ou le MISFET. Il possède des propriétés de puissance comparables à celles du MESFET (tableau 1.I et 1.IV), la présence de la couche non dopée sous la grille lui permet de bénéficier de tensions de claquages très importantes et bien supérieures à celles du MESFET. Nous reviendrons plus en détail sur ces propriétés très intéressantes au chapitre 2.

Afin d'effectuer une étude plus approfondie des différentes propriétés de ces transistors et de pouvoir optimiser leur structure en vue de diverses applications, il est nécessaire de disposer d'une méthode de modélisation permettant non seulement de tous les étudier mais aussi de prendre en compte le maximum de phénomènes physiques présents dans ces structures. C'est ce type de modèle que nous nous proposons d'étudier dans le chapitre suivant.



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE 1

- [1] T. J. DRUMMOND, H. MORKOC, K. LEE, M. SHUR
Model for Modulation Doped Field Effect Transistor
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-3, No 11,
November 1982
- [2] B. VINTER
Subbands and Charge Control in a Two-dimensional Electron Gas
Field-Effect Transistor
Appl. Phys. Lett. 44 (3), 1 February 1984
- [3] K. HIROSAKA, N. HIDAKA, Y. HIRACHI, M. ABE
A 30-GHz 1-W Power HEMT
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-8, NO. 11, November 1987
- [4] E. SOVERO, A. K. GUPTA, J. A. HIGGINS, W. A. HILL
35-GHz Performance of Single and Quadruple Power Heterojunction
HEMT's,
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-33, NO. 10, OCTOBER
1986
- [5] M. WOLNY, T. AGUILA, P. DECONINCK, D. MORONI, J. P. ANDRE,
High-Performance WN-gate MISFETs fabricated from MOVPE wafers,
Electronics Letters, 23, pp 1127-1128, 1987
- [6] P. M. SOLOMON, C. M. KNOEDLER, S. L. WRIGHT
A GaAs Gate Heterojunction FET,
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-5, NO. 9, SEPTEMBER 1984
- [7] R. R. DANIELS, R. MACTAGGART, J. K. ABROKWAH, O. N. TUFTE, M. SHUR,
J. BAEK, P. JENKINS
Complementary Heterostructure Insulated Gate FET Circuits for
High-Speed, Low Power VLSI,
IEDM, pp 448-451, 1986
- [8] H. HIDA, A. OKAMOTO, H. TOYOSHIMA and K. OHATA
An Investigation of i-AlGaAs/n-GaAs Doped-Channel MIS-Like FET's
(DMT's)- Properties and Performance Potentialities,
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-34, NO. 7, JULY 1987

CHAPITRE 2

METHODE GENERALE DE MODELISATION DU

TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

2.1 INTRODUCTION ⁽¹⁾

Un très grand nombre de méthodes ont déjà été utilisées pour modéliser le transistor à effet de champ. Compte tenu de la diversité des phénomènes physiques qu'il faut appréhender, il s'agit d'un problème difficile qui ne peut généralement pas être résolu de façon complètement rigoureuse. Un nombre plus ou moins grand d'hypothèses simplificatrices est presque toujours nécessaire pour être en mesure d'obtenir les caractéristiques du transistor. Les différents procédés utilisés diffèrent donc par l'importance et le nombre d'hypothèses pris en considération.

Ainsi, certaines méthodes se veulent les plus exactes possibles et n'utilisent en principe aucune hypothèse simplificatrice : les calculs effectués se font dans l'espace géométrique à deux, voire à trois dimensions, et prennent en compte l'ensemble des phénomènes de transport se produisant dans le composant, aussi bien dans l'espace réel que dans celui des vecteurs d'onde. Cependant, cette rigueur se traduit presque toujours par des temps calculs très importants ; seul le régime statique peut souvent être étudié et les caractéristiques statiques obtenues ne comportent qu'un nombre limité de points. Il en résulte que la détermination des grandeurs dynamiques du transistor, telles que la transconductance g_m ou la conductance de drain g_d , est souvent très imprécise. Par ailleurs, afin de simplifier les calculs numériques, des géométries simplifiées négligeant les zones d'accès et ne prenant pas en compte le creusement de l'épithaxie sont utilisées. Enfin, la prise en compte de façon la plus exacte possible des phénomènes de transport nécessite presque toujours l'utilisation de méthodes microscopiques du type Monte Carlo [1], [2], [3] : les grandeurs calculées à partir de moyennes statistiques sont alors affectées de fluctuations qui les rendent finalement fort imprécises (et ceci, en dépit du caractère exact des calculs effectués).

(1) *Le travail décrit dans ce deuxième chapitre a été effectué en étroite collaboration avec P. GODTS et de ce fait il sera également exposé, sous une forme très voisine, dans son mémoire de thèse.*

Pour remédier à tous ces inconvénients, un certain nombre de méthodes simplifiées ont été proposées. La plus célèbre est celle de PUCCELL [4] qui utilise un ensemble de relations analytiques ; d'autres plus récentes [5] procèdent de façon numérique en utilisant différentes hypothèses simplificatrices telles que le traitement à 1 dimension des phénomènes de transport dans le canal conducteur. Malheureusement, si les calculs peuvent généralement être plus précis et permettre la détermination d'un très grand nombre de points des caractéristiques, les nombreuses hypothèses simplificatrices rendent souvent contestables les déterminations effectuées. De plus, les géométries étudiées sont, comme dans le cas des méthodes exactes, le plus souvent fort simplifiées et ne permettent donc pas de tenir compte de l'influence des procédés technologiques utilisés pour réaliser le transistor.

Il apparaît ainsi que le technologue désirant contrôler ou optimiser ses procédés de réalisation ne dispose pas de méthodes de modélisation bien adaptées. Ces méthodes devraient être rapides pour être utilisables pratiquement en temps réel, et être suffisamment exactes et réalistes pour donner des résultats significatifs correspondant aux géométries effectivement réalisées. Un des objectifs de ce travail est donc d'étudier dans quelle mesure un modèle de ce type peut être élaboré et utilisé pour les différents types de transistors à effet de champ étudiés actuellement.

Dans une première étape, nous donnons les caractéristiques du modèle que nous souhaitons mettre au point, en précisant les types de structures auxquelles il peut s'appliquer et les différents phénomènes physiques qu'il prend en compte. Nous précisons ensuite les différentes hypothèses simplificatrices et les grandes lignes des procédés utilisés.

Dans une seconde étape, nous décrivons les différentes méthodes qui sont successivement utilisées pour obtenir les caractéristiques du transistor et qui correspondent :

- à la prise en compte éventuelle des effets quantiques dans les gaz d'électrons "piégés" dans les puits de potentiel,
- à la détermination des différentes populations électroniques et de la densité de courant suivant un axe perpendiculaire à la grille,

- à l'étude des phénomènes de transport suivant l'axe source drain.

Nous présentons enfin les caractéristiques générales du logiciel mis au point : grandeurs d'entrée et de sortie, temps de calcul nécessaire et précision obtenue.

2.2 CARACTERISTIQUES GENERALES DU MODELE PROPOSE

2.2.1 LES DIFFERENTES STRUCTURES QUI PEUVENT ETRE ETUDIEES

Le modèle proposé permet l'étude des différents Transistors à Effet de Champ (TEC) représentés figure 2.1 et que l'on peut énumérer ici :

- le TEC en Arséniure de Gallium dont la grille est constitué d'un contact métal-semiconducteur que nous appelons MESFET,

- le transistor à hétérojonction appelé TEGFET, MODFET, HEMT, SDHT, suivant les pays et les laboratoires que nous désignons sous le nom de TEGFET,

- le transistor de type Métal-Isolant-Semiconducteur (MISFET) encore appelé MIS HFET, HIGFET, SAHFET...

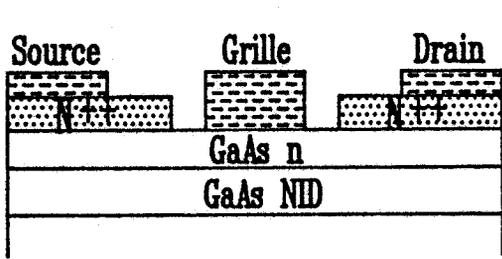
- le SISFET (Semiconducteur-Isolant-Semiconducteur), utilisant une grille en semiconducteur n^+ ,

- le MISFET à canal dopé,

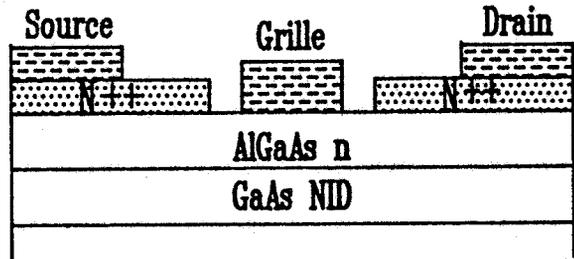
- et enfin le TEC MULTIPUITS constitué, comme son nom l'indique, d'un grand nombre d'hétérojonctions et donc de puits de potentiels.

2.2.2 LES DIFFERENTS PHENOMENES PHYSIQUES QUE NOUS POUVONS PRENDRE EN COMPTE

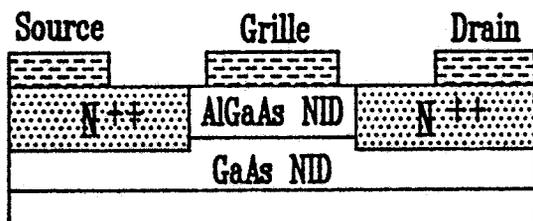
Dans le but de pouvoir prendre en compte aussi exactement que possible les différentes structures réalisables technologiquement, nous



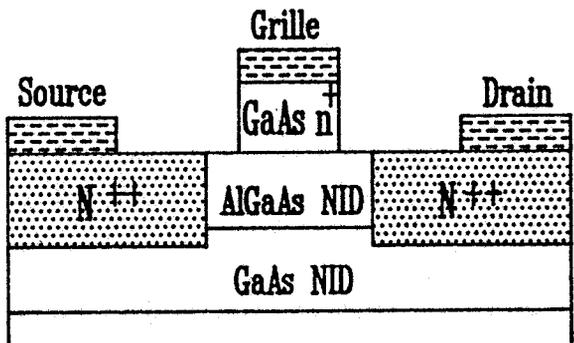
MESFET



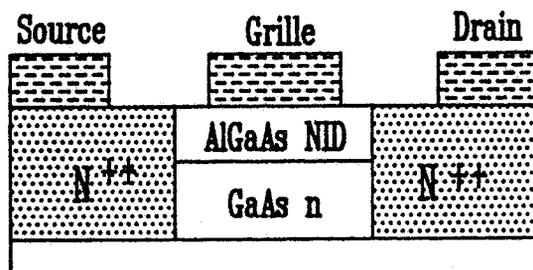
TEGFET ou MODFET ou HEMT



MISFET

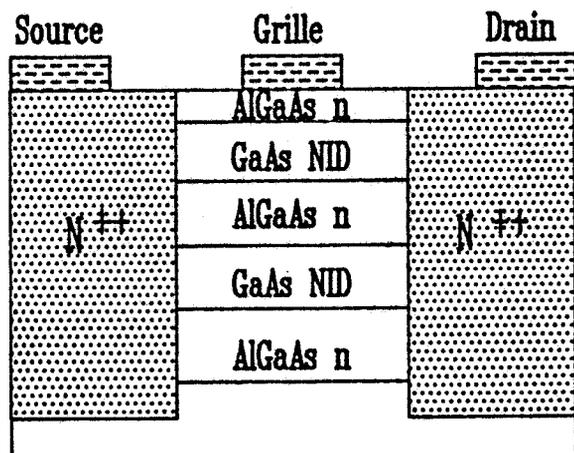


SISFET à grille GaAs



DMT

(structure à canal enterré)



TEGFET
à puits multiples

Figure 2.1

Les différents Transistors à Effet de champ que le modèle permet d'étudier.

nous sommes efforcés de pouvoir traiter (quitte à le faire de façon très simplifiée) la plupart des phénomènes physiques, des caractéristiques électriques et des géométries correspondant à chaque transistor à effet de champ.

Au niveau des phénomènes physiques, nous nous sommes efforcés de prendre en compte :

- la quantification du mouvement des électrons formant le gaz bidimensionnel (2 D) piégé dans les différents puits de potentiel,

- le caractère non stationnaire du transport électronique qui est particulièrement important lorsque les longueurs de grille utilisées sont submicroniques et qui donne lieu aux phénomènes de sur-vitesse ou de sous-vitesse,

- le transfert électronique dans l'espace réel qui se produit du semiconducteur de faible largeur de bande interdite au semiconducteur de bande interdite plus élevée, lorsque les électrons acquièrent une énergie suffisante,

- l'injection des porteurs dans le substrat ou la couche tampon utilisée donnant lieu à ce que l'on appelle l'effet canal court,

- la variation de la mobilité liée aux interactions avec les impuretés ionisées,

- les piègeages des porteurs liés à l'existence de centres plus ou moins profonds donneurs ou accepteurs,

- l'influence des charges superficielles et du potentiel de surface qui en résulte,

- la présence de courant grille plus ou moins important suivant l'évolution du potentiel local et de l'échauffement des électrons,

- l'augmentation de la température du cristal semiconducteur sous l'effet de la puissance continue qui lui est appliquée.

Au niveau des caractéristiques électroniques des structures étudiées, le modèle permet en principe de tenir compte d'un profil de concentration en impuretés, en centres profonds et en composition

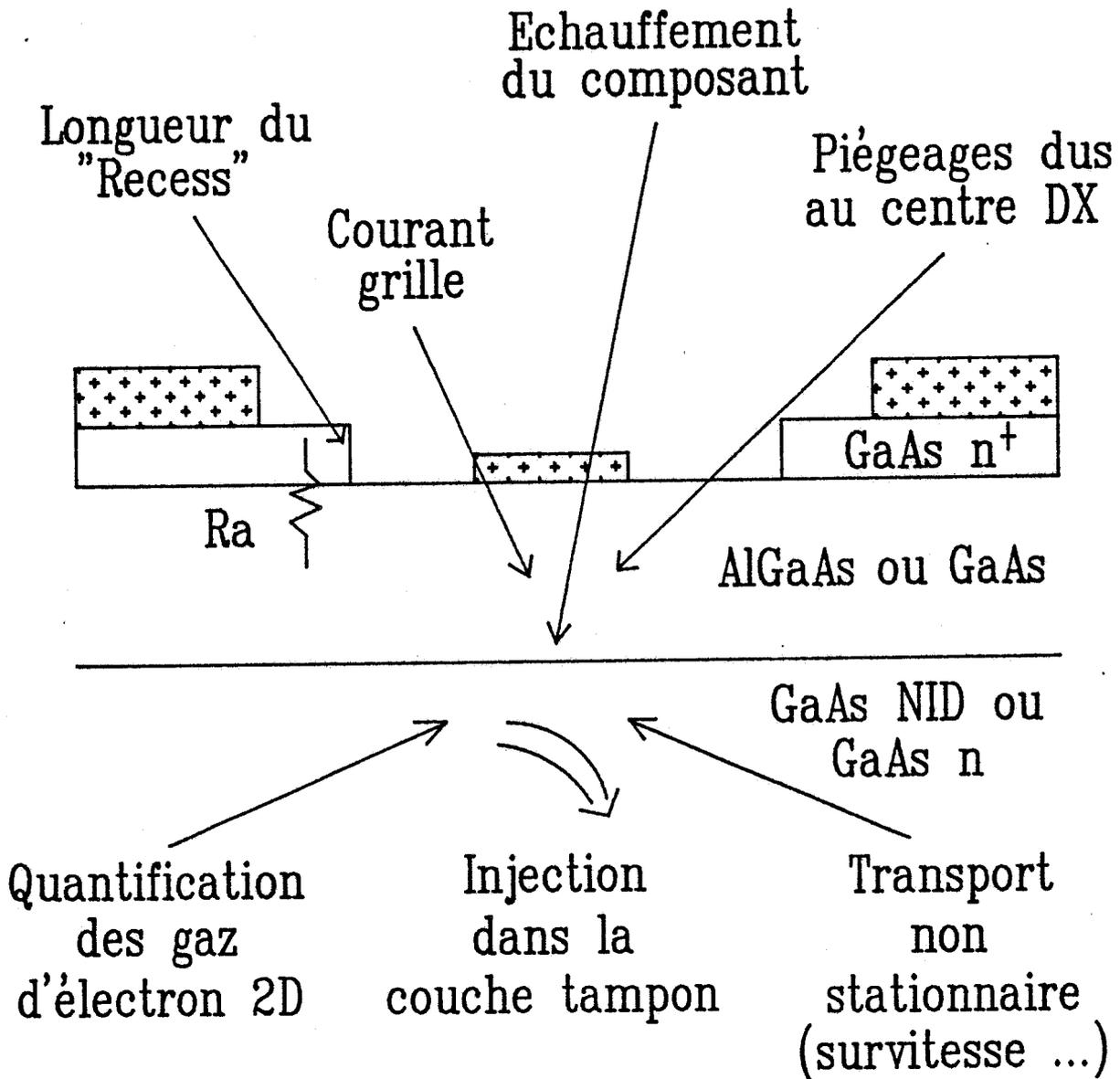


Figure 2.2

Géométrie générale des structures étudiées, localisation des différents phénomènes physiques pris en compte.

d'alliage (pour un semiconducteur ternaire) quelconque. Les caractéristiques électriques des zones d'accès de source et de drain peuvent également être précisées en introduisant des résistances de contact et deux paramètres résumant les propriétés électriques de la couche épitaxiée utilisée avant toute attaque humide ou sèche, à savoir :

- la concentration totale en porteurs libres par unité de surface N_{dd} ,
- la mobilité "équivalente" de ces porteurs μ_{dd} .

Au niveau de la géométrie, les structures étudiées sont décrites par les caractéristiques suivantes :

- longueur et largeur de la grille,
- longueur, profondeur du creusement ("recess") effectué, ainsi que son positionnement par rapport à la grille,
- distance source drain.

La figure 2.2 représente la géométrie générale des structures étudiées et la localisation des différents paramètres et phénomènes physiques qui sont pris en compte.

2.2.3 METHODOLOGIE SUIVIE POUR LE TRAITEMENT D'UNE STRUCTURE A EFFET DE CHAMP

La méthode de modélisation proposée comporte deux grandes étapes.

Dans la première, nous calculons les différentes populations électroniques (porteurs libres et porteurs piégés présents dans les différentes couches épitaxiées) se trouvant dans une tranche du transistor d'épaisseur très faible, délimitée par deux plans perpendiculaires à la grille et perpendiculaires à l'axe source drain (figure 2.3). Ce calcul, effectué en fonction de la différence de potentiel V_{GC} existant entre l'électrode de grille et un point convenablement choisi du canal conducteur permet d'obtenir (généralement sous forme numérique, c'est-à-dire sous forme de tableaux) l'évolution en fonction de V_{GC} des différentes concentrations

électroniques dans la tranche, ainsi que de la densité du courant de grille correspondante.

Dans une seconde étape, les informations obtenues sont utilisées pour étudier les phénomènes de transport dans le canal conducteur selon un axe source drain (figure 2.3). Pour un courant source donné I_S , on calcule de proche en proche la vitesse et l'énergie moyennes des porteurs dans le canal ainsi que la valeur des champs électriques qui leurs sont appliqués. Par intégration du champ électrique, la tension drain source correspondant au courant I_S peut ainsi être obtenue. Le même type de calcul effectué pour d'autres valeurs du courant I_S permet alors d'obtenir l'ensemble des caractéristiques du composant.

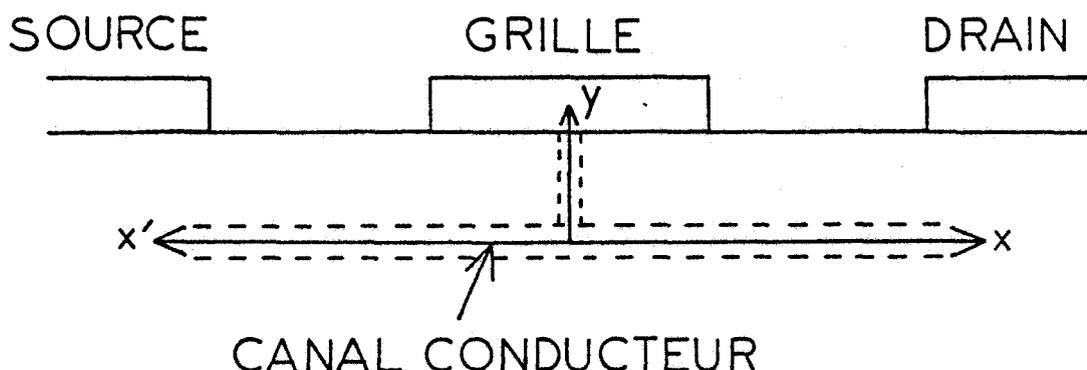


Figure 2.3

Le système de référence utilisé dans la modélisation des Transistors à Effet de Champ.

Remarquons qu'une méthodologie de ce type a déjà été utilisée au laboratoire pour calculer les propriétés d'un transistor à effet de champ. Ce procédé a progressivement été élaboré par MM. CARNEZ, CONSTANT, SALMER et CAPPY [6]. La méthode que nous proposons dans le cadre de ce travail est cependant plus complète dans la mesure où :

- elle est applicable non seulement au MESFET et TEGFET, mais aussi à pratiquement tous les types de transistor à effet de champ utilisant ou non des hétérojonctions,

- elle prend en compte l'échauffement du transistor sous l'influence de la puissance continue qui lui est appliquée, la présence d'un courant grille, l'influence de centres profonds de tous types ainsi

que les caractéristiques des zones d'accès à la source et au drain.

C'est un des objectifs de notre travail de montrer que tous ces paramètres, qui n'étaient pas encore pris en compte, peuvent considérablement modifier les caractéristiques des composants.

Nous décrivons maintenant plus en détail les deux grandes étapes de notre modélisation qui vont nous permettre d'accéder progressivement aux propriétés statiques et dynamiques des transistors à effet de champ étudiés.

2.3 ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE LA STRUCTURE SUIVANT UN AXE PERPENDICULAIRE A LA GRILLE

Rappelons qu'il s'agit d'obtenir, dans une tranche perpendiculaire au plan de la grille et à l'axe du transistor, l'évolution en fonction du potentiel local du canal des différentes populations électroniques et de la densité du courant de grille.

Deux cas de figures peuvent se présenter, nous les étudions successivement :

- compte tenu des différents puits de potentiel existant dans la structure, la quantification des mouvements électroniques des électrons piégés dans ces puits ne peut pas être négligée,

- les effets quantiques dans la structure sont négligeables.

2.3.1 ETUDE TENANT COMPTE DE LA QUANTIFICATION DES GAZ ELECTRONIQUES

Dans ce cas, nous allons choisir de définir le potentiel local existant entre la grille et le canal (V_{GC}) comme étant égal à la différence entre le niveau de Fermi dans le métal de la grille (E_{fm}) et la position du niveau de Fermi dans le gaz 2D (E_{fp}). Le procédé utilisé est décomposé en deux parties. En fonction de la densité superficielle N_S du gaz 2D, on calcule tout d'abord la position du niveau de Fermi E_{fp} . Connaissant E_{fp} et N_S , on détermine ensuite les différentes

populations électroniques existant dans une tranche du transistor ainsi que la densité correspondante du courant grille J_G .

2.3.1.1 DÉTERMINATION DE LA POSITION DU NIVEAU DE FERMÍ EN FONCTION DE LA DENSITÉ DE CHARGE DU GAZ 2D

L'objectif est de calculer E_{fp} en fonction des caractéristiques du puits et en fonction de la densité de charge. Le puits de potentiel est généralement déterminé par les données suivantes :

- la discontinuité de la bande de conduction (ΔE_C) lors du franchissement de l'hétérojonction,

- la concentration en impuretés dans le semiconducteur à faible bande interdite (généralement dans le GaAs), mais aussi (bien que ce paramètre influe assez peu sur les résultats) dans le semiconducteur à bande interdite importante (généralement GaAlAs).

Dans le cas où le puits de potentiel est délimité par deux hétérojonctions, il faut aussi se donner la distance entre les deux hétérojonctions qui détermine la largeur du puits ainsi que la discontinuité de la bande de conduction correspondant aux deux hétérojonctions utilisées (ΔE_C). Cette discontinuité se déduit, en pratique, à partir de la différence entre la composition d'alliage des deux matériaux semiconducteurs constituant l'hétérojonction. Dans le cas de la filière GaAlAs/GaAs qui sera étudiée dans ce travail, on utilise en pratique les formules suivantes :

- hétérojonction $Al_{x_{Al}} Ga_{1-x_{Al}} As/GaAs$:

$$\Delta E_C = 0.67 x_{Al} + 0.27 x_{Al}^2 \quad (2.1)$$

- hétérojonction $Al_{x_1} Ga_{1-x_1} As/Al_{x_2} Ga_{1-x_2} As$:

$$\Delta E_C = 0.67 [x_1 - x_2] + 0.27 [x_1 - x_2]^2$$

a) **Méthodologie du calcul des états électroniques liés à un puits de potentiel**

On obtient les états électroniques liés à un puits de potentiel par la résolution de l'équation de SCHRODINGER, compte tenu de conditions aux limites correctes, et en association avec l'équation de POISSON qui tient compte du phénomène de charge d'espace. Les variations spatiales de la masse effective $m(y)$ et de la permittivité $\epsilon(y)$ peuvent être prises en compte [7] en résolvant les équations suivantes :

$$\frac{\hbar^2}{2 \cdot (2\pi)^2} \frac{d}{dy} \left[\frac{1}{m(y)} \cdot \frac{d\phi_1(y)}{dy} \right] + V(y) \phi_1(y) = E_1 \phi_1(y) \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dy} \left[\epsilon(y) \cdot \frac{dV_{p_0}(y)}{dy} \right] = q \left[\sum_i N_{Si} \cdot \phi_i^2(y) - N_D^+(y) \right] \quad (2.3)$$

où \hbar est la constante de Planck, y la coordonnée de l'axe Oy perpendiculaire à la grille ; $\phi_1(y)$, N_{Si} et E_1 sont respectivement la fonction d'onde, la densité électronique superficielle et l'énergie de la sous-bande $n^{\circ}i$; $N_D^+(y)$ est la charge ionique, $V_{p_0}(y)$ le potentiel Poissonien, $V(y)$ est donné par la relation :

$$V(y) = V_{p_0}(y) + \Delta E_C(y) + V_{exc}(y) + V_{bn}(y) \quad (2.4)$$

où $V_{exc}(y)$ est la contribution due au phénomène d'échange corrélation [8], $V_{bn}(y)$ la contribution due à l'abaissement de la bande de conduction par écrantage électronique du potentiel cristallin [9], [10]. La résolution de l'équation 2.2 permet d'obtenir les énergies des sous-bandes E_i qui, à un N_S donné, permettent le calcul du niveau de Fermi par l'expression :

$$N_S = \frac{m \cdot k \cdot T}{\pi \cdot \left[\frac{\hbar}{2 \cdot \pi} \right]^2} \cdot \sum_i \text{Log} \left[1 + \exp \left[\frac{E_{fp} - E_i}{kT} \right] \right] \quad (2.5)$$

où m est la masse $m(y)$ pondérée par les probabilités de présence $\phi_i(y)^2$.

Les fonctions d'onde $\phi_i(y)$ permettent aussi le calcul du champ et du potentiel $V_{p_0}(y)$ par l'équation 2.3. En pratique, la résolution de la

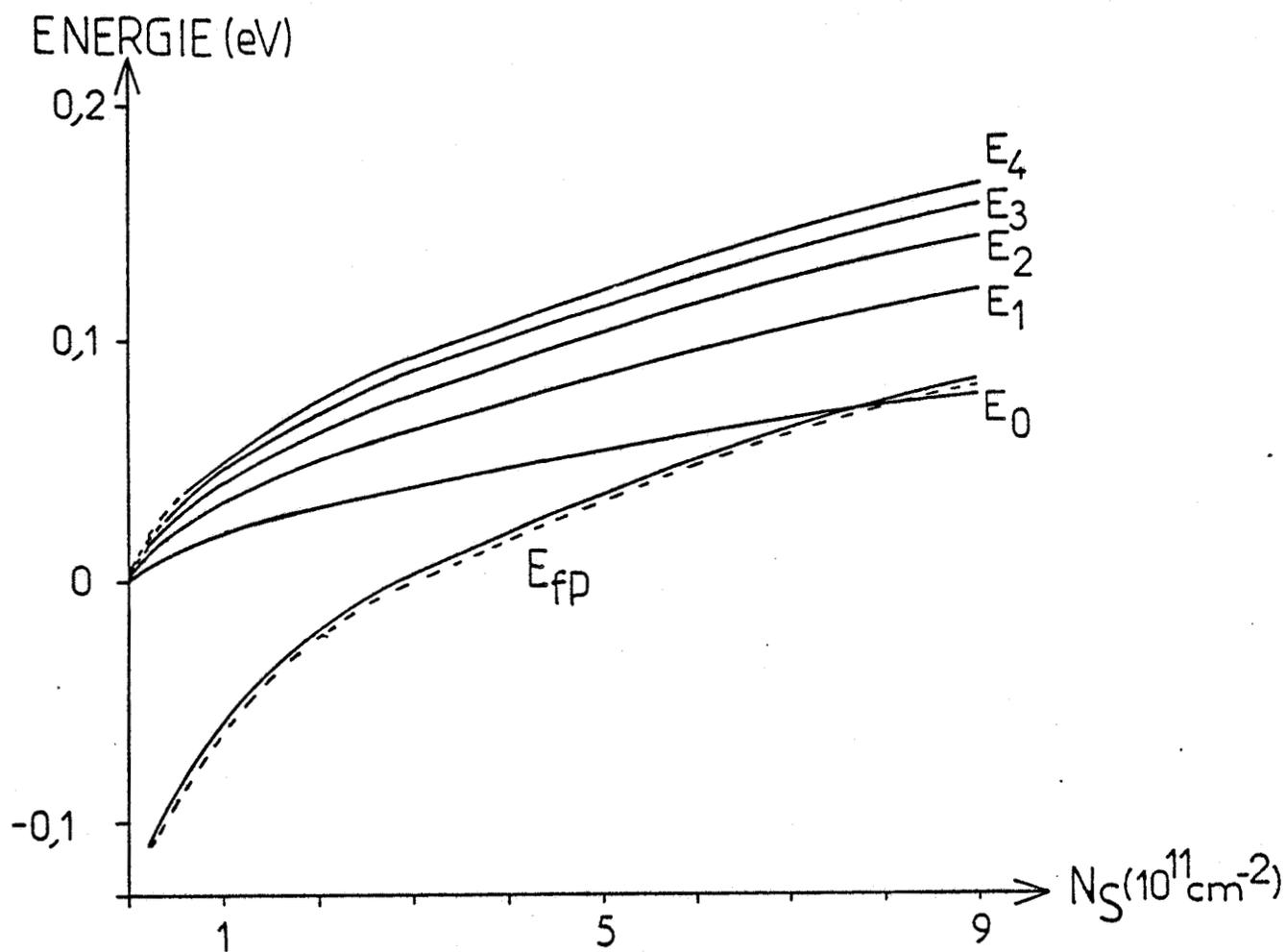


Figure 2.4

Evolution du niveau de Fermi dans le puits E_{fp} (représenté en traits pleins) et des énergies des sous-bandes E_i en fonction de N_S (les calculs sont faits en tenant compte de 5 sous-bandes). La courbe $E_{fp}(N_S)$ représentée en pointillés a été calculée en tenant compte de 11 sous-bandes.

relation 2.2 se fait par une méthode de différences finies qui conduit à la recherche des zéros du polynôme caractéristique d'une matrice ruban symétrique dont l'ordre est le nombre de points de calcul des $\phi_i(y)$.

Les conditions aux limites associées sont que $\phi_i(y)$ est nulle aux deux extrémités de la structure simulée. Le choix de la fonction $\Delta E_C(y)$ permet de résoudre toutes sortes de structures possédant des hétérojonctions. L'évaluation de la charge ionique $N_D^+(y)$ est donnée par la connaissance de E_{fp} et de la position du ou des niveaux donneurs présents dans le matériau.

b) Exemples d'application de ce logiciel (2DZ)

La figure 2.4 nous montre un premier exemple d'application de ce logiciel que nous appelons 2DZ : la variation typique du niveau de Fermi E_{fp} et de l'énergie des sous-bandes E_1 en fonction de la densité électronique du gaz 2D. Les caractéristiques de l'épitaxie utilisée pour cette étude sont les suivantes : la première couche sous la grille est en GaAlAs d'épaisseur 625 Å, de dopage $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de discontinuité $\Delta E_C = 0.35 \text{ eV}$; la couche suivante est appelée espaceur (GaAlAs non dopé), son épaisseur est de 30 Å et $\Delta E_C = 0.35 \text{ eV}$, ensuite se trouve la couche tampon (GaAs non dopée) que nous simulons avec une épaisseur de 1375 Å et par des conditions aux limites sur le champ électrique. Notons que la variation du niveau de Fermi en fonction de N_S est pratiquement indépendante du dopage N_D de la couche en GaAlAs. Nous remarquons également sur la courbe 2.4 que E_{fp} calculé en ne considérant que 5 sous-bandes dans le puits de potentiel est peu différent de E_{fp} calculé avec 11 sous-bandes.

La variation de E_{fp} avec N_S pour différents ΔE_C est représentée à la figure 2.5. Nous constatons une augmentation du niveau de Fermi (pour E_{fp} supérieur à 20 meV) quand ΔE_C augmente de 0.1 eV à 0.26 eV. Pour une valeur de ΔE_C de 0.36 eV, la courbe $E_{fp}(N_S)$ est alors pratiquement confondue à celle où $\Delta E_C = 0.26 \text{ eV}$. La variation de E_{fp} et des énergies des sous-bandes avec ΔE_C est donc négligeable pour des ΔE_C suffisamment grands. Les TEGFET et MISFET modélisés ayant tous un ΔE_C au moins égal à

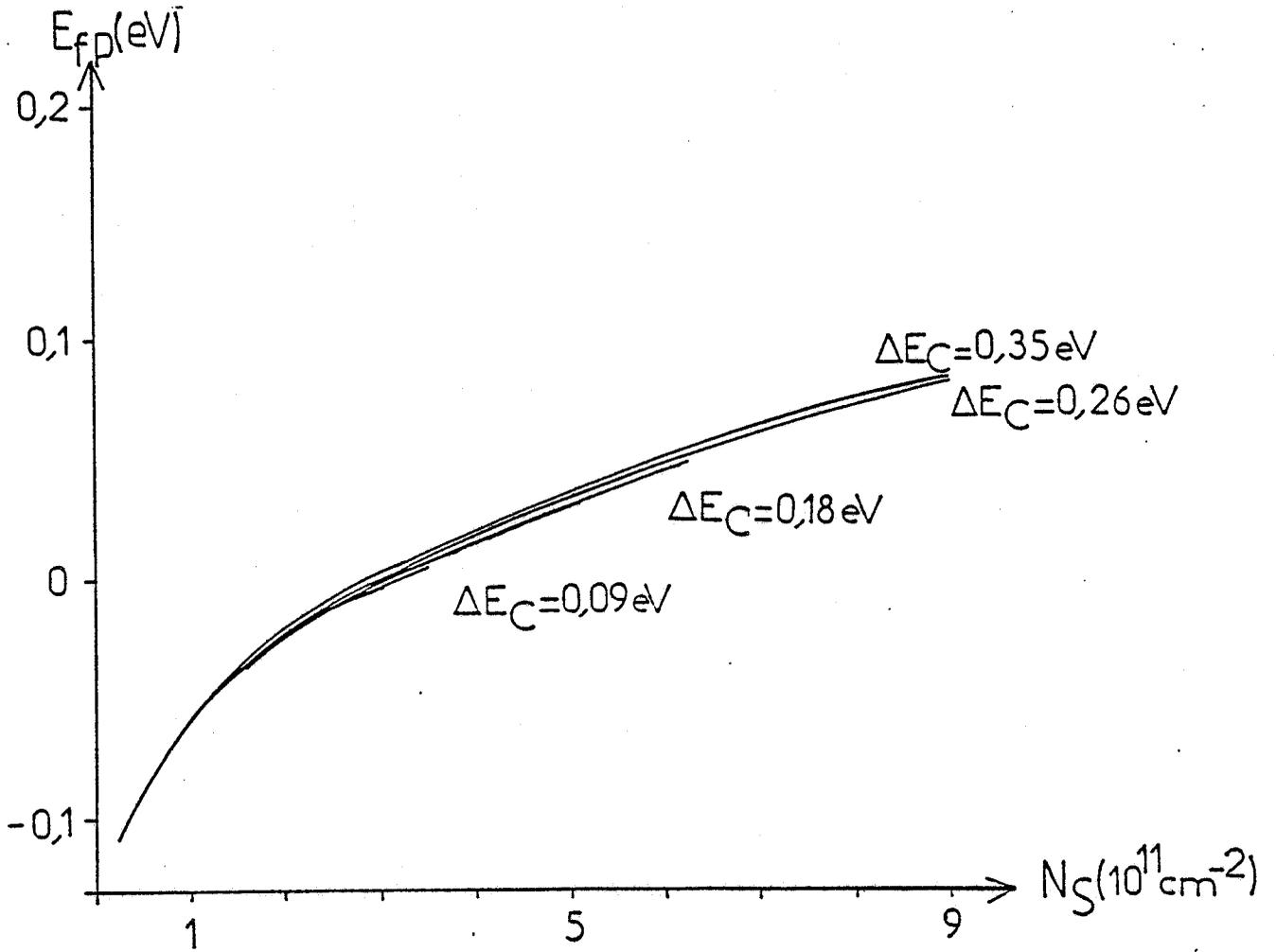


Figure 2.5

Evolution du niveau de Fermi E_{fp} en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel N_S pour différentes valeurs de la discontinuité de la structure de bande à l'hétérojonction ΔE_C . Dans la détermination de N_S nous n'avons tenu compte que de la population électronique dans le GaAs.

0.2eV, nous négligerons généralement l'influence de la discontinuité ΔE_C sur les valeurs de E_i .

Nous supposons donc que tout transistor à simple hétérojonction est caractérisé par un puits de potentiel constitué de 5 sous-bandes d'énergie E_i qui sont données par les relations suivantes déduites des résultats de la figure 2.4 :

$$E_0 = 0.0197.N_S^{0.624} \quad , \quad E_1 = 0.033.N_S^{0.588} \quad , \quad E_2 = 0.042.N_S^{0.56} \quad (2.6)$$

$$E_3 = 0.047.N_S^{0.548} \quad , \quad E_5 = 0.051.N_S^{0.537}$$

Remarquons que les relations 2.5 et 2.6 permettent alors la détermination du niveau de Fermi en fonction de N_S .

Un autre exemple d'application est l'étude d'un transistor où les électrons du gaz 2 D sont délimités par deux hétérojonctions. La structure de bande et les fonctions d'onde des différentes sous-bandes sont représentées sur la figure 2.6. Il s'agit d'un puits de largeur assez grande et, dans ce cas la variation des niveaux d'énergies peuvent être correctement approximés par les formules 2.6. Il n'en est plus de même lorsque le puits de potentiel est plus étroit et il faut alors déterminer les E_i en fonction des caractéristiques exactes des puits étudiés.

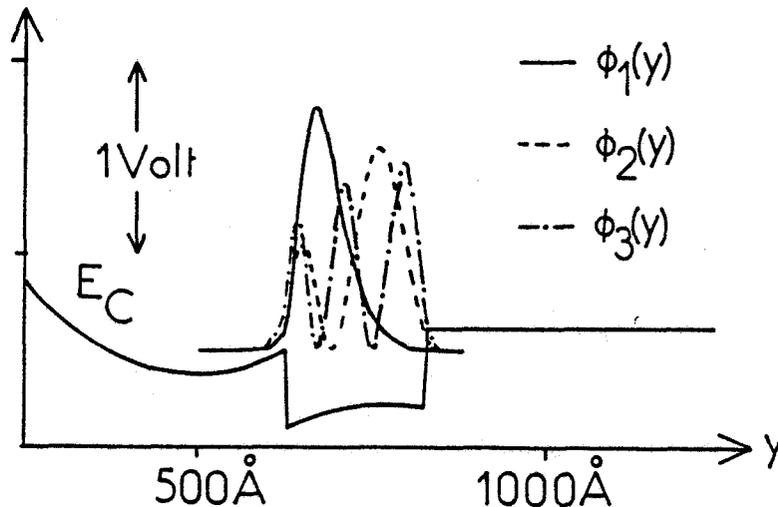


Figure 2.6

Les densités de probabilités correspondant aux trois premières sous-bandes pour un TEGFET dont le puits est délimité par deux hétérojonctions. Ce TEGFET est constitué d'une couche de GaAlAs d'épaisseur 600 Å et de dopage $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d'un espaceur de 30 Å d'épaisseur et enfin d'un "puits rectangulaire" de largeur 200 Å pour un ΔE_C de 0.35 eV.

2.3.12 DÉTERMINATION DES POPULATIONS ÉLECTRONIQUES ET DE LA DENSITÉ DE COURANT GRILLE LORSQUE N_S EST CONNUE

Connaissant N_S et la position du niveau de Fermi E_{fp} , il faut maintenant calculer, dans une tranche de la structure correspondant aux différentes couches épitaxiées, la concentration électronique. On utilise en pratique (fig. 2.3) un axe Oy perpendiculaire au plan de la grille et à l'axe source drain du transistor dont l'origine sera choisie dans le plan de l'hétérojonction. Nous supposons que pour tout y, la composition d'alliage $x_{Al}(y)$, la concentration en niveaux donneurs $N_D(y)$ et la concentration en niveaux accepteurs $N_A(y)$ sont connues. Nous admettons, par ailleurs, que les niveaux donneurs peuvent donner lieu à des niveaux légers et des niveaux profonds. Nous calculons donc en fonction de y :

- les concentrations en électrons $n_T(y)$ et $n_L(y)$ se trouvant respectivement dans la vallée Γ et dans les vallées L de la bande de conduction,

- les concentrations des électrons piégés :

- . sur des niveaux donneurs soit léger $n_{DLe}(y)$, soit profond $n_{DPe}(y)$,
- . sur des niveaux accepteurs $n_{Ae}(y)$.

La détermination de ces différentes fonctions peut se faire de proche en proche à partir du point $y = 0$ où la position du niveau de Fermi et la valeur du champ électrique sont connues. En effet, pour un N_S donné, nous avons vu comment on pouvait déterminer E_{fp} . Par ailleurs, la valeur du champ électrique dans le plan de l'hétérojonction $E(0)$ peut se déduire aisément (intégration de l'équation de Poisson) de la valeur de N_S à partir de la relation suivante :

$$E(0) = \frac{q \cdot N_S}{\epsilon_R} \quad (2.7)$$

Connaissant E_{fp} , il est également possible de déterminer pour $y = 0$ l'écart énergétique (noté E_C) séparant le niveau de Fermi du bas de la bande de conduction ; on a en effet :

$$E_C = \Delta E_C - E_{fp}$$

A partir de E_C , nous pouvons maintenant calculer les différentes populations électroniques à partir des formules suivantes :

$$n_T(y) = N_{c\Gamma} F_{1/2} \left[-\frac{E_C(y)}{k.T} \right], \quad n_L(y) = N_{cL} \cdot F_{1/2} \left[-\frac{E_L(y)}{k.T} \right] \quad (2.8)$$

où E_L représente le niveau d'énergie de la vallée L qui est fonction de E_C et de la composition d'alliage x_{Al} :

$$E_L = E_C + 0.31 - 0.53 x_{Al} - 0.55 x_{Al}^2 \quad (2.9)$$

$N_{c\Gamma}$ et N_{cL} sont les densités d'états des vallées Γ et L et sont des fonctions de x et de la température T :

$$N_{c\Gamma} = 4.7 \left[\left[1 + 0.087 \frac{x_{Al}}{0.063} \right] \cdot \left[\frac{T}{300} \right] \right]^{3/2} 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (2.10)$$

$$N_{cL} = 105.16 \left[\left[1 + 0.1 \frac{x_{Al}}{0.56} \right] \cdot \left[\frac{T}{300} \right] \right]^{3/2} 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (2.10)$$

$F_{1/2}$ est la fonction de Fermi :

$$F_{1/2}(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{1 + e^{(x-\eta)}} dx$$

que nous calculons en pratique par les formules approchées suivantes :

$$\text{pour } \eta \geq 1 \quad F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{(1.0335 \eta)}}{1 + .475 e^{(.7566 \eta)}}$$

$$\text{pour } \eta < 1 \quad F_{1/2}(\eta) = \frac{e^{\eta}}{1 + .307 e^{(.93 \eta)}}$$

La concentration volumique de charge pour $y = 0$ peut dans ces conditions se calculer à partir de la relation :

$$\rho(y) = q \cdot \left[N_D(y) - \left[n_{DL_e}(y) + n_{DP_e}(y) + n_T(y) + n_L(y) \right] - n_{Ae}(y) \right] \quad (2.12)$$

Dans cette équation, $n_{DL_e}(y)$, $n_{DP_e}(y)$ et $n_{Ae}(y)$ sont calculées facilement à partir de la fonction de distribution de Dirac puisque pour tout y la position du niveau de Fermi est connue.

L'équation de Poisson nous permet d'obtenir la valeur du champ électrique pour $y = dy$ soit :

$$E(y) = E(0) + \frac{\rho(y) \cdot dy}{\epsilon_R} \quad (2.13)$$

La variation de E_C lorsque y varie de dy résulte de la variation de l'énergie E_T correspondant au minimum de la bande de conduction soit :

$$dE_T = E(y) \cdot dy \quad (2.14)$$

et de celle du niveau de Fermi que l'on ne peut plus considérer comme constant lorsque la densité de courant suivant l'axe Oy est différente de 0. Soit J_G la valeur de ce courant⁽²⁾, la variation du niveau de Fermi ou plutôt du pseudo niveau de Fermi (E_{fi}) peut se déduire par la relation [11] :

$$J_G = -q \cdot n(y) \cdot \mu(y) \cdot \frac{dE_{fi}}{dy} \quad (2.15)$$

soit :

$$dE_{fi} = - \frac{J_G \cdot dy}{q \cdot n(y) \cdot \mu(y)} \quad (2.16)$$

(2) Notons que la relation (2.15) n'est rigoureusement valable que dans la mesure où l'on utilise la fonction de Boltzmann pour calculer n ; or compte tenu des effets de dégénérescence, nous utilisons plutôt la fonction de Fermi-Dirac. Remarquons cependant que l'influence de la relation (2.16) sur la variation de E_{fi} avec y n'est importante que lorsque n est petit et donc lorsque la relation de Boltzmann est valable.

avec :

$$\mu(y) = \frac{\left[n_T(y) \cdot \mu_T(x_{Al}(y)) + n_L(y) \cdot \mu_L(x_{Al}(y)) \right]}{n_T(y) + n_L(y)}$$

et

$$\mu_T(x_{Al}(y), N_D(y)) = \frac{5.25 \cdot 10^5}{75 e^{8 \cdot x_{Al}(y)} + 35 N_D^{0.59}} \quad (\text{cm}^2 / \text{v.s}) \quad (2.17)$$

avec N_D en 10^{17}cm^{-3}

$$\mu_L(x_{Al}(y), N_D(y)) = \mu_T(x_{Al}(y), N_D(y)) \cdot \frac{0.067 + 0.083 x_{Al}(y)}{0.56 + 0.1 x_{Al}(y)}$$

On en déduit ainsi la variation de E_C :

$$dE_C = dE_T - dE_{fi}$$

et donc la valeur de E_C pour $y = dy$. On peut alors calculer les nouvelles caractéristiques des différentes populations électroniques, de la densité volumique de charge ρ , du champ électrique et finalement la valeur de E_C pour $y = 2 \cdot dy$.

Ces considérations montrent que, connaissant les valeurs de N_S et de la densité de courant J_G pour $y = 0$, on peut de proche en proche calculer en fonction de y non seulement les différentes concentrations électroniques mais encore la valeur des champs électriques $E(y)$ et du pseudo niveau de Fermi $E_{fi}(y)$. Cependant, le problème réside dans le fait que l'on ne connaît pas à priori la valeur de J_G ; on procède donc par itérations successives en recherchant progressivement la valeur de J_G qui permettra d'obtenir la "bonne" condition aux limites à l'extrémité supérieure de l'épitaxie en $y = e_T$. Dans le cas où on utilise dans ce plan un contact Schottky, on doit avoir :

$$E_C(e_T) = E_T(e_T) - E_{fi}(e_T) = \phi_B$$

Dans le cas où on utilise une grille élaborée en semi-conducteur de type n^+ , on doit avoir :

$$E_{fi}(e_T) = E_{fi}(n^+)$$

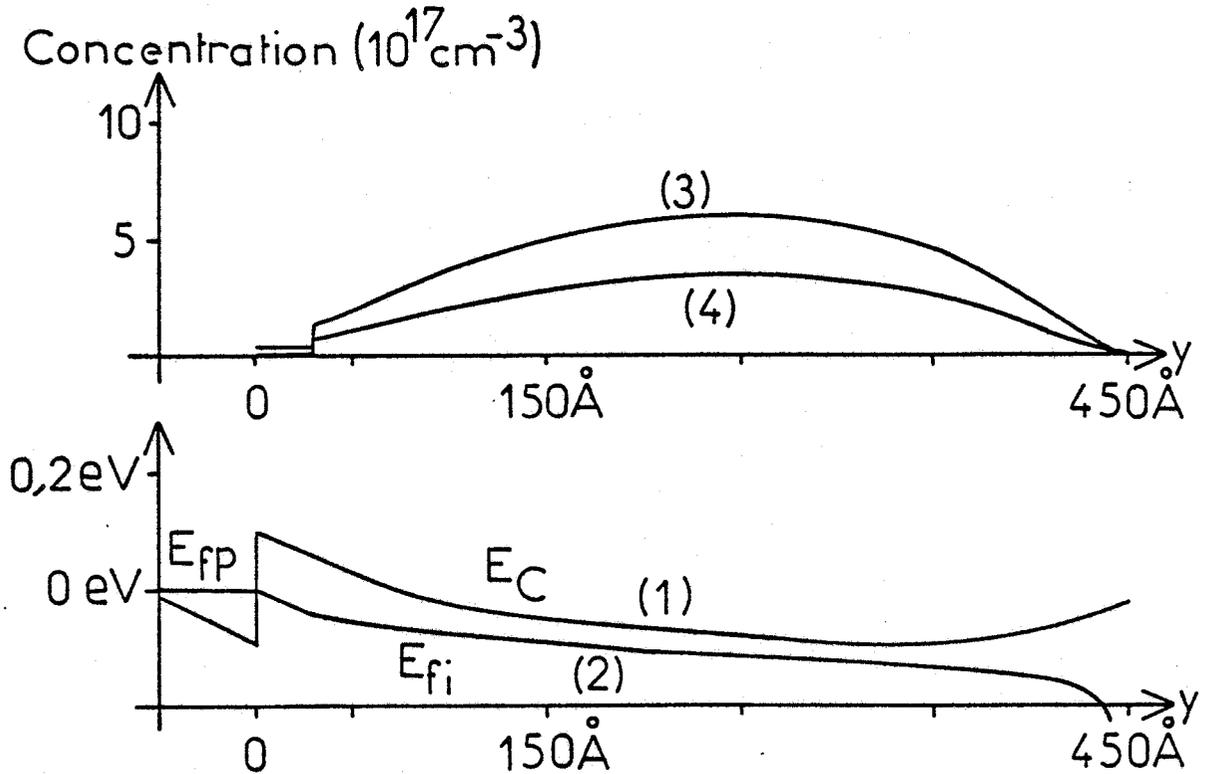


Figure 2.7

Etude des propriétés électriques suivant un axe Oy perpendiculaire au plan de la grille. Evolution en fonction de y (pour $V_{GS} = 1 \text{ Volt}$, $N_S = 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $J_G = 2 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$) des grandeurs suivantes :

- 1) la bande de conduction ΔE_C
- 2) le pseudo-niveau de Fermi E_{fi}
- 3) la concentration électronique
- 4) la concentration en électrons piégés dans les niveaux profonds n_{DPe}

Le TEGFET étudié est constitué d'un espaceur de 30 Å et d'une couche de GaAlAs d'épaisseur 420 Å, de dopage $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de $\Delta E_C = 0.2 \text{ eV}$

où $E_{fi}(n^+)$ est la position du niveau de Fermi à l'équilibre dans le semiconducteur de type n^+ .

Lorsque la condition aux limites est vérifiée, la différence de potentiel V_{GC} entre la grille et le gaz 2D s'obtient immédiatement à partir de la relation :

$$V_{GC} = E_{fi}(0) - E_{fi}(e_T)$$

ou ce qui revient au même :

- pour une grille Schottky

$$V_{GC} = \phi_B - E_T(e_T) + E_{fi}(0)$$

- pour une grille en contact ohmique sur matériau n^+

$$V_{GC} = E_{fi}(0) - E_{fi}(n^+)$$

Le procédé que nous venons de décrire permet donc de déterminer les grandeurs suivantes en fonction de N_S :

$$- V_{GC}(N_S), J_G(N_S), n_T(N_S, y), n_L(N_S, y), n_{DLe}(N_S, y), n_{DPe}(N_S, y),$$

$$n_{Ae}(N_S, y), \rho(N_S, y), E_C(N_S, y), E(N_S, y), E_{fi}(N_S, y)$$

Un exemple de résultats obtenus par ce programme qui représente la structure de bande et la concentration électronique en fonction de y pour un TEGFET est présenté figure 2.7.

Notons que toutes ces déterminations se font généralement en prenant dans la fonction de distribution de Fermi Dirac pour T la température du réseau cristallin. Il est cependant possible en première approximation de prendre en compte l'échauffement des électrons sous l'effet de la tension drain ; il suffit pour cela de remplacer T par la température électronique des électrons : nous étudierons par la suite comment procéder pratiquement pour tenir compte de cet effet.

2.3.2 ETUDE NE TENANT PAS COMPTE D'UNE QUANTIFICATION DE GAZ ELECTRONIQUE

Ce type d'étude doit être effectuée lorsque l'on étudie par exemple un simple MESFET sans hétérojonction ou une structure où les puits de potentiel ne sont pas suffisamment marqués pour que l'effet de la quantification soit à prendre en compte. Dans ce cas, le point que nous choisissons pour définir le potentiel local correspond à l'endroit où la concentration des électrons libres est maximale et où par conséquent E_C est minimale.

Comme dans le cas où la quantification est à prendre en compte, le but est ici encore de déterminer les différentes populations électroniques et la densité de courant grille suivant un axe oy perpendiculaire au plan de la grille. Cependant, dans ce second cas, l'origine choisie O correspond au plan définissant l'homojonction entre la couche tampon la plus profonde (généralement en GaAs non dopé) et la première couche épitaxiée de type n . Il nous faut donc, avant toute détermination des grandeurs électriques en fonction de y , déterminer les conditions aux limites $E_C(0)$ et $E(0)$ en ce point.

Les couples de valeurs possibles pour ces deux paramètres peuvent s'obtenir en résolvant simultanément dans le GaAs non dopé les deux équations classiques suivantes déduites de l'équation de Poisson :

$$E(y+dy) = E(y) + \frac{q}{\epsilon_R} n(y)dy \quad (2.18)$$

$$E_C(y+dy) = E_C(y) - E(y)dy \quad (2.19)$$

où $n(y)$ est la concentration électronique de la bande de conduction calculée par la statistique de Fermi Dirac.

On part d'une valeur de E_C proche de la valeur du semiconducteur à l'équilibre et d'une valeur de champ électrique E très faible mais très légèrement différente de zéro et on intègre les équations 2.18 et 2.19 sur une distance de plus en plus grande, on obtient ainsi des couples E_C et E caractérisés par des valeurs croissantes de E et décroissantes de

E_C . Notons que si E est connu, la concentration superficielle (que nous notons N_{eS}) d'électrons libres ayant diffusé dans la couche en AsGa l'est également. On a en effet :

$$N_{eS} = \frac{\epsilon_R}{q} \cdot E(0)$$

Nous revoilà ramené au problème précédent, pour un N_{eS} donné, $E_C(0)$ et $E(0)$ sont connus et l'on peut donc, en utilisant les équations 2.12, 2.13, 2.14 et 2.15, calculer comme dans le cas où la quantification avait à être prise en compte les différentes fonctions :

$$- V_{GC}(N_{eS}), J_G(N_{eS}), n_T(N_{eS}, y), n_L(N_{eS}, y), n_{DLe}(N_{eS}, y), n_{DPe}(N_{eS}, y), \\ n_{Ae}(N_{eS}, y), \rho(N_{eS}, y), E_C(N_{eS}, y), E(N_{eS}, y), E_{f1}(N_{eS}, y)$$

La seule différence réside dans le fait que N_{eS} représente la concentration superficielle dans la couche de GaAs non dopée et que la tension V_{GC} doit être calculée différemment.

2.4 ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE LA STRUCTURE SUIVANT L'AXE SOURCE

DRAIN

2.4.1 DESCRIPTION DES GRANDES LIGNES DE LA METHODE

Nous nous proposons de montrer ici comment on peut calculer pour un courant source I_S et une tension V_{GS} donnés, d'une part la tension drain source V_{DS} et d'autre part le courant grille I_G . La méthode consiste à se fixer une valeur donnée de I_S et à calculer de proche en proche la vitesse, l'énergie des porteurs, le champ électrique et la densité du courant de grille dans le canal conducteur du transistor, c'est-à-dire la région du transistor où se trouve l'essentiel des charges mobiles.

Pour effectuer ce calcul, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices ont été proposées par différents membres de notre laboratoire et nous les reprenons dans ce travail. Il est commode dans ce but de considérer, comme nous l'avons fait figure 2.3 un axe Ox

parallèle au plan de la grille, et un axe Oy perpendiculaire à l'axe source drain de la structure.

L'hypothèse fondamentale que nous utilisons est d'admettre que dans le canal conducteur, la composante E_x du champ électrique suivant l'axe Ox ne dépend pas de y. Dans ces conditions, le calcul du courant dans le canal peut se faire très simplement si la différence de potentiel entre la grille et le canal à l'abscisse x est connue. En effet par la méthode décrite en 2.3, nous connaissons la relation entre cette tension V_{GC} et la concentration des électrons contribuant au courant et qui sont pour les uns situés dans le volume ($n_m(y)$) et pour les autres confinés dans le gaz 2 D ($N_s(y)$).

2.4.11. CALCUL DU COURANT DANS LE CANAL

a) En régime de mobilité

Supposons tout d'abord que le champ électrique E_x soit suffisamment faible pour que nous soyons en régime de mobilité, le courant dans le canal que nous notons I_C est alors donné par l'expression suivante où W est la largeur du TEC :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot \left[\int_0^{e_T} n_m(V_{GC}, y) \cdot \mu(y) \cdot dy + N_s(V_{GC}) \cdot \mu_{2D} \right]$$

soit encore :

$$I_C = q \cdot W \cdot E_x \cdot \left[N_{Sm}(V_{GC}) \cdot \mu_d(V_{GC}) + N_s \cdot \mu_{2D} \right]$$

avec :

$$N_{Sm} = \int_0^{e_T} n_m(y) \cdot dy \quad \text{et} \quad \mu_d = \frac{\int_0^{e_T} n_m(y, V_{GC}) \cdot \mu(y) \cdot dy}{\int_0^{e_T} n_m(y, V_{GC}) \cdot dy} \quad (2.20)$$

On peut alors poser :

$$N_{ST}(V_{GC}) = N_{Sm}(V_{GC}) + N_S(V_{GC})$$

et

$$\mu_T(V_{GC}) = \frac{\mu_d \cdot N_{Sm}(V_{GC}) + \mu_{2D} \cdot N_S(V_{GC})}{N_{ST}(V_{GC})}$$

Ce qui permet d'exprimer I_C par la relation suivante :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot N_{ST}(V_{GC}) \cdot \mu_T(V_{GC})$$

Dans la relation 2.20, l'évolution de μ en fonction de y peut facilement se calculer puisque l'on connaît pour tout y la composition d'alliage de la couche et la concentration en impureté totale $N_D(y)$. Pour calculer la mobilité en fonction de ces deux paramètres, on utilise en pratique la relation 2.17.

On admet par ailleurs que la mobilité dans le gaz 2 D est la même que dans le semiconducteur intrinsèque en volume.

b) En régime non stationnaire

Il nous faut maintenant étendre l'expression du courant drain lorsque le champ électrique devient important et que les électrons deviennent chauds. Les phénomènes de transport sont alors extrêmement complexes surtout lorsque l'on utilise des grilles submicroniques. Des effets non stationnaires se produisent alors, tels que les phénomènes de survitesse et de sousvitesse qu'il nous faut prendre en compte. Les relations que nous allons utiliser pour calculer dans ces conditions la vitesse des porteurs doivent répondre aux deux impératifs :

- être suffisamment simples pour qu'à partir de la connaissance du courant de source, il soit possible de calculer rapidement la valeur du champ électrique E_x ,

- être suffisamment réalistes et donc donner des résultats conformes à ceux que l'on peut obtenir avec des méthodes "exactes" telles que celle de Monte Carlo.

Après de nombreuses tentatives, l'expression suivante a été choisie :

$$v = \mu_S(V_{GC}, \epsilon).E$$

v est la vitesse moyenne des porteurs et ϵ est l'énergie moyenne repérée à partir du minimum de la vallée Γ et $\mu_S(V_{GC}, \epsilon)$ est la "mobilité sécante" des porteurs en régime d'électrons chauds.

Pour calculer $\mu_S(V_{GC}, \epsilon)$, on utilise en pratique l'expression suivante qui décrit assez bien, malgré sa simplicité, les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo :

$$\mu_S(V_{GC}, \epsilon) = \mu_T(V_{GC}) \cdot \left[\frac{1+e}{1+e} \frac{19(\epsilon_0 - 0.2)}{19(\epsilon - 0.2)} \right] + \frac{60}{\epsilon} \cdot \left[\frac{e}{1+e} \frac{19(\epsilon - 0.2)}{19(\epsilon_0 - 0.2)} \right] \quad (2.21)$$

où ϵ est exprimée en eV et où ϵ_0 est l'énergie moyenne des électrons lorsque le semiconducteur est à l'équilibre thermodynamique, soit $\frac{3}{2} kT_0$.

Pour calculer la vitesse moyenne des porteurs à partir de l'équation 2.21, il nous faut maintenant déterminer leur énergie moyenne. On utilise dans ce but l'équation de conservation de l'énergie qui s'écrit :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = q \cdot E_x \cdot v - \frac{(\epsilon - \epsilon_0)}{\tau_\epsilon}$$

soit encore, en posant $dx = v \cdot dt$:

$$d\epsilon = q \cdot E_x \cdot dx - \frac{(\epsilon - \epsilon_0)}{v \cdot \tau_\epsilon} dx$$

Dans ces deux expressions, τ_ϵ temps de relaxation de l'énergie des porteurs se calcule à partir de l'expression suivante qui décrit assez bien les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo :

$$\tau_\epsilon = \tau_1 \cdot \left[\frac{1+e}{1+e} \frac{19(\epsilon_0 - 0.2)}{19(\epsilon - 0.2)} \right] + \tau_2 \cdot \left[\frac{e}{1+e} \frac{19(\epsilon - 0.2)}{19(\epsilon_0 - 0.2)} \right]$$

avec

$$\tau_1 = 1.89 \frac{\epsilon}{\epsilon + 0.1} \quad \text{et} \quad \tau_2 = 2.3 \frac{0.06 \cdot \epsilon + 0.2}{\epsilon}$$

τ_ϵ , τ_1 et τ_2 étant exprimés en pico-seconde.

Compte tenu de toutes ces considérations, on obtient finalement en première approximation l'expression suivante pour le courant dans le canal :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot N_{ST}(V_{GC}) \cdot \mu_S(V_{GC}, \epsilon)$$

que l'on peut encore écrire de façon plus générale lorsque le canal conducteur ne se trouve pas sous la grille :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot N_T(x) \cdot \mu_{TT}(x) \quad (2.22)$$

Pour exploiter la relation 2.22, il nous faut, connaissant le potentiel du canal V_{GC} , calculer la densité électronique superficielle totale $N_T(x)$ ainsi que la mobilité correspondante $\mu_{TT}(x)$ en tout point d'abscisse x du canal entre la source et le drain. Dans ce but, nous considérons les différentes régions représentées sur la figure 2.8 :

- Région 1

Dans cette zone, l'épitaxie n'a pas été attaquée et ses propriétés sont déterminées par la concentration superficielle de charge N_{dd} et la mobilité correspondante μ_{dd} à l'abscisse 0, c'est-à-dire au voisinage immédiat de la source.

- Région 3

L'épitaxie a été creusée sur une certaine profondeur e_R et la couche restante a une épaisseur e_T et des caractéristiques connues : ce sont celles qui ont été utilisées dans l'étude des propriétés électriques suivant un axe Oy perpendiculaire au plan de la grille.

Pour déterminer les valeurs correspondantes de N_T et de μ_{TT} à utiliser dans la relation 2.22, il faut tenir compte du potentiel de surface lié à la présence d'états superficiels. Dans ce but, nous

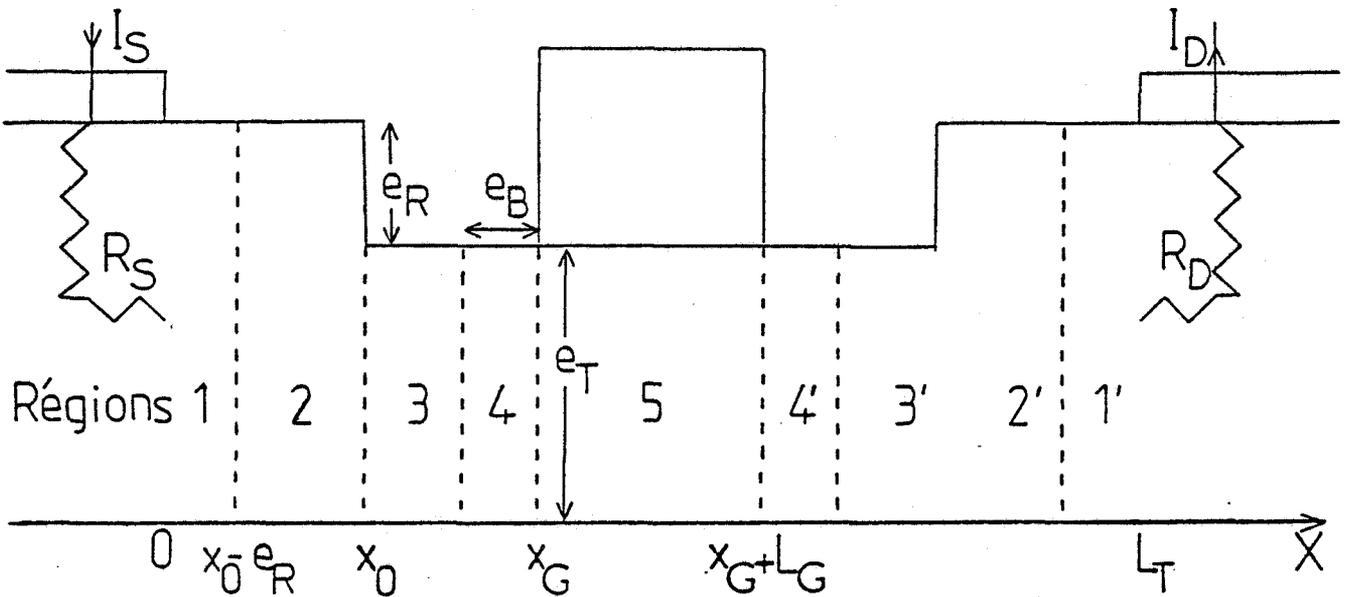


Figure 2.8

Géométrie générale du TEC étudié. On a représenté ici les différentes régions considérées dans la détermination de N_T et de μ_{TT} .

appliquons les résultats obtenus au paragraphe 2.3 permettant la détermination de ces deux grandeurs en fonction de V_{GC} en prenant comme potentiel V_{GC} la valeur du potentiel de surface (on prend généralement $V_{GC} = V_{SU} = 0.5 \text{ V}$). Nous notons N_{SU} et μ_{SU} les valeurs obtenues dans ces conditions pour N_T et μ_{TT} .

- Région 2

Il s'agit de la zone de transition entre l'épitaxie non attaquée et la partie creusée. Dans cette zone, les lignes de courant ne sont plus parallèles à l'axe Ox . Pour tenir compte en première approximation de cet effet, nous admettons que la variation de la charge superficielle ne s'opère pas brutalement à l'abscisse x_0 (figure 2.8) mais progressivement entre les abscisses $x_0 - e_R$ et x_0 . En pratique on a l'expression suivante pour N_T :

$$N_T = N_{dd} + (N_{SU} - N_{dd}) \cdot \left[\frac{x - x_0 + e_R}{e_R} \right] \quad \text{pour} \quad x_0 - e_R < x < x_0 \quad (2.23)$$

une expression de même type étant prise pour la mobilité.

- Région 4

Il s'agit de la zone de transition entre l'épitaxie creusée et le début de la grille qui s'étend sur une distance que nous notons e_B . La valeur de la charge N_{ST} dépend de la différence de potentiel entre la grille et le canal que nous appelons $V_{GC}(x)$ et que nous déterminerons ultérieurement. Dans ce but, nous utilisons la méthode employée par A. CAPPY, d'une part pour calculer la distance à laquelle s'étendent les effets de bord, et d'autre part pour déterminer N_T . Soulignons simplement que N_T est donné par une combinaison de la forme :

$$N_T(x) = a(x) \cdot N_{SU} + b(x) \cdot N_{ST}(V_{GC}) \quad (2.24)$$

avec les coefficients déterminés à partir des travaux de MAC KENNA concernant la forme des équipotentiels de part et d'autre d'une grille métallique déposée sur un semiconducteur.

- Région 5

C'est la région située sous la grille et on a simplement :

$$N_T(x) = N_{ST}(V_{GC}(x)) \quad \text{et} \quad \mu_{TT}(x) = \mu_S(V_{GC}(x), \epsilon) \quad (2.25)$$

- Régions 1', 2', 3', 4' :

Pour les régions correspondantes 1', 2', 3', 4' du côté drain, on applique les relations utilisées respectivement dans les régions 1, 2, 3, 4. Soulignons cependant que le potentiel du canal V_{GC} ne prend évidemment pas les mêmes valeurs du côté drain que du côté source. Remarquons également que les relations précédentes ne sont valables que lorsque les différentes régions sont bien distinctes. Ce n'est pas le cas lorsque la longueur du canal creusé est suffisamment petite pour que les zones 2, 3 et 4 se recouvrent. On utilise alors des combinaisons linéaires des solutions correspondant aux zones 2, 3 et 4 dont les coefficients varient linéairement en fonction de l'abscisse. Les termes

constants sont choisis pour retrouver les bonnes conditions aux limites dans les zones 1 et 5.

2.4.12 DÉTERMINATION DES DIFFÉRENTES GRANDEURS ÉLECTRIQUES SUIVANT L'AXE SOURCE DRAIN.

Les différentes relations 2.23, 2.24, 2.25 permettent la détermination de la charge et de la mobilité électroniques le long de l'axe source drain défini entre les abscisses $x = 0$ (fin du contact de source) et $x = L_T$ (début du contact de drain).

Nous pouvons alors calculer, pour un courant de source I_S donné, de proche en proche les différentes grandeurs caractérisant l'état des porteurs, à savoir :

- l'énergie,
- la vitesse électronique,
- le champ électrique.

Les conditions aux limites à l'abscisse $x = 0$ s'écrivent de la façon suivante :

$$N_T = N_{dd} \quad , \quad \mu_T = \mu_{dd} \quad , \quad I_C = I_S$$

$$v(0) = \frac{I_C}{q \cdot N_{dd} \cdot W} \quad , \quad E_x(0) = \frac{v(0)}{\mu_S(\epsilon(0))}$$

$$\epsilon(0) - \epsilon_0 = \tau_\epsilon \cdot q \cdot E_x(0) \cdot v(0) \quad (3)$$

On peut alors en déduire de proche en proche la tension entre la grille et le canal à l'abscisse x :

$$V_{GC}(x) = V_{GS} - R_S I_S - \int_0^x E(u) \cdot du$$

(3) Ces deux équations se résolvent par itérations successives.

puis :

$$v(x) = \frac{I_S}{q \cdot N_T \cdot (V_{GC}(x)) \cdot W} \quad (2.26)$$

ensuite, de $v(x)$ on tire la valeur du champ électrique :

$$E(x) = \frac{v(x)}{\mu_S(\epsilon, V_{GC}(x))}$$

Lorsque la tension de grille est suffisamment importante et que la densité de courant de grille $J_G(V_{GC}(x))$ dans les différentes couches du transistor n'est plus négligeable, on peut calculer le courant de grille total en intégrant la densité de courant depuis le début jusqu'à la fin de la grille, c'est-à-dire entre les abscisses x_G et $x_G + L_G$ (figure 2.8) :

$$I_G = \int_{x_G}^{x_G + L_G} J_G(V_{GC}(x)) \cdot W \cdot dx$$

Notons que dans ce cas le courant circulant dans le canal, soit I_C , n'est plus constant mais varie en fonction de l'abscisse suivant l'expression :

$$I_C(x) = I_S - \int_{x_G}^x J_G(V_{GC}(x)) \cdot W \cdot dx$$

dont il faut tenir compte pour exploiter la relation 2.26 donnant la vitesse moyenne des porteurs.

Le courant drain à la sortie du canal est alors égal à :

$$I_D = I_C(x_G + L_G)$$

et la tension correspondante entre le drain et la source s'écrit :

$$V_{DS} = R_S \cdot I_S + V_{GS} + \int_0^{L_G} E(x) \cdot dx + R_D \cdot I_D$$

Ainsi, pour un courant I_S et une tension V_{GS} donnés, il est possible de déterminer les valeurs des courants I_D et I_G et de la tension V_{DS} et d'en déduire les caractéristiques du transistor.

Cependant, la méthode présentée ici est un peu trop simplifiée et il nous faut essayer de décrire un peu mieux la réalité physique.

2.4.2 PRISE EN COMPTE DE MANIERE PLUS PRECISE DES DIFFERENTS PHENOMENES PHYSIQUES

2.4.2.1 LES EFFETS DE CHARGE D'ESPACE RESULTANT DE LA RESOLUTION DE L'ÉQUATION DE POISSON

a) Etude des phénomènes d'injection dans la couche tampon

L'équation de Poisson s'écrit dans le transistor:

$$\frac{dE_x}{dx} + \frac{dE_y}{dy} = - \frac{q \cdot n_t}{\epsilon_R}$$

Lorsque nous avons étudié au paragraphe 2.3 les propriétés électriques d'une "tranche" de transistor, nous nous sommes uniquement occupés du terme $\frac{dE_y}{dy}$ qui est particulièrement important au voisinage de la grille et nous avons négligé le terme $\frac{dE_x}{dx}$.

Lorsque la tension de drain est élevée et que l'on ne se trouve plus au voisinage immédiat de la grille, mais dans ce que nous avons appelé le canal conducteur, cette simplification ne peut plus être effectuée. Il en résulte une augmentation de la concentration électronique lorsque le module du champ électrique croît suivant l'axe source drain. Cet accroissement de la charge se traduit en fait par l'injection de porteurs dans la couche tampon qui produit ce qu'on appelle "l'effet canal court" et qui persiste au-delà de la tension de pincement.

On tient compte de cette variation (notée N_{T1}) de la charge d'espace (qui peut d'ailleurs être négative lorsque le module du champ E_x diminue) dans l'expression de la charge totale de la façon suivante:

$$N_{TT} = N_T + N_{T1}$$

avec :

$$N_{Ti} = \epsilon_R \cdot \frac{dE_x}{dx} \cdot e_i \quad (2.27)$$

Dans cette expression, e_i représente l'épaisseur de la zone de charge d'espace, c'est-à-dire de la région du transistor où le champ électrique E_x a des valeurs notables. A partir de considérations géométriques simples, A. CAPPY [5] a montré qu'en première approximation, on peut prendre e_i égale à $L_G/2$. Nous reprenons cette hypothèse en tenant compte des effets de bord, soit :

$$e_i = e_B + \frac{L_G}{2}$$

C'est donc cette nouvelle valeur de N_{TT} de la densité superficielle de charge que nous utilisons en pratique dans la relation 2.26 à la place de la densité N_T .

b) Etude des phénomènes se produisant pour des tensions de grille inférieures à la tension de pincement

L'expression 2.27 de N_{Ti} ne prend en compte que le terme $\frac{dE_x}{dx}$ de l'équation de Poisson, le second terme $\frac{dE_y}{dy}$ est en effet implicitement contenu dans l'expression de N_T . Cependant, pour des valeurs de tension de grille inférieures à la tension de pincement, le terme $\frac{dE_y}{dy}$ peut prendre des valeurs négatives importantes alors que N_T tend vers zéro. Pour appliquer (au moins de façon approchée) dans ce cas particulier l'équation de Poisson à deux dimensions, il faut introduire l'effet du terme $\frac{dE_y}{dy}$ qui doit se traduire par une diminution de la concentration de porteurs injectés N_{Ti} , ce qui nous donne alors la nouvelle valeur de la densité de charge injectée dans la couche tampon, soit :

$$N_{Ti} = \epsilon_R \cdot \frac{\Delta E_y}{q}$$

Dans cette expression, ΔE_y représente l'augmentation du module du champ électrique E_y au voisinage de la grille par rapport à sa valeur à

la tension de pincement. Le calcul de ce champ est très complexe et on utilise en pratique l'approximation suivante :

$$\Delta E_y = \frac{V_P - V_{GC}}{e_1} \quad \text{pour } V_{GC} < V_P$$

$$\Delta E_y = 0 \quad \text{pour } V_{GC} \geq V_P$$

Bien entendu, cette relation très approchée ne constitue qu'une façon très simplifiée de décrire les phénomènes qui se produisent au-delà de la tension de pincement ; elle permet néanmoins de traduire au premier ordre la limitation de la charge d'espace injectée lorsqu'on diminue la tension grille.

2.4.2.2. LES EFFETS THERMIQUES

Sous l'influence de la puissance continue qui lui est appliquée, la température T_R du composant augmente suivant la relation :

$$T_R = T_0 + R_{Th} \cdot V_{DS} \cdot I_D \quad (2.28)$$

où R_{Th} est la résistance thermique du composant.

Il en résulte une modification des phénomènes de transport suivant l'axe source drain. En particulier, lorsque la température T augmente, la mobilité $\mu(T)$ à champ faible diminue et nous prenons en compte cet effet en déterminant μ à partir de la relation suivante :

$$\mu(T_R) = \mu(T_0) \cdot K(T_R, T_0)$$

La fonction $K(T_R, T_0)$ peut être déterminée expérimentalement pour les épitaxies typiquement utilisées dans la réalisation de transistor à effet de champ. On utilise en pratique la relation suivante :

$$K(T_R, T_0) = \left(\frac{T_0}{T_R} \right)^{1/3}$$

La prise en compte de l'échauffement dans le calcul des caractéristiques du transistor peut alors se faire de manière itérative.

Un premier calcul effectué à la température ambiante T_0 permet une première détermination du courant I_D , de la tension V_{DS} et donc (en utilisant la relation 2.28) de T_R . Il est alors possible d'effectuer à nouveau les calculs à la température T_R : les nouvelles valeurs obtenues pour V_{DS} et I_D sont ensuite utilisées pour déterminer une expression plus exacte de T_R et ainsi de suite.

En pratique, il n'est cependant pas nécessaire d'utiliser un tel procédé qui serait tout-à-fait préjudiciable pour le temps calcul. En effet, lorsque l'on calcule la caractéristique du transistor, on utilise des valeurs successivement croissantes mais très voisines du courant drain, il suffit donc de calculer pour chaque point de la caractéristique la température du réseau et d'utiliser le résultat obtenu pour effectuer le calcul suivant correspondant à un courant très légèrement plus élevé. L'approximation utilisée est généralement excellente et la prise en compte des effets thermiques n'augmente pratiquement pas le temps calcul.

2.4.2.3 INFLUENCE DE L'ÉCHAUFFEMENT DES ÉLECTRONS SUR LE CONTRÔLE PAR LA GRILLE DE LA CHARGE ÉLECTRONIQUE : PRISE EN COMPTE DU TRANSFERT DANS L'ESPACE RÉEL.

Dans le procédé qui a été présenté jusqu'ici, l'étude de la répartition des charges électroniques suivant un axe perpendiculaire au plan de la grille s'effectue à une température constante indépendante de la position sur l'axe source drain. Cependant, lorsque la tension drain augmente, la température des électrons s'accroît et la répartition de la charge électronique dans une tranche de la structure peut être modifiée. Pour tenir compte complètement de ce phénomène, il faudrait, connaissant l'énergie des porteurs dans une tranche du canal, en déduire la température des électrons puis la distribution correspondante des porteurs dans la tranche. Les calculs nécessaires pour utiliser un tel procédé sont prohibitifs et ici encore, nous devons utiliser dans ce travail des méthodes plus simplifiées que nous nous proposons de décrire sommairement.

Dans la première méthode, les résultats de l'étude numérique des caractéristiques électroniques d'une tranche de la structure sont mis sous une forme analytique où interviennent explicitement soit la température des électrons soit leur énergie totale ϵ . Connaissant cette grandeur en tout point du canal, il est alors facile de tenir compte de l'influence de l'augmentation de l'énergie lorsque les porteurs se déplacent de la source vers le drain. Nous opérons ainsi, par exemple pour calculer la densité du courant grille dans chaque tranche élémentaire d'un MISFET et pour en déduire le courant de grille total.

Lorsqu'il n'est pas possible de mettre les résultats numériques obtenus dans l'étude d'une tranche de la structure sous une forme analytique simple, on peut procéder différemment. Le calcul des phénomènes se produisant suivant un axe perpendiculaire à la grille est effectué pour deux valeurs de la température des électrons, l'une T_1 proche ou égale à la température du réseau, l'autre T_2 est choisie suffisamment élevée pour correspondre à des valeurs proches de l'énergie maximale des porteurs acquise entre la grille et le drain. Pour chacune de ces deux températures, on effectue le calcul des fonctions caractéristiques de la tranche décrivant, par exemple, l'évolution du nombre total de porteurs mobiles en fonction de la tension grille-canal et l'on obtient respectivement les valeurs N_{T1} et N_{T2} . Il suffit alors d'admettre que, dans une tranche quelconque correspondant à une température T_e , la fonction N_T est donnée par une combinaison linéaire de N_{T1} et de N_{T2} dont les poids respectifs dépendent des valeurs T_1 , T_2 et T_e , soit :

$$N_T(V_{GC}, T_e) = N_T(V_{GC}, T_1) \cdot (1 - f_2(T_e)) + N_T(V_{GC}, T_2) \cdot f_2(T_e)$$

La fonction f_2 peut alors être choisie pour décrire les conditions aux limites soient :

$$f_2 = 1 \text{ pour } T_e = T_2 \quad \text{et} \quad f_2 = 0 \text{ pour } T_e = T_1$$

En admettant une répartition des populations entre les deux états régie

par la loi de Boltzmann, on obtient alors l'expression suivante pour f_2 :

$$f_2 = \frac{e^{-\frac{T_e}{T_2}} - e^{-\frac{T_1}{T_2}}}{\frac{1}{e} - e^{-\frac{T_1}{T_2}}} \quad (2.29)$$

L'expression 2.29 est bien sûr très approchée mais elle permet néanmoins de décrire au premier ordre l'influence des électrons chauds sur le contrôle par la grille de la charge mobile.

2.5 CARACTERISTIQUES FINALES ET PERFORMANCES DES DIFFERENTS LOGICIELS

MIS AU POINT

La méthode de modélisation que nous proposons est finalement composée de trois logiciels qui, pour des raisons de commodité évidentes, sont implantables sur le même type d'ordinateur (compatible IBM PC AT) et utilisent le TURBO BASIC comme langage. La méthode de modélisation utilisant ces différents logiciels est résumée dans le tableau 2.1.

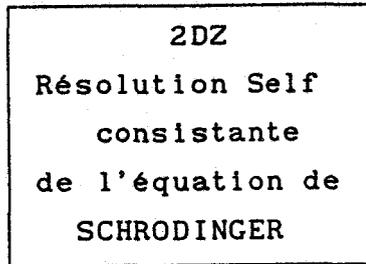
Le premier logiciel nommé 2DZ permet le calcul de l'énergie minimale des différentes sous-bandes caractérisant un gaz d'électrons à deux dimensions dans une structure semiconductrice donnant lieu à des puits quantiques. Pour l'utiliser, il faut bien évidemment se donner les propriétés de la structure (dopage et composition d'alliage des différentes épitaxies utilisées). Néanmoins, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3, il apparaît que les résultats obtenus sont assez peu sensibles aux caractéristiques exactes de l'épithaxie étudiée ; c'est pourquoi, lorsque l'on considère une structure de type TEGFET composée d'une simple hétérojonction et d'un seul puits quantique, il n'est généralement pas utile de refaire tous les calculs lorsque l'on change les caractéristiques de l'épithaxie utilisée et l'on peut considérer que les niveaux énergétiques des différentes sous-bandes ne dépendent que de la concentration du gaz 2 D suivant les relations 2.5 et 2.6.

Données d'entrées :

Type de logiciel :

doit être utilisé
chaque fois que l'on :

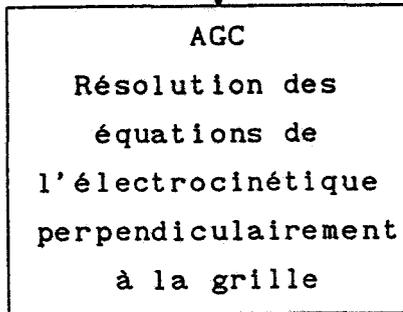
Type de puits quantiques
(simple ou double hétéro-
jonctions, profondeur,
largeur)



- change de types de
composants

$$N_S(E_{fp})$$

Profil de dopage et de
composition d'alliage

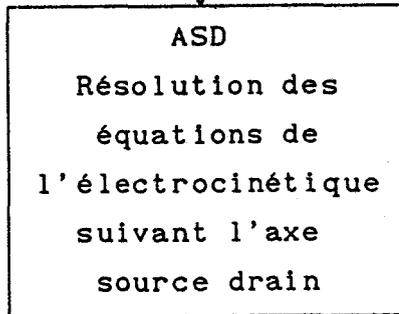


- change d'épitaxie

$$N_T(V_{GS})$$

$$J_G(V_{GS})$$

Géométrie :
largeur, longueur de la
grille et du recess,
résistance thermique...



- change la géométrie
de la structure

CARACTERISTIQUES STATIQUES ET DYNAMIQUES DU TRANSISTOR

Tableau 2.1

Démarche à suivre pour l'utilisation des différents logiciels

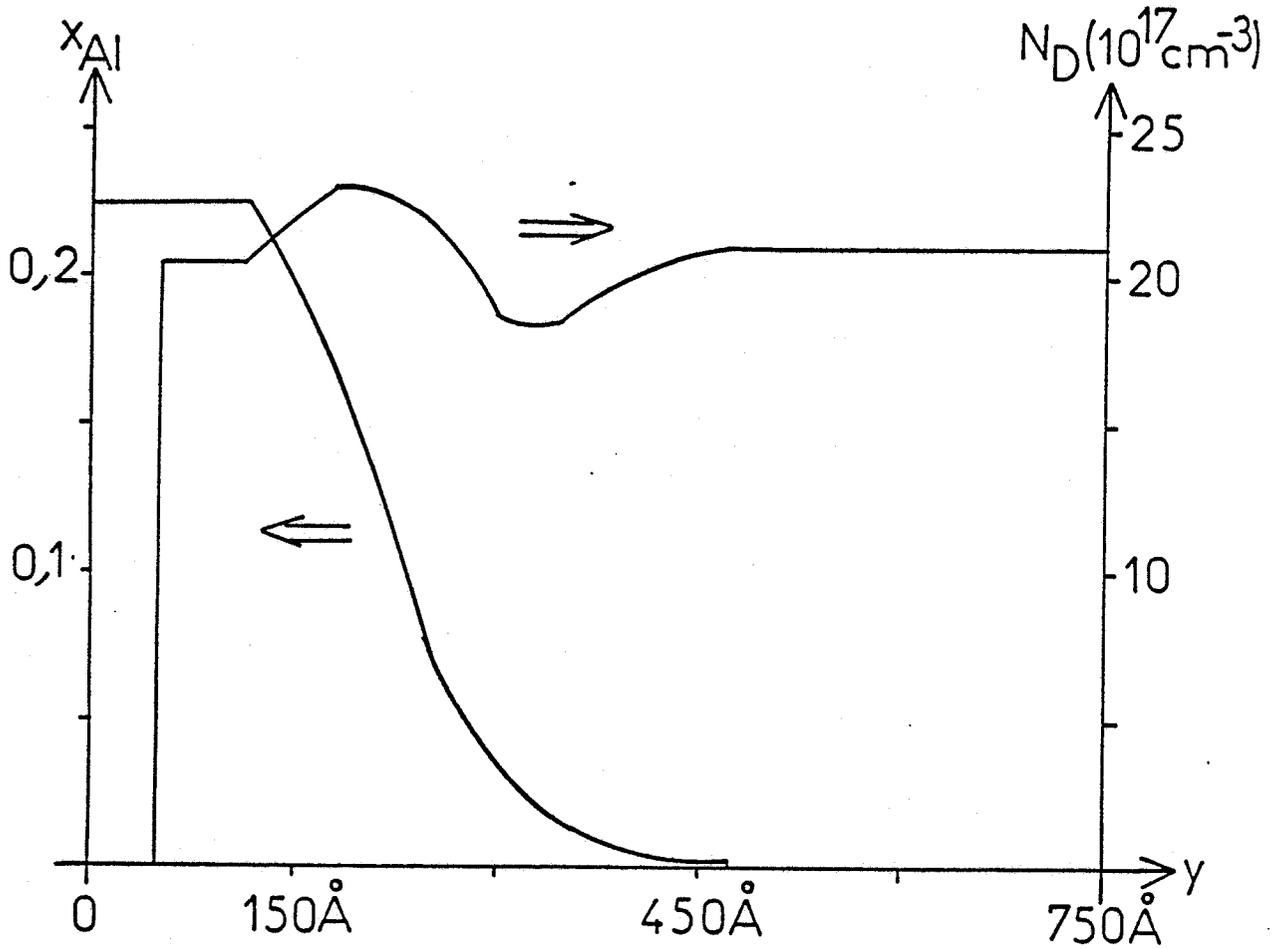


Figure 2.9

Profil de la concentration d'alliage et de la concentration en atomes de Silicium (N_D) dans une épitaxie réalisée par jet moléculaire. Les évolutions de x_{Al} et de N_D sont calculées directement par l'ordinateur à partir de la variation temporelle de la température des cellules d'évaporation.

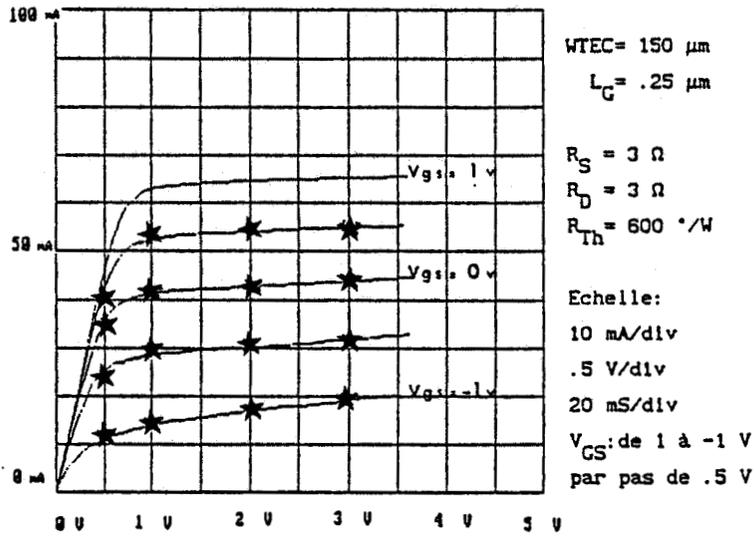
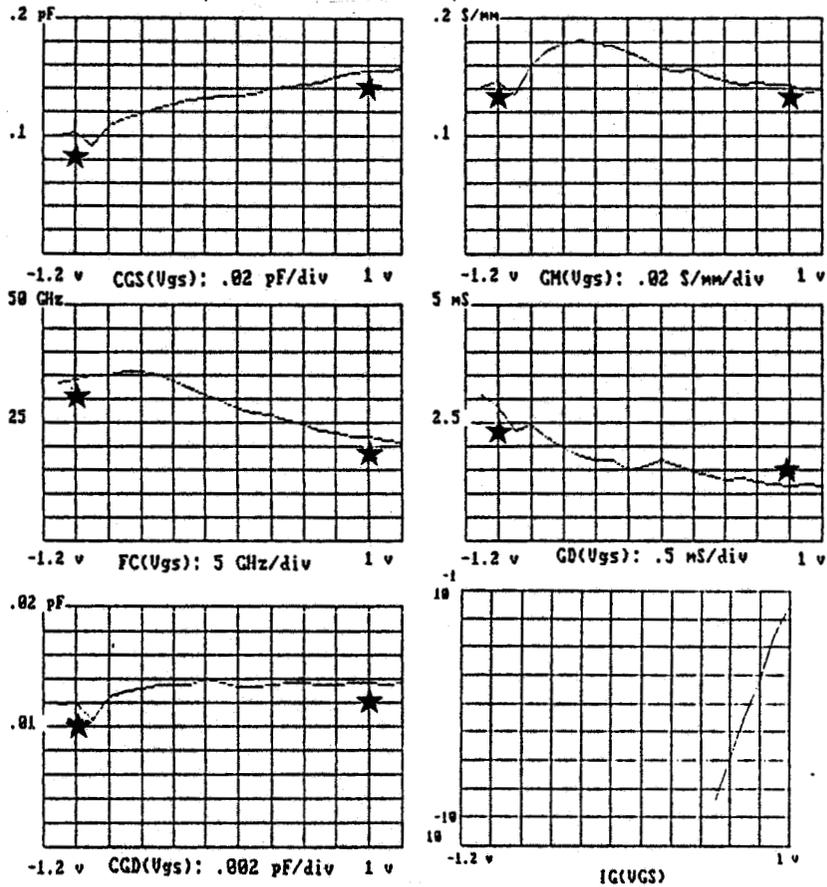


Figure 2.10

Exemple de résultats obtenus à partir de nos logiciels. Ces résultats sont mis directement sous forme graphique par le microordinateur. Il s'agit dans le cas considéré d'un MESFET en GaAs élaboré à partir d'une épitaxie de dopage $N_D = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et d'épaisseur 1100 Å. Les étoiles correspondent aux résultats expérimentaux obtenus sur un MESFET en GaAs de même caractéristiques réalisé par la centrale de technologie du CHS.

Lorsque l'on utilise des épitaxies qui s'écartent trop de la structure typique d'un TEGFET, ces relations ne sont plus valables ; il faut alors obtenir avec le logiciel 2DZ les valeurs exactes des niveaux des sous-bandes. Cette façon de faire reste d'autant plus réalisable que les temps calculs nécessaires sont relativement raisonnables (moins d'une heure pour une structure est nécessaire pour déterminer l'évolution des énergies des sous-bandes en fonction de N_S).

Si le premier logiciel n'est utilisé que dans un nombre limité de cas, le second nommé AGC doit être employé chaque fois que l'on se propose d'utiliser une épitaxie de caractéristiques différentes de celles précédemment étudiées. Il faut alors introduire les paramètres décrivant les propriétés électriques du matériau utilisé. Deux méthodes sont possibles : la plus simple consiste à diviser l'épitaxie en un certain nombre de couches élémentaires (pouvant aller jusqu'à 6) de concentration en impuretés et de composition d'alliage constantes. Cependant, lorsque l'on utilise des épitaxies présentant des jonctions ou des hétérojonctions graduelles, ce procédé n'est pas suffisant, il vaut mieux introduire directement dans le logiciel les profils de concentration en impureté et en composition d'alliage. Lorsque la couche semiconductrice est réalisée par épitaxie par jet moléculaire, la meilleure façon d'introduire les profils exacts est de les calculer connaissant l'évolution temporelle des températures des différentes cellules (Al, As, Si) au cours de la croissance de la couche. Dans ce but, nous utilisons un logiciel très simple qui, implanté sur IBM PC ou compatible, permet d'introduire directement dans le logiciel AGC les caractéristiques de la couche. Nous donnons à titre d'exemple figure 2.9 des évolutions typiques de N_D et de x_{Al} que l'on peut obtenir pour une structure de TEGFET optimisée pour réduire les résistances d'accès et l'influence des centres DX.

Rappelons qu'à partir de ces données d'entrée, le logiciel mis au point et décrit au paragraphe 2.3 permet le calcul, en fonction de la différence de potentiel existant entre la grille et le canal, de l'ensemble des caractéristiques électriques d'une tranche du transistor perpendiculaire à l'axe source drain. Les temps de calcul nécessaires pour obtenir ces résultats sont de l'ordre d'une dizaine de minutes.

Le troisième logiciel appelé ASD est utilisé chaque fois que nous changeons la géométrie du transistor. Il permet d'obtenir les caractéristiques statiques et dynamiques du composant en servant directement des résultats obtenus par AGC pour l'épithaxie utilisée. Il suffit à ce stade de se donner la géométrie du transistor : longueur et largeur de grille, longueur du creusement du canal et position de la grille par rapport à la zone creusée, distance source-drain ; il faut également se fixer la résistance thermique du composant ainsi que les deux caractéristiques résumant les propriétés électriques de l'épithaxie totale avant le creusement du canal, soit N_{dd} et μ_{dd} . Les grandeurs de sortie sont alors les suivantes :

- caractéristiques $I_D(V_{DS}, V_{GS})$, $I_G(V_{GS}, V_{DS})$
- caractéristiques dynamiques (pour une tension V_{DS} donnée)

soient :

- * la transconductance $g_m(V_{GS})$,
- * la conductance de sortie $g_d(V_{GS})$,
- * la capacité grille source $C_{GS}(V_{GS})$ ⁽⁴⁾,
- * la capacité grille drain $C_{GD}(V_{GS})$.

Nous donnons figure 2.10 un exemple de résultats obtenus pour un transistor à effet de champ typique. Notons que les temps nécessaires pour obtenir toutes ces données ne dépassent pas une dizaine de minutes sur un IBM PC AT ayant une fréquence d'horloge de 20 MHz. En particulier, il faut moins d'une seconde pour obtenir un point d'une caractéristique. Afin d'étudier le comportement des porteurs dans la structure à effet de champ, il est souvent utile de représenter l'évolution suivant l'axe source drain ; des grandeurs électriques telles que le champ électrique, la vitesse ou l'énergie des porteurs que nous représentons figure 2.11.

(4) Les capacités sont obtenues en faisant la somme de l'ensemble des charges électriques présentes sous la grille et en déterminant la variation de cette charge lorsque la tension V_{DS} ou V_{GS} varie.

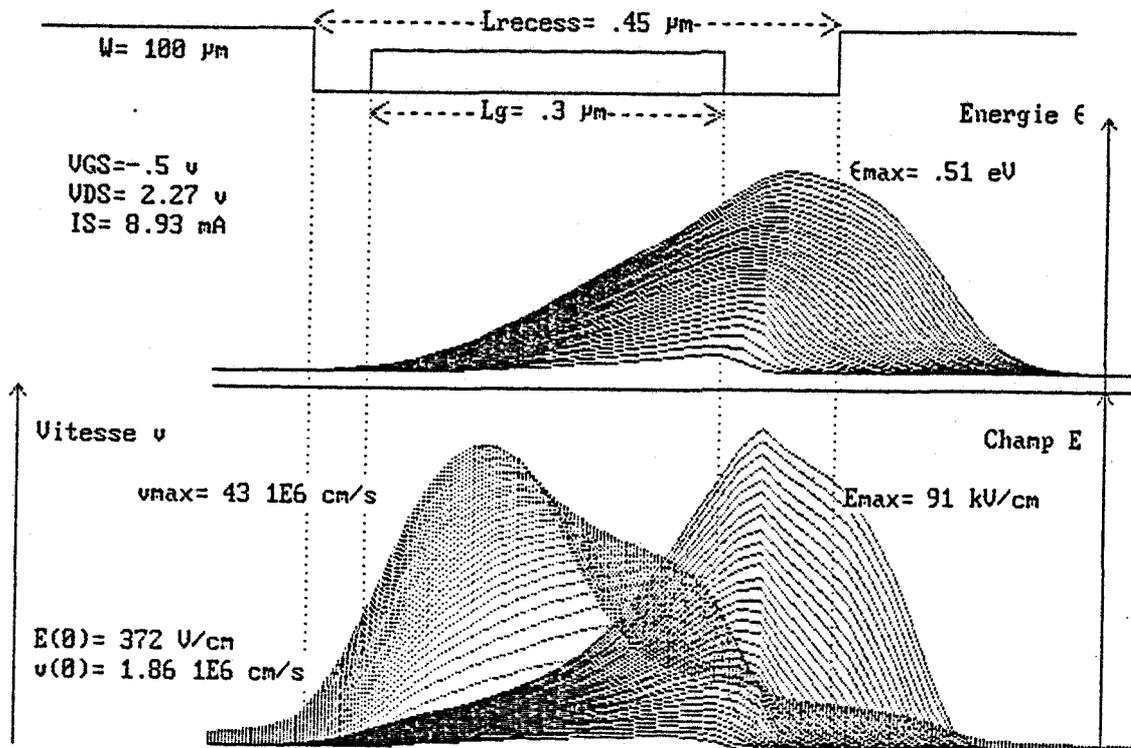


Figure 2.11

Evolution suivant l'axe source drain de l'énergie, de la vitesse des électrons et du champ électrique qu'ils rencontrent. Ces différentes grandeurs ont été tracées en fonction de x pour des valeurs croissantes de la tension drain de 0.1 Volt à 2.27 Volts pour une tension de grille constante de - 0.5 Volt. Ce TEC étudié est de type TEGFET (dopage du GaAlAs : 10^{18} cm^{-3} , épaisseur : 400 Å, x_{Al} : 0.25).

2.6 SUR QUELQUES EXEMPLES D'UTILISATION DU MODELE ELABORE

Nous nous proposons maintenant, avant de l'utiliser de façon systématique dans les chapitres suivants, de montrer sur quelques exemples les possibilités d'utilisation de nos logiciels. Rappelons que ceux-ci ont été conçus pour permettre le contrôle en cours de technologie ; il est donc possible de calculer les caractéristiques que devraient présenter le composant aux différents stades de la réalisation, par exemple avant le creusement de l'épitaxie puis après

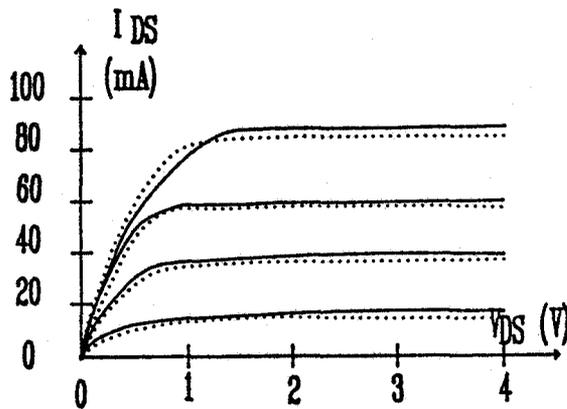
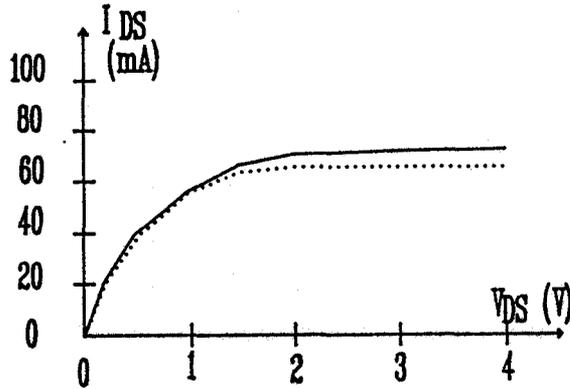
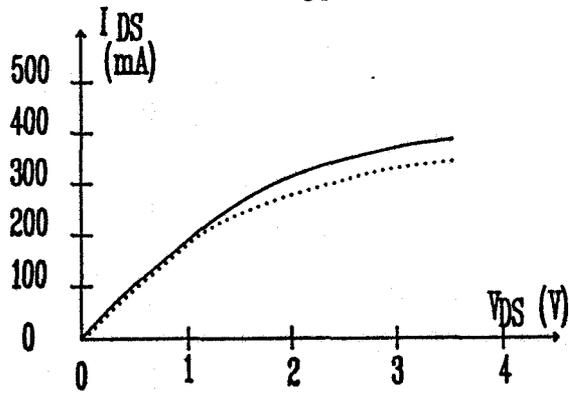


Figure 2.12

Exemple d'utilisation du logiciel pour le contrôle en cours de technologie. Les caractéristiques du transistor sont calculées par l'ordinateur aux différents stades de réalisation :

- a) avant le creusement,
- b) après le creusement et avant le dépôt de la grille,
- c) après le dépôt de la grille.

Les courbes en traits pleins sont tracées directement par ordinateur. Les courbes en pointillés sont relevées expérimentalement par le technicien en cours de réalisation du transistor.

son creusement mais avant le dépôt de la grille et enfin lorsque le transistor est complètement terminé. Un exemple de résultats obtenus est donné sur la figure 2.12 où l'on a également représenté les caractéristiques expérimentales relevées aux différentes étapes de la fabrication. On remarque que, dans ce cas, l'accord entre la théorie et l'expérience est bon ; il est donc possible ainsi de relever toute anomalie dans l'élaboration technologique du composant.

L'un des intérêts de notre méthode de modélisation est d'être applicable à pratiquement tous les types de transistors à effet de champ. Afin d'illustrer cette possibilité, nous montrons successivement quelques exemples de résultats obtenus et de confrontation à l'expérience dans les cas suivants :

- MESFET en GaAs de longueur de grille $0.25 \mu\text{m}$ réalisé au CHS (fig. 2.10) et TEGFET GaAlAs / GaAs réalisé au laboratoire (fig. 2.13) (ces deux types de composants seront étudiés plus en détail dans la thèse de P. GODTS),

- structure à canal enterré réalisé également au CHS (figure 2.14).

On peut remarquer que l'on observe dans les quatre cas étudiés un bon accord entre la théorie et l'expérience. Un certain nombre de remarques peuvent cependant être émises à propos de ce type d'étude :

- les résultats expérimentaux correspondant à la caractérisation statique ou hyperfréquence des composants peuvent varier de façon relativement importante d'un composant à l'autre. C'est pourquoi les caractéristiques expérimentales données correspondent à des valeurs moyennes effectuées sur un certain nombre de composants : c'est ainsi que les valeurs représentées figure 2.13 correspondent à des grandeurs moyennes calculées à partir des résultats obtenus sur 9 transistors de largeur différentes ($75 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$), résultats qui ont été extrapolés pour une largeur de 1 mm ,

- les grandeurs théoriques calculées dépendent sensiblement de données technologiques difficilement mesurables (longueur exacte de la grille en contact avec le semi-conducteur, profondeur et largeur du

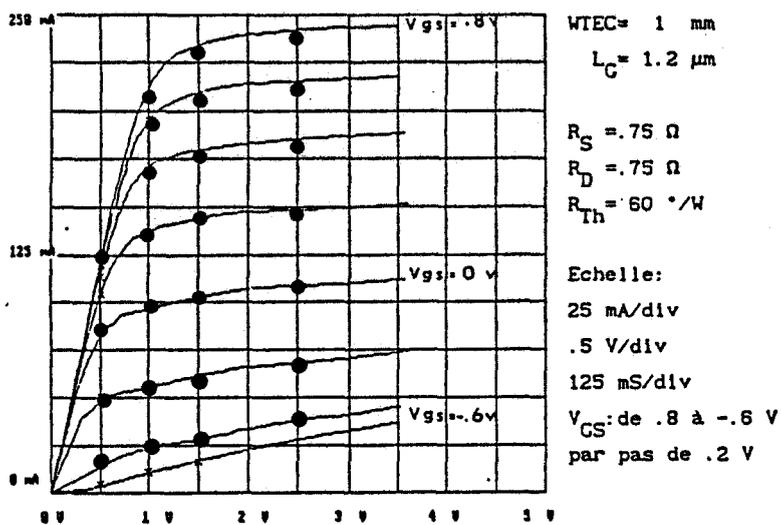
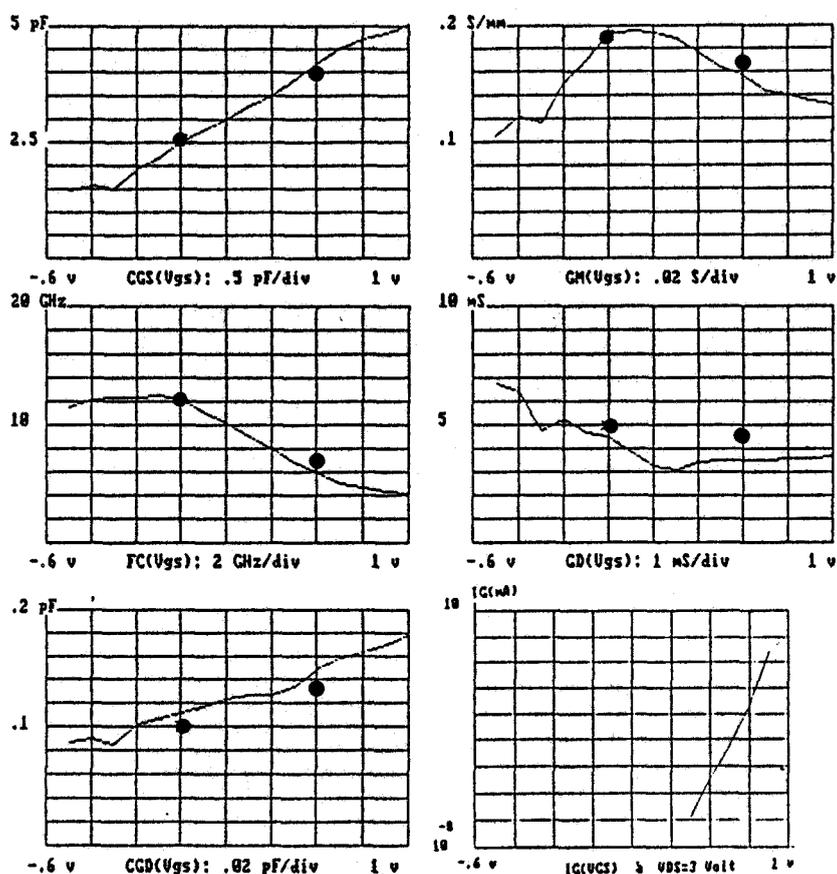


Figure 2.13

Caractéristiques d'un TEGFET. Les courbes en traits pleins représentent les résultats théoriques et les points les résultats expérimentaux. La structure du TEGFET est la suivante : un espaceur de 30 \AA et une couche de GaAlAs d'épaisseur égale à 310 \AA de dopage $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de concentration $x_{Al} = 0.25$.

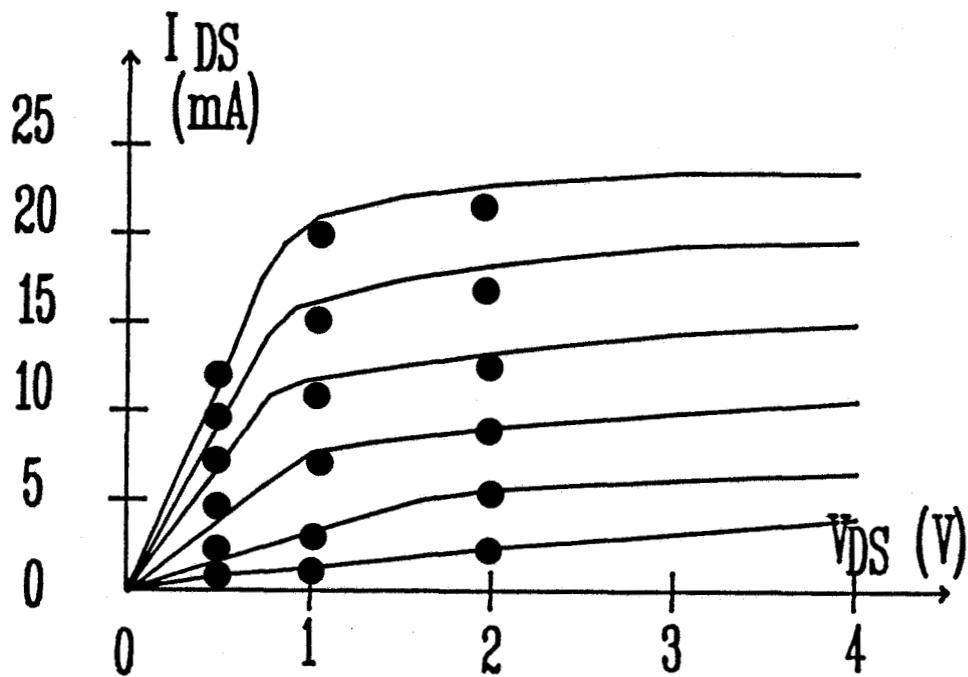


Figure 2.14

Courant de drain en fonction de la tension de drain pour un MISFET à canal dopé. Les traits pleins représentent les résultats théoriques et les points les résultats expérimentaux. L'épaisseur de la couche AlGaAs est de 200Å et la composition d'alliage est de : $x=0.3$; le dopage du GaAs est de $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et son épaisseur de 200Å.

Les caractéristiques du transistor sont les suivantes :

- largeur du TEC=150 μm , longueur de 1.5 μm ,
- $R_S = R_D = 2\Omega$,
- Résistance thermique de 600°/W,
- V_{GS} de 0 à -1 V par pas de 0.2 V.

creusement du canal, résistances finales de contact) introduites dans nos logiciels et bien entendu, en jouant sur ces paramètres, il est possible d'obtenir un accord plus ou moins bon avec l'expérience et c'est sans doute un des intérêts de ce type d'étude de pouvoir déterminer ces paramètres technologiques en recherchant le meilleur agrément avec les données expérimentales.

2.7 CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous nous sommes efforcés de mettre au point un ensemble de logiciels très simples permettant l'étude de pratiquement tous les types de transistors à effet de champ à hétérojonctions et prenant en compte tous les phénomènes physiques essentiels se produisant dans le composant.

L'objectif assigné était de pouvoir utiliser des microordinateurs et, de ce fait, nous avons dû recourir à un grand nombre d'hypothèses simplificatrices. C'est pourquoi, il ne faut pas attendre des modèles décrits ici une analyse physique approfondie et parfaitement exacte des mécanismes complexes se produisant dans un transistor à effet de champ utilisant des hétérojonctions ou des puits quantiques. Il faut, à notre avis, pour effectuer de telles études, des méthodes bidimensionnelles basées sur des simulations microscopiques ou utilisant les équations de conservation de l'énergie et du moment.

Nous pensons néanmoins que les modèles proposés, compte tenu de leur simplicité, de leur rapidité et de leur possibilité de prendre en compte la géométrie exacte de la structure étudiée, peuvent se révéler très utiles dans tous les laboratoires "composants" :

- pour contrôler en temps réel les différentes étapes de la technologie et en assurer le suivi,

- pour rechercher la géométrie optimale (par exemple profondeur et position du "recess") d'un composant,

- pour effectuer une première comparaison des performances potentielles des nombreuses hétérostructures qui ont, ces dernières années, été proposées pour réaliser des transistors à effet de champ.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE 2

- [1] J. ZIMMERMANN et al
Application of Monte Carlo techniques to hot carrier diffusion noise calculation in unipolar semiconducting components,
Solid-State El. Vol 23, pp. 915-925 (1980)
- [2] R. FAUQUEMBERGUE et al
The submicron inverted MODFET I-GaAs/N⁺-AlGaAs : a 2D Monte Carlo study,
Solid-State El. Vol. 31, n°3/4, pp. 595-598 (1988)
- [3] M. MOUIS
Etude théorique du fonctionnement des dispositifs à effet de champ haute mobilité à hétérojonction.
Thèse d'état, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay (1988).
- [4] R.A. PUCEL et al,
Signal and noise properties of Gallium Arsenide microwave Field Effect Transistors,
Advances in electronics and Electron Physics, Vol 38,p 195-265 (1974).
- [5] 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).
- [6] B. CARNEZ et al,
Modeling of a submicrometer gate field effect transistor including effects of nonstationary electron dynamics,
J. Appl. Phys 51 (1) pp 784-790 (1980).
- [7] BENDANIEL et al,
Phys. Rev. 152 p 683 (1966).
- [8] F. STERN et al
Electron energy levels in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions,

Phys. Rev. B 30, p 840 (1984).

[9] T. N. MORGAN

Broadening of Impurity Bands in Heavily Doped Semiconductors,
Phys. Rev. 139, p A 343 (1965).

[10] D. KLEPPINGER et al

Impurity concentration dependent density of states and resulting
fermi level for silicon,
Solid-State electron. 14, p 407 (1971).

[11] F. PONSE et al

Quasi-Fermi level Bending in MODFET's and Its Effect on FET
Transfert Characteristics,
Trans. on Elec. Dev., vol ED-32, n°6, June 1985.

CHAPITRE 3

PREMIERE ETUDE THEORIQUE ET

EXPERIMENTALE DU MISFET GaAlAs / GaAs

3.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier les caractéristiques du MISFET GaAlAs/GaAs c'est-à-dire d'un transistor à effet de champ formé à partir d'un contact Schottky déposé sur une couche épitaxiée de GaAlAs non dopée (voir chapitre 1.5). Dans une très large mesure, cette étude est également applicable au SISFET (GaAs N^+ /GaAlAs NID/GaAs NID) ; la différence essentielle entre les deux types de composants réside, en effet, dans les valeurs de leur tension de pincement : de l'ordre de 0 volt pour le SISFET et de l'ordre du volt pour le MISFET.

Dans la première partie de ce chapitre, nous effectuons une première analyse du comportement du MISFET en comparant son comportement électrique à celui d'un TEGFET. Dans ce but, nous utilisons tout d'abord l'approximation canal court, mais en essayant de résoudre le plus exactement possible les équations de l'électrocinétique suivant un axe perpendiculaire à la grille (logiciel AGC), puis enfin le modèle complet tenant compte de l'ensemble des phénomènes se produisant suivant l'axe source drain (logiciel ASD).

Dans la seconde partie, nous effectuons une étude expérimentale aussi bien en continu que dans le domaine des hyperfréquences de différentes séries de MISFETs réalisés au LEP. Une première confrontation entre la théorie et l'expérience nous permet ainsi de dégager un certain nombre de problèmes qui restent à approfondir tels que celui d'une détermination aussi exacte que possible du courant grille I_G .

La troisième partie est donc consacrée à une étude plus approfondie de ce courant de grille. Nous développons, dans ce but, une théorie analytique et non plus numérique permettant le calcul de I_G en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel et de la tension grille source. Nous comparons ensuite les résultats obtenus à ceux donnés par l'expérience. Enfin, à la lumière de l'expression théorique obtenue pour I_G , nous recherchons les solutions qui pourraient être utilisées pour diminuer son importance : recherche des caractéristiques optimales du GaAlAs utilisé, choix de nouveaux matériaux.

3.2 COMPARAISON ENTRE LE TEGFET ET LE MISFET

Dans ce chapitre, nous utilisons les deux logiciels de modélisation (AGC et ASD) décrits dans le chapitre 2 pour étudier de façon comparative le TEGFET et le MISFET. Dans une première étape, afin de bien cerner les différences de comportement de ces deux structures, nous utilisons l'approximation "canal court" puis, dans une seconde étape, nous effectuons une comparaison plus approfondie à partir du modèle complet.

3.2.1 COMPARAISON AVEC LE TEGFET DANS LE CADRE DE L'APPROXIMATION CANAL COURT

Les paramètres caractéristiques des transistors que nous présentons dans ce paragraphe sont obtenus en utilisant le logiciel AGC et en faisant l'approximation "canal court". Rappelons que ce logiciel permet principalement de calculer la densité électronique (dans le gaz bidimensionnel et dans le GaAlAs dopé ou non) et la densité du courant de grille en fonction de V_{GS} , par résolution de l'équation de POISSON et de dérive diffusion suivant un axe orthogonal à la grille. En supposant que les électrons gardent une densité et une vitesse constante sous la grille (approximation "canal court"), nous pouvons calculer les principaux paramètres caractéristiques des transistors en fonction de la tension de grille. C'est ainsi que l'expression du courant drain peut se déterminer à partir des relations suivantes :

$$I_D = q \cdot W \cdot \left[v_{m2D} \cdot N_S + v_{md} \cdot N_{Sm} \right] \quad (3.1)$$

où N_S est la densité électronique du gaz bidimensionnel, N_{Sm} est la densité des électrons mobiles, v_{m2D} et v_{md} sont respectivement la vitesse moyenne des électrons dans le gaz bidimensionnel et dans le GaAlAs, enfin W est la largeur du transistor.

La capacité C_{GS} s'obtient, par ailleurs, à partir de l'expression suivante :

$$C_{GS} = \frac{dQ_G}{dV_{GS}} = q \cdot W \cdot L_G \cdot \left[\frac{dN_S}{dV_{GS}} + \frac{d(N_{Sm} + N_{Sf})}{dV_{GS}} \right] \quad (3.2)$$

où Q_G est la charge des électrons mobiles et fixes sous la grille, N_{Sf} est la densité des électrons liés aux niveaux donneurs dans la couche de GaAlAs et enfin L_G est la longueur de grille du transistor.

La transconductance g_m , qui est la dérivée du courant de drain par rapport à la tension de grille V_{GS} , a pour relation :

$$g_m = \frac{dI_D}{dV_{GS}} = q \cdot W \cdot \left[v_{m2D} \cdot \frac{dN_S}{dV_{GS}} + v_{md} \cdot \frac{dN_{Sm}}{dV_{GS}} \right] \quad (3.3)$$

Enfin, la fréquence de coupure est donnée par l'expression :

$$f_c = \frac{g_m(V_{GS})}{2 \cdot \pi \cdot C_{GS}} \quad (3.4)$$

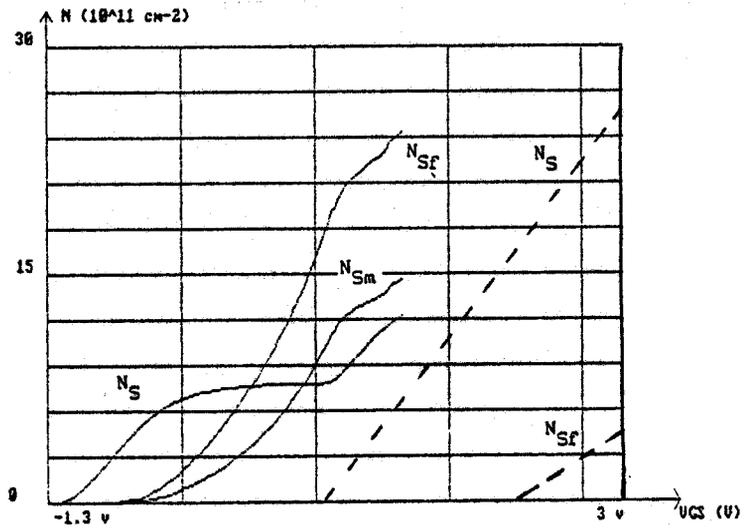
Nous nous proposons, à l'aide du logiciel AGC et des relations (3.1 à 3.4), d'étudier les propriétés de deux transistors usuels élaborés à partir d'épitaxie de caractéristiques typiques. C'est ainsi que :

- le TEGFET est constitué d'une grille, qui est un contact Schottky, déposée sur une couche de 500 Å d'épaisseur de GaAlAs dopée $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et ayant un pourcentage d'aluminium de 0.25, nous trouvons ensuite la couche tampon de GaAs Non Intentionnellement Dopée (NID),

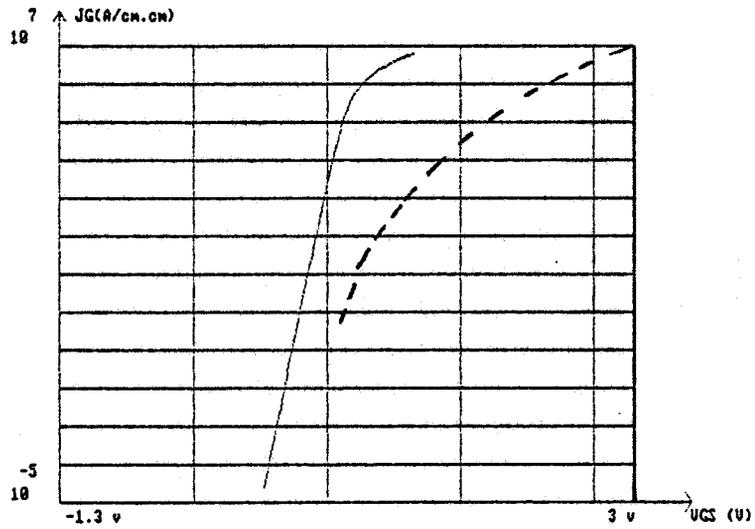
- le MISFET est constitué d'une grille en contact Schottky déposée sur une couche de GaAlAs non dopée (NID) (épaisseur : 400 Å) et ayant un pourcentage d'aluminium de 0.45, suivie d'une couche tampon de GaAs NID.

Nous représentons sur les figures 3.1 et 3.2 les évolutions, en fonction de la tension grille V_{GS} , des principaux paramètres caractéristiques du TEGFET (en traits pleins) et du MISFET (en traits pointillés). L'examen de la figure 3.1 montre que les différences de comportement entre ces deux types de transistors résultent d'une part de

a)



b)



c)

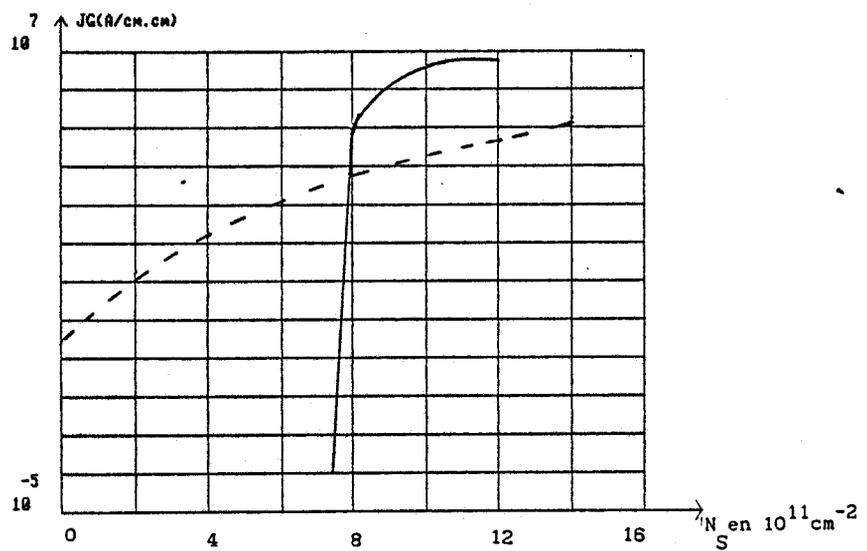


Figure 3.1

Traits pleins : caractéristiques du TEGFET
 Traits pointillés : caractéristiques du MISFET

la commande différente de la charge par la tension grille et d'autre part de l'évolution différente en fonction de V_{GS} des courants grille.

Au niveau de la commande de la charge, la première différence se situe au niveau des tensions de pincement. Pour le MISFET, la tension de pincement V_p est imposée, elle est de l'ordre de 0.8 Volt. Cette tension est indépendante de l'épaisseur de la couche de GaAlAs non dopée, V_p ne varie donc pas en fonction des caractéristiques de la couche et on obtient une très bonne uniformité des tensions de pincement des transistors, quels que soient leur place sur la plaquette. La tension de pincement du TEGFET est généralement négative (dans notre exemple elle est de -1.2 Volt) mais elle peut varier à volonté en changeant le dopage et/ou l'épaisseur de la couche de GaAlAs. Il est cependant très difficile de contrôler avec précision cette tension de pincement, le dopage étant généralement très élevé et l'épaisseur de la couche de GaAlAs étant généralement très faible.

La deuxième différence concerne l'évolution des charges mobiles et fixes lorsque, au delà de la tension de pincement, on augmente la tension grille (fig. 3.1 a)). Certes, dans le cas du TEGFET comme du MISFET, la densité du gaz 2D croît dans une première étape sensiblement linéairement avec la tension grille, mais cette similitude de comportement n'est observée que pour les tensions de grille les plus faibles, et lorsque V_{GS} augmente, les phénomènes observés deviennent fort différents suivant le type de composant étudié.

C'est le MISFET qui présente le comportement le plus simple : quelle que soit la tension grille, la densité du gaz 2D augmente toujours linéairement avec V_{GS} et atteint des valeurs qui peuvent théoriquement être très élevées. Ce n'est que pour des tensions de grille extrêmement importantes (près de 3 Volts) que commencent à apparaître quelques charges électroniques dans la couche de GaAlAs et ce comportement est normal compte tenu du fait que cette couche épitaxiée n'est pas dopée.

Les caractéristiques du TEGFET sont par contre fort différentes. Notons tout d'abord que l'on observe une saturation de la charge bidimensionnelle lorsque, en augmentant V_{GS} , la densité N_S devient proche de la valeur N_{SO} correspondant à l'équilibre. Mais ce phénomène

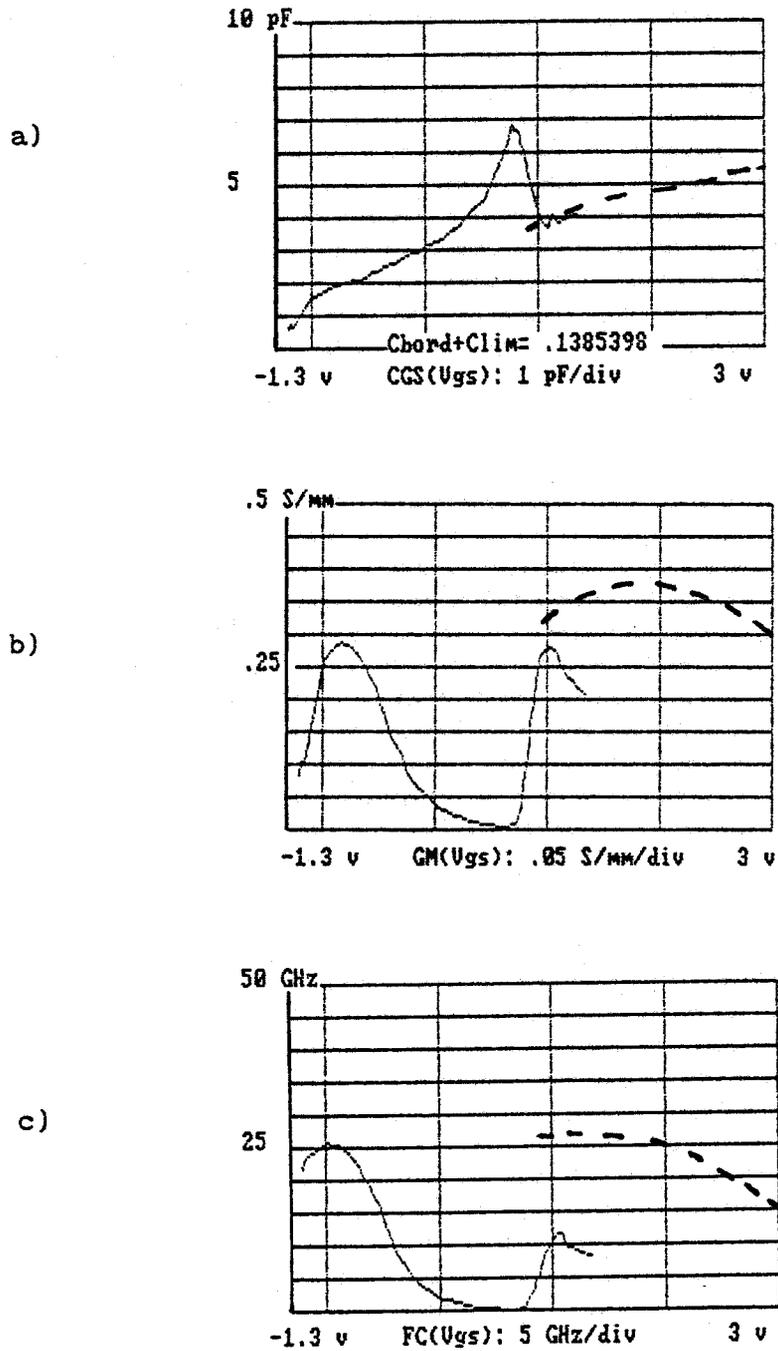


Figure 3.2

Traits pleins : caractéristiques du TEGFET

Traits pointillés : caractéristiques du MISFET

$L_G = 1 \mu\text{m}$, $W = 1 \text{ mm}$

a) Capacité C_{GS} (pF) fonction de la tension grille source V_{GS} (relation 3.2)

b) Transconductance g_m (mS/mm) fonction de V_{GS} (relation 3.3)

c) Fréquence de coupure f_c (GHz) fonction de V_{GS} (relation 3.4)

est masqué par un autre effet qui se produit pour des tensions de grille plus faibles et qui correspond à l'augmentation de la charge électronique piégée dans la couche de GaAlAs (fig 3.1 a)). On peut considérer qu'en parallèle sur le TEGFET, où les porteurs mobiles sont constitués par un gaz 2 D situé dans le GaAs, se superpose alors un MESFET classique où les porteurs se déplacent dans le GaAlAs. Malheureusement, compte tenu des mauvaises caractéristiques de transport électronique dans ce type de semiconducteur, nous voyons (fig. 3.2) que ce MESFET détériore les performances du composant et se comporte en quelque sorte en parasite lorsque la tension de grille devient suffisamment élevée. Enfin, lorsque V_{GS} devient suffisamment important et supérieur à ϕ_B , un nouveau phénomène apparaît : la densité de gaz 2D augmente de nouveau et devient supérieur à N_{SO} et nous verrons que ce "comportement ultime" du TEGFET est un peu analogue à celui d'un MISFET.

Examinons maintenant l'évolution des courants de grille qui s'avère fort différente pour les deux types de composants (fig. 3.1 b)). La densité du courant de grille, représentée en échelle semi-logarithmique, est calculée numériquement à l'aide du logiciel AGC. On remarque que le logarithme décimal de la densité de courant de grille, pour le TEGFET, a une évolution linéaire en fonction de la tension V_{GS} pour des tensions inférieures à la hauteur de barrière ϕ_B . Cela signifie que le courant de grille dans cette gamme de tensions varie exponentiellement avec V_{GS} , le modèle du courant de grille du TEGFET peut alors être décrit convenablement par l'équation analytique conventionnelle de la diode Schottky :

$$J_G = J_S \left[\exp \left[\frac{V_{GS}}{nkT} \right] - 1 \right] \quad (3.5)$$

J_G étant la densité du courant de grille et J_S la densité du courant de saturation de la diode qui est donnée par l'expression :

$$J_S = A^* \cdot T^2 \cdot \exp \left[- \frac{\phi_B}{nkT} \right] \quad (3.6)$$

n est le coefficient d'idéalité de la diode (n est peu différent de 1 dans le cas d'un bon contact SCHOTTKY), k la constante de Boltzmann, T la température et enfin A^* est la constante de Richardson. Par contre,

pour des tensions supérieures à ϕ_B , on peut noter sur la fig 3.1 b) que le courant de grille se sature et ne peut plus être modélisé à l'aide de l'équation analytique de la diode Schottky.

Pour le MISFET, l'évolution du logarithme du courant de grille en fonction de V_{GS} n'est plus linéaire, le courant de grille d'un MISFET ne peut donc pas être modélisé analytiquement par les équations 3.5 et 3.6. De nombreux auteurs ont proposé de décrire analytiquement ce courant, soit en considérant deux diodes Schottky en séries [1], soit en tenant compte de deux paramètres ajustables supplémentaires dans l'équation 3.5 [2]. Nous reviendrons à la fin de ce chapitre sur ce problème en proposant un modèle analytique simple, original et sans paramètres ajustables permettant de calculer le courant de grille du MISFET.

Si l'on examine maintenant simultanément les figures 3.1 a) et 3.1 b) ou la courbe 3.1 c) qui en fait la synthèse, on remarque une autre différence essentielle entre le comportement des deux types de composants. Dans le cas du TEGFET, l'augmentation du gaz bidimensionnel a lieu sans augmentation du courant de grille (pour $V_{GS} < \phi_B$), mais pour le MISFET, il semble qu'il ne soit pas possible de faire croître N_S sans faire croître J_G . Ce phénomène peut limiter les performances des MISFETs. On considère, en effet, que pour des valeurs de J_G supérieures à 10^3 A/cm^2 , le composant subit des problèmes de claquage en courant, ce qui risque de limiter sérieusement l'obtention de N_S élevés.

Les caractéristiques spécifiques des deux types de composants au niveau de la commande de la charge et de l'évolution de leur courant grille en fonction de V_{GS} vont bien évidemment se répercuter sur les propriétés dynamiques des composants (g_m , C_{GS} et f_c) qui sont représentés sur la figure 3.2.

C'est ainsi que pour le MISFET, nous avons vu que la commande de la charge suivait dans tout le domaine d'excursion de V_{GS} une loi presque parfaitement linéaire. Il en résulte que C_{GS} , g_m et f_c restent pratiquement constants en fonction de la tension grille et le seul problème que l'on rencontre pour obtenir des densités de charge et donc des courants drain élevés est la présence de courant grille qui devient très vite prohibitif pour les tensions de grille les plus élevées.

L'importance de ce courant grille va donner lieu à de nouveaux effets qui pourront modifier complètement les caractéristiques statiques et dynamiques du composant, effets que nous étudierons progressivement dans la suite de ce chapitre et dans le chapitre 4.

Le fonctionnement en l'absence de courant grille du TEGFET est par contre beaucoup plus complexe, et l'on peut distinguer trois régimes de fonctionnement :

- pour des tensions de grille légèrement supérieures à la tension de pincement, la conduction se fait dans le GaAs où existe un gaz d'électrons bidimensionnel de mobilité importante et pouvant atteindre des vitesses importantes. Dès qu'au delà de V_p on augmente V_{GS} , la transconductance augmente rapidement (fig. 3.2 b)) et atteint très vite des valeurs importantes. C'est donc dans ce régime de fonctionnement que le composant présentera les performances les plus élevées,

- lorsque l'on augmente encore V_{GS} , la croissance de la densité électronique 2D diminue et N_S tend progressivement vers une valeur limite N_{SO} et il en résulte une diminution très marquée de g_m qui, après avoir atteint un maximum, décroît fortement. Simultanément des électrons mobiles (de densité N_{Sm}) et piégés (de densité N_{Sf}) apparaissent dans la couche épitaxiée en GaAlAs et cette augmentation des charges emmagasinées sous la grille se traduit par une croissance importante de la capacité C_{GS} et une croissance beaucoup plus faible du courant drain compte tenu des mauvaises conditions de transport (faible valeur de la mobilité et de la vitesse) dans le GaAlAs fortement dopé. Dans ces conditions, la transconductance reste très faible et, compte tenu des valeurs élevées de C_{GS} , les fréquences de coupure obtenues décroissent fortement.

- enfin pour des valeurs de V_{GS} supérieures à ϕ_B , N_S réaugmente linéairement en fonction de V_{GS} , la dérivée de N_S en fonction de V_{GS} redevient alors prépondérante par rapport à celle de la densité électronique dans le GaAlAs et on assiste à une diminution de la capacité C_{GS} et à une augmentation de g_m jusqu'à saturation. L'effet obtenu s'apparente à celui observé dans un MISFET lorsque la grille est

polarisée en directe à des tensions supérieures à la hauteur de barrière ϕ_B . Notons que ce type de fonctionnement s'accompagne, comme dans le cas du MISFET, d'un courant de grille très important.

3.2.2 COMPARAISON AVEC LE TEGFET A PARTIR DU MODELE COMPLET

Nous nous proposons, dans ce paragraphe, de calculer, à partir du modèle complet tenant compte de l'ensemble des phénomènes se produisant dans le composant, les différentes caractéristiques du TEGFET et du SISFET que nous venons d'étudier en utilisant l'approximation canal court.

Les caractéristiques du TEGFET et du MISFET, obtenues par le logiciel AGD à $V_{DS} = 3$ Volts (voir chapitre 2), sont représentées sur les figures 3.3 et 3.5 pour le TEGFET et sur les figures 3.4 et 3.6 pour le MISFET. Notons d'une part que la grille de ces deux types de transistors a une longueur L_G de $1 \mu\text{m}$ et une largeur W de 1 mm , et que d'autre part, afin d'obtenir des effets aussi marqués que possible, les résistances de source et de drain n'ont pas été prises en compte.

En ce qui concerne le TEGFET, nous retrouvons avec le modèle complet (figure 3.3) la même dépendance de g_m et de C_{GS} en fonction de la tension V_{GS} que dans l'approximation canal court : C_{GS} augmente et g_m passe par un maximum, diminue ensuite rapidement quand V_{GS} croît, pour réaugmenter à une tension V_{GS} supérieure à la hauteur de barrière ϕ_B . Comme nous l'avons explicité dans le paragraphe précédent, cette décroissance de g_m et donc de f_c est due à la saturation de la densité du gaz 2D et aux mauvaises conditions de transport dans la couche de GaAlAs dopée. De plus, pour $V_{GS} > \phi_B$, le TEGFET se comporte en quelque sorte comme un MISFET et le g_m réaugmente. Dans le cas du MISFET, le GaAlAs n'est pas dopé, ainsi, comme nous le montre la figure 3.4, la capacité C_{GS} , la transconductance g_m et la fréquence de coupures f_c restent pratiquement constantes quand V_{GS} augmente.

Les figures 3.5 et 3.6 représentent les courbes $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ ainsi que $J_G(V_{GS})$. Nous remarquons que le courant de drain du MISFET atteint

des valeurs supérieures à celui du TEGFET. Ce courant de drain important ne signifie pas une suprématie du MISFET en ce qui concerne la puissance, en effet ce courant s'obtient pour des tensions grille source très grandes et surtout pour des courants de grille très importants.

Nous constatons de plus (figure 3.5 b) et 3.6 b)) que, si les densités du courant de grille suivent la même évolution en fonction de V_{GS} que dans le cas de l'approximation canal court, les valeurs obtenues avec le modèle complet sont approximativement dix fois plus faibles (à V_{GS} élevés). Nous pouvons expliquer qualitativement ce phénomène :

- dans l'approximation canal court, la différence de potentiel entre la grille et le canal est égale à la tension entre la grille et la source, et le courant grille obtenu est celui que l'on pourrait mesurer pour $V_{DS} = 0$ Volt,

- dans le cas du modèle complet, lorsque l'on fait le calcul pour $V_{DS} = 3$ Volts, avec $V_D = 3$ Volts et $V_S = 0$ Volt, si du côté de la source on a bien l'égalité $V_{GC} = V_{GS} = V_G$, du côté du drain nous avons :

$$V_{GC} = V_{GD} = V_G - V_D = V_{GS} - 3 \text{ Volts}$$

la diminution de V_{GD} par rapport à V_{GS} entraîne bien évidemment une diminution du courant de grille du côté du drain par rapport au côté de la source. Le courant de grille est donc plus important pour $V_{DS} = 0$ que lorsque la tension V_{DS} est égale à 3 Volts.

Il s'agit maintenant de vérifier expérimentalement tous ces résultats et, dans ce but, nous avons la chance d'avoir pu bénéficier de composants MISFETs réalisés au LEP. Nous nous proposons donc d'étudier tout d'abord les caractéristiques technologiques et expérimentales de ces MISFETs puis d'effectuer une première confrontation entre notre modèle et l'expérience.

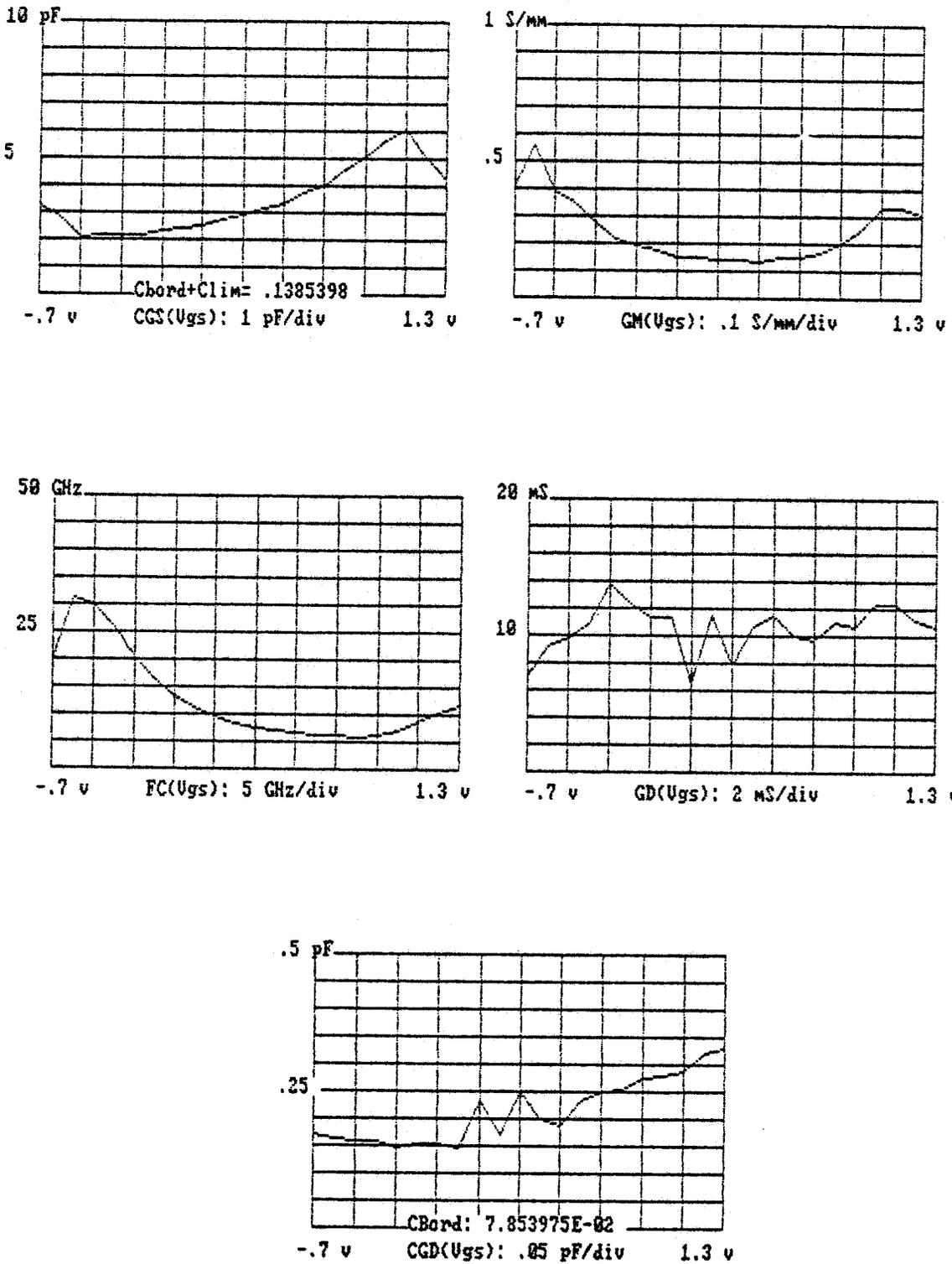


Figure 3.3

Caractéristiques du TEGFET à $V_{DS} = 3 \text{ Volts}$ ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W = 1 \text{ mm}$).

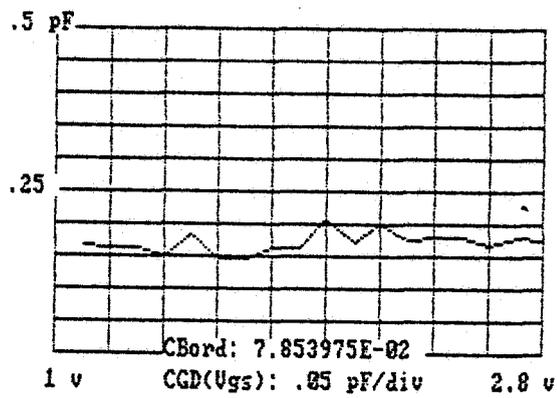
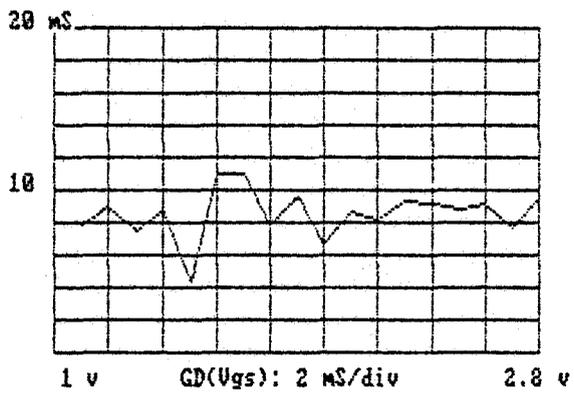
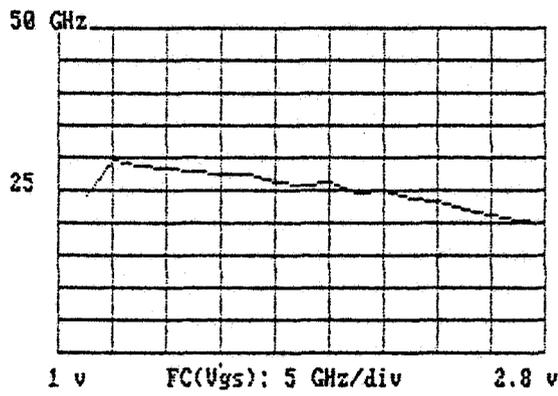
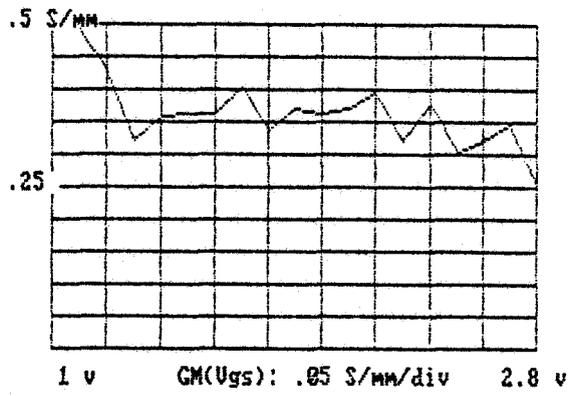
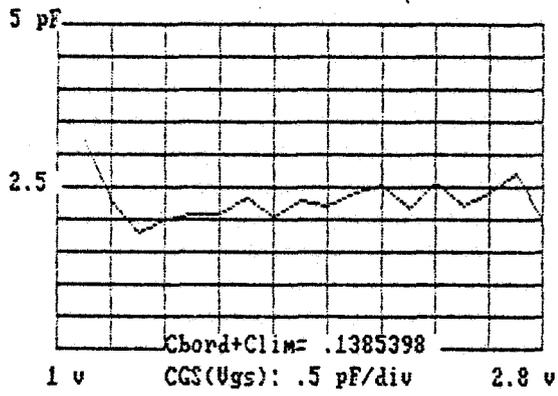


Figure 3.4

Caractéristiques du MISFET à $V_{DS} = 3 \text{ Volts}$ ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W = 1 \text{ mm}$).

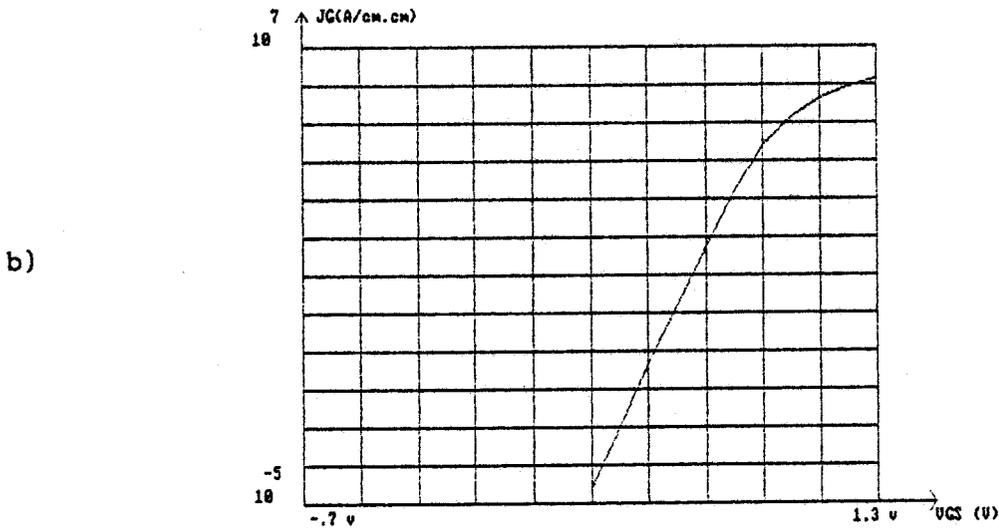
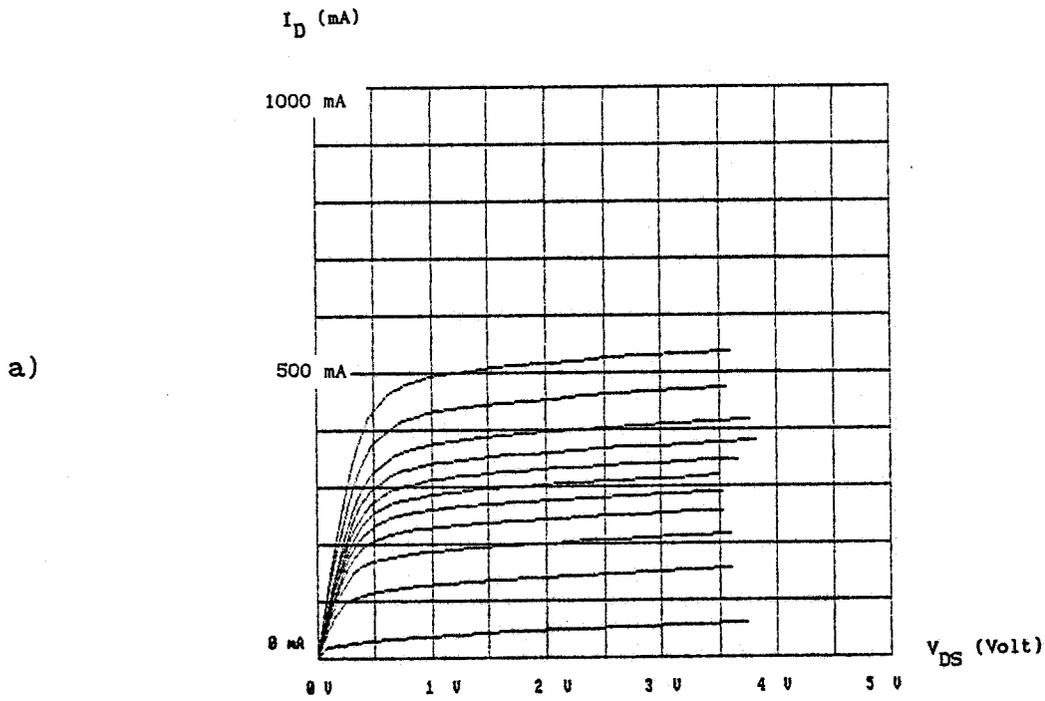


Figure 3.5

Caractéristiques du TEGFET

- a) I_D (V_{DS}, V_{GS}) pour $W = 1$ mm et $L_G = 1$ μ m, V_{GS} est compris entre 1.3 et -0.7 Volt par pas de 0.2 Volt,
- b) J_G (A/cm²) à $V_{DS} = 3$ Volts

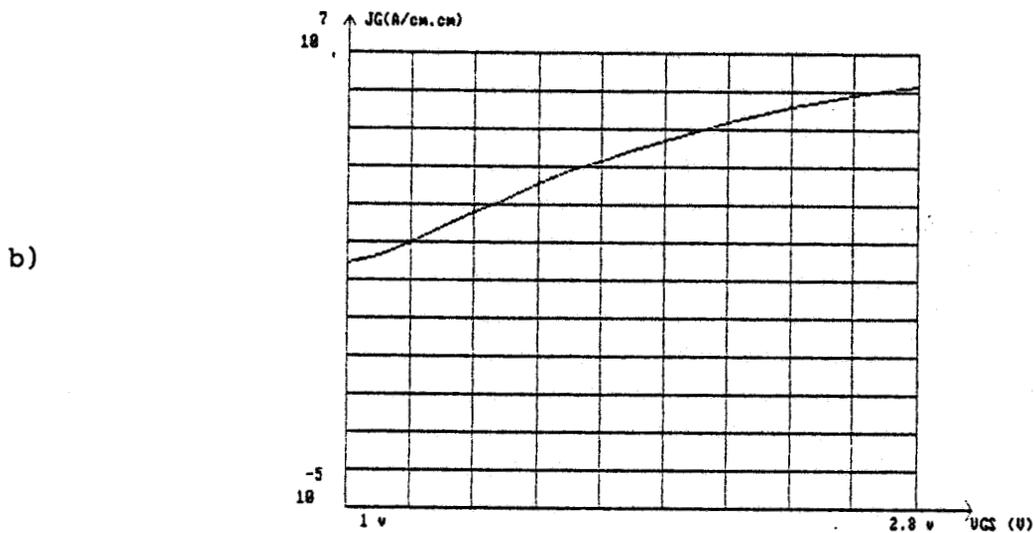
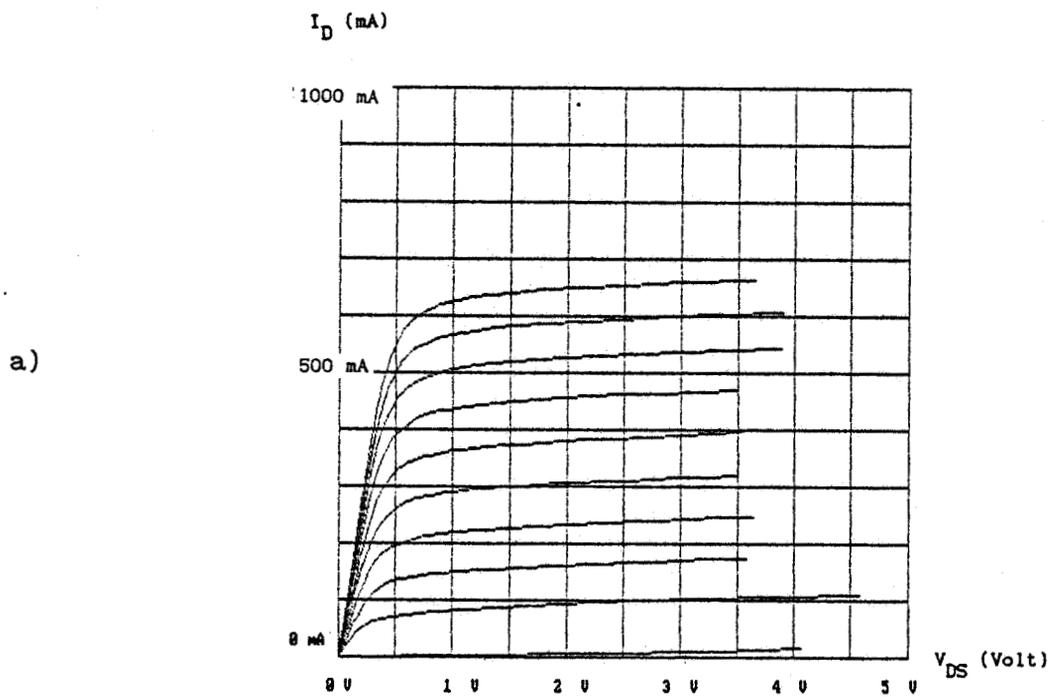


Figure 3.6

Caractéristiques du MISFET

a) $I_D (V_{DS}, V_{GS})$ pour $W = 1 \text{ mm}$ et $L_G = 1 \mu\text{m}$, V_{GS} est compris entre 2.8 et 1 Volt par pas de 0.2 Volt,

b) $J_G (A/\text{cm}^2)$ à $V_{DS} = 3 \text{ Volts}$

3.3 ETUDE EXPERIMENTALE SUR DES COMPOSANTS REALISES AU LEP, PREMIERE

CONFRONTATION AVEC L'EXPERIENCE

3.3.1 LES DIFFERENTS COMPOSANTS ETUDIES

Trois séries de MISFETs nous ont été fournis par le LEP. Ces différentes séries ont été élaborées avec des épitaxies pratiquement identiques. Nous étudierons donc tout d'abord les caractéristiques des épitaxies utilisées puis les procédés de fabrication de ces transistors. Nous décrivons enfin les géométries correspondant à chaque série de transistor.

3.3.1.1 CARACTERISTIQUES DE L'EPITAXIE

Les épitaxies des MISFETs GaAlAs/GaAs ont été réalisées au LEP par la méthode des organo-métalliques en phase vapeur (MOVPE) [3]. Sur un substrat GaAs semi-isolant, on fait croître successivement par cette technique (figure 3.7) :

- une couche tampon de GaAlAs,
- une couche non intentionnellement dopée de GaAs d'épaisseur 6000 Å,
- une couche non dopée de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ de 400 Å d'épaisseur et de pourcentage d'aluminium $x = 0.45$ afin d'obtenir une discontinuité dans la structure de bande (ΔE_c) la plus grande possible,
- et enfin, une couche non dopée de GaAs de 50Å pour protéger le GaAlAs contre toute oxydation.

Ensuite, une couche de WN est déposée à la surface de cette épitaxie par une pulvérisation cathodique réactive d'une cible de tungstène W sous une atmosphère de N_2Ar . Afin de définir les grilles des transistors, cette couche de WN est gravée par gravure ionique réactive (GIR). Ensuite, utilisant les grilles de WN comme masque, une implantation ionique de $5 \cdot 10^{13}$ atomes de Silicium à une énergie de 80 KeV est réalisée à travers la couche de GaAlAs jusqu'au gaz

bidimensionnel [4]. L'échantillon est recuit à une température de 850 °C pendant 2 minutes, afin de reconstituer le cristal. Remarquons que ce recuit, réalisé après avoir déposé la métallisation de grille, nous montre l'obligation d'utiliser un matériau réfractaire, en l'occurrence le WN, pour définir la grille.

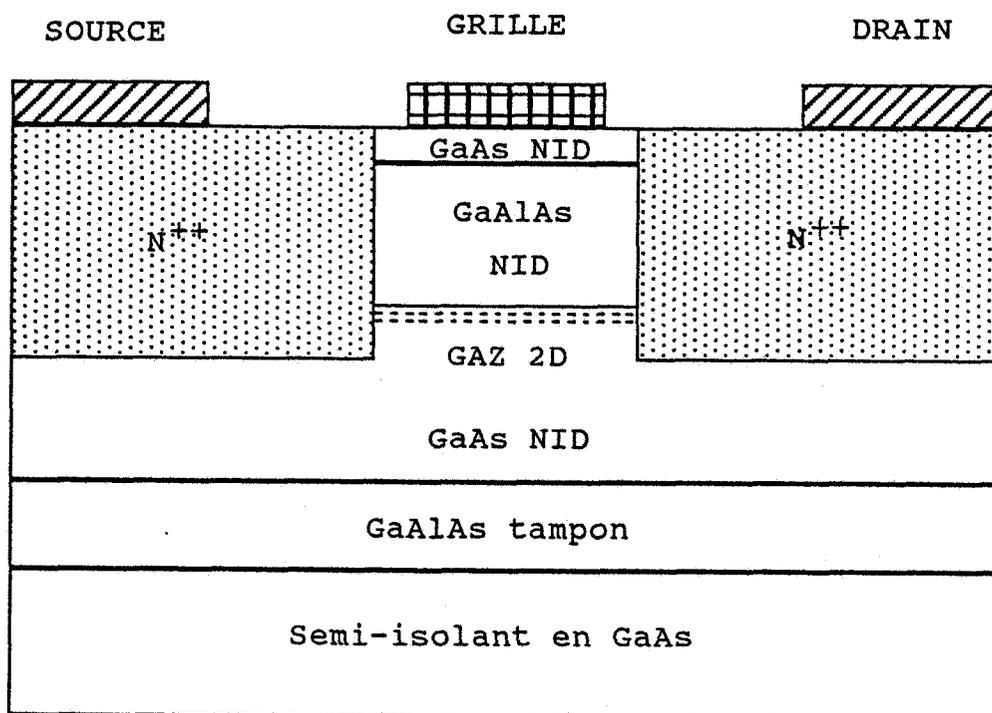


Figure 3.7

Structure épitaxiale des MISFETs réalisés au LEP.

Les contacts ohmiques sur les régions implantées sont formés d'un alliage d'AuGe/Ni, un eutectique se forme après un recuit de 450 °C pendant 1 minute. Enfin, une métallisation supérieure formée de Titane et d'or (TiAu) est déposée sur les différents plots.

3.3.12 CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DES DIFFERENTES SERIES DE MISFET

Les deux premières séries de MISFETs ont été réalisées par la technique décrite ci-dessus, la distance entre l'implantation ionique N⁺ et le bord de la grille est inférieure à 0.1 μm. La troisième série de transistors correspond au cas où la distance entre l'implantation N⁺ et le bord de la grille est de l'ordre de 0.4 μm. Les différentes géométries de ces transistors sont détaillées dans le tableau 3.I, et la figure 3.8 nous montre une photographie prise au microscope optique de l'un de ces transistors.

	W (μm)	L _G (μm)	Distance implantation N ⁺ - bord de grille
S E R I E N ^o 1	10	0.9	inférieure à 0.1 μm
	10	1.4	
	20	0.9	
	20	1.4	
S E R I E N ^o 2	10	1.45	inférieure à 0.1 μm
	10	1.95	
	20	1.45	
	20	1.95	
S E R I E N ^o 3	10	1.35	de l'ordre de 0.4 μm
	10	1.85	
	20	1.35	
	20	1.85	

Tableau 3.I

Caractéristiques géométriques des trois séries de MISFETs que nous nous proposons de caractériser. Dans la suite de cette étude, le numéro caractéristique des transistors étudiés commencera par la série à laquelle il appartient.

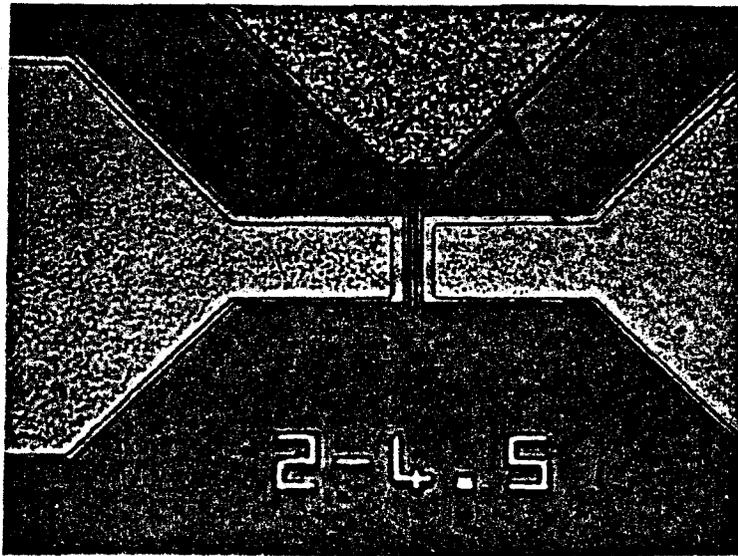


Figure 3.8

*Photographie prise au microscope optique d'un MISFET réalisé au LEP
($W = 20 \mu\text{m}$, $L_G = 1.45 \mu\text{m}$).*

3.3.2 LA CARACTERISATION BASSE FREQUENCE

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux différents résultats issus de la caractérisation continue et basse fréquence de MISFETs réalisés au LEP et dont nous venons de détailler les caractéristiques.

Les méthodes de caractérisation, tant du point de vue statique que du point de vue hyperfréquence, ont déjà été développées à différentes reprises [5], aussi, nous ne rappellerons ces méthodes que dans la mesure où elles présentent des difficultés de fonctionnement dues aux caractéristiques particulières du MISFET, en particulier du caractère isolant de la grille.

Nous nous intéressons tout d'abord à la caractérisation statique des MISFETs de différentes largeurs et longueurs puis à leur caractérisation aux fréquences intermédiaires.

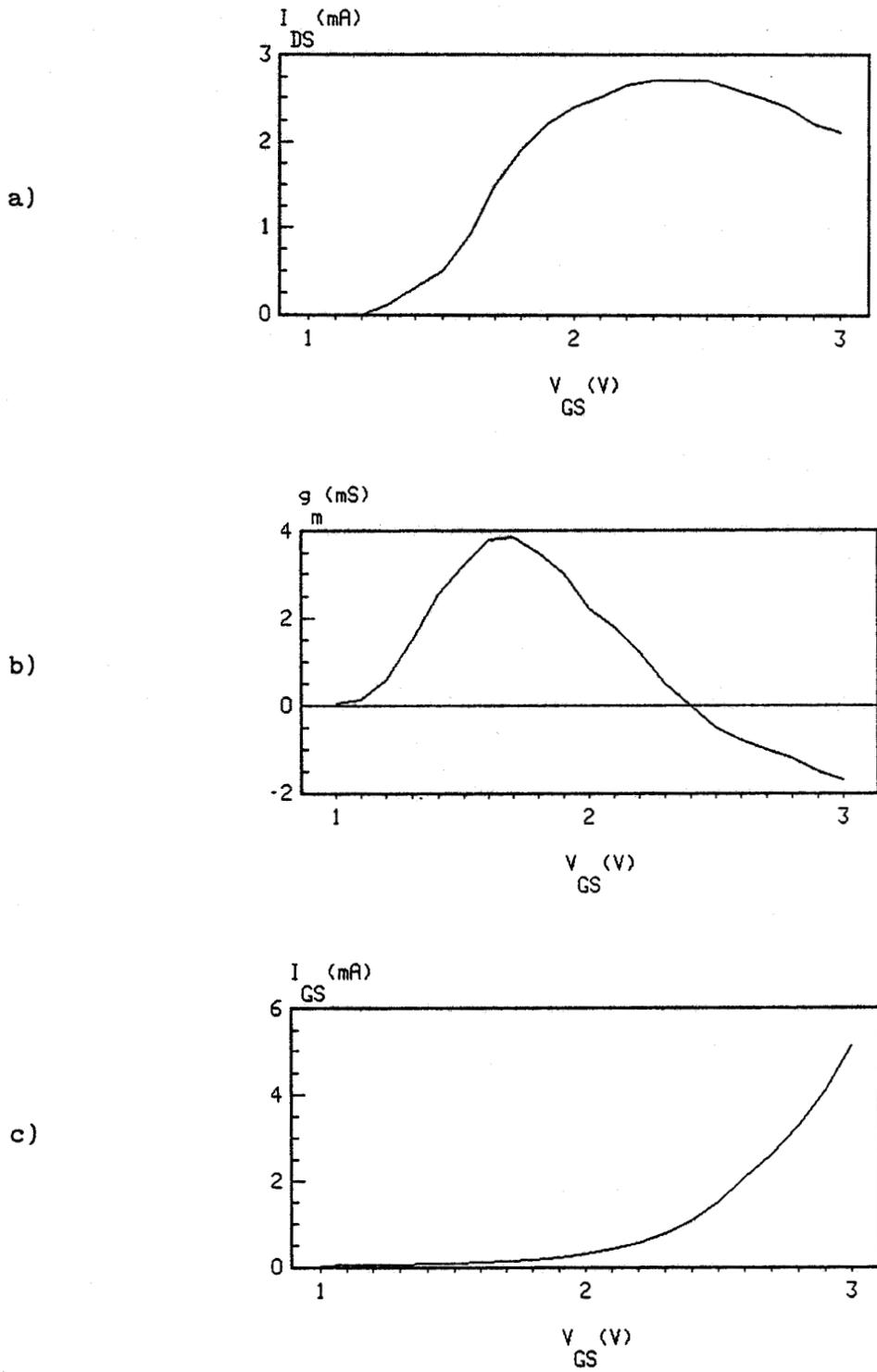


Figure 3.9

Caractéristiques du MISFET No 241, $L_G=1.95 \mu\text{m}$, $W=20 \mu\text{m}$.

a) Evolution du courant drain source I_{DS} en fonction de V_{GS} à $V_{DS}=2$ Volts

b) Evolution de la transconductance g_m en fonction de V_{GS} à $V_{DS}=2$ Volts

c) Evolution du courant de grille I_G en fonction de V_{GS}

3.3.2.1 CARACTERISATION STATIQUE

Les caractéristiques statiques d'un MISFET sont, dans la mesure où on l'explore dans tout le domaine d'excursion possible de la tension drain source V_{DS} et de la tension grille source V_{GS} et que l'on se trouve en présence d'un courant de grille important, beaucoup plus complexes que celles d'un MESFET ou même d'un TEGFET. Nous avons donc reporté sur les figures 3.9, 3.10 et 3.11 un exemple de résultats obtenus pour un exemplaire de la série n° 1. Nous étudions successivement :

- tout d'abord en régime dit de saturation ($V_{DS} = 2$ Volts), l'évolution en fonction de V_{GS} du courant drain I_{DS} , du courant grille I_{GS} et de la transconductance $g_m = dI_{DS}/dV_{GS}$ (fig. 3.9),

- puis en faisant varier la tension drain source V_{DS} , le réseau complet des caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ et $I_{GS}(V_{DS})$ pour différentes valeurs de la tension grille V_{GS} (fig. 3.10 et 3.11).

On remarque que pour des tensions grilles V_{GS} inférieures ou pas très supérieures à 2 Volts, les phénomènes observés sont très analogues à ceux relevés sur un MESFET ou un TEGFET classique :

- saturation du courant drain lorsque V_{DS} devient supérieur à 1 Volt (fig. 3.10),

- augmentation du courant drain lorsque l'on augmente la tension grille (fig. 3.9 a)),

- apparition d'une transconductance positive qui croît rapidement au-delà de la tension de seuil V_p . La seule différence réside dans le fait que celle-ci est très largement positive et beaucoup plus élevée que celle des MESFETs ou TEGFETs même fonctionnant en régime normalement non passant.

Les phénomènes observés deviennent cependant fort différents lorsque l'on travaille à tensions grille plus élevées. Le courant grille source I_{GS} devient alors particulièrement important (fig. 3.9 c)) et cette croissance du courant grille se fait au détriment du courant drain puisque les électrons collectés par la grille ne le sont plus par l'électrode de drain. Il en résulte une saturation puis une diminution

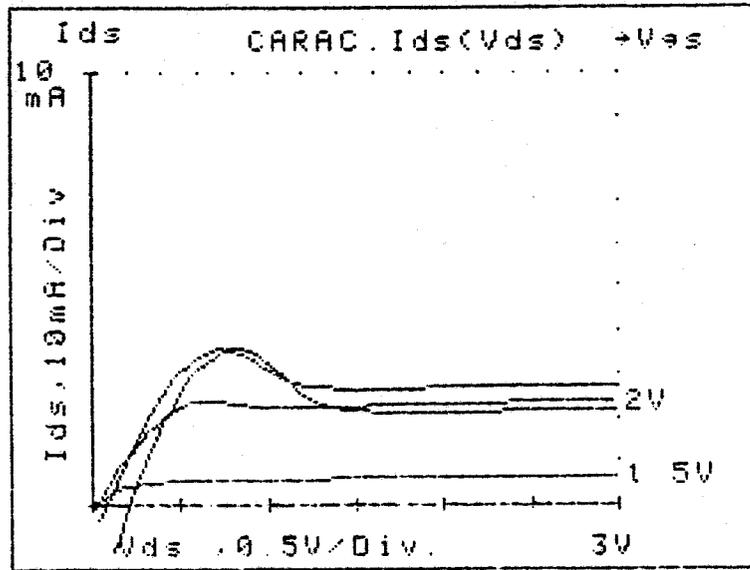


Figure 3.10

Evolution du courant drain source I_{DS} en fonction de la tension drain source V_{DS} avec pour paramètre la tension grille source V_{GS} .

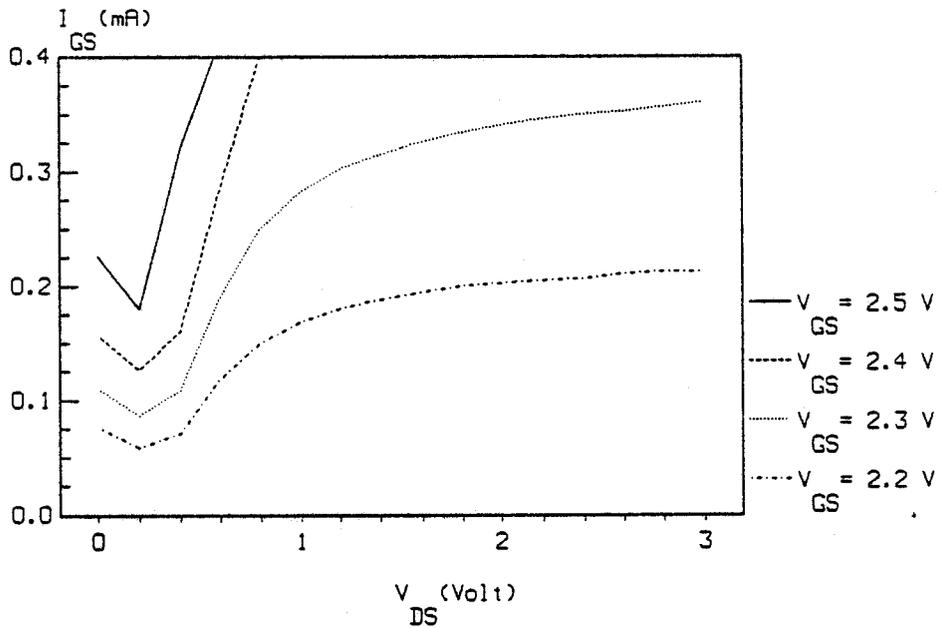


Figure 3.11

Evolution du courant grille source I_{GS} en fonction de la tension drain source V_{DS} avec pour paramètre la tension grille source V_{GS} .

du courant drain (fig. 3.9 a)) et par conséquent, on observe figure 3.9 b) que g_m passe par un maximum, décroît et devient même négatif. Par ailleurs, en dehors du régime de saturation (c'est-à-dire pour des tensions V_{DS} suffisamment faibles), le nombre d'électrons provenant de la source devient plus faible que celui collecté par la grille et il en résulte que ceux ci doivent également être fournis par l'électrode de drain : le courant drain I_{DS} est alors négatif et c'est bien ce que l'on observe sur la figure 3.10.

Un autre effet illustré sur la figure 3.11 intervient également et modifie les caractéristiques observées, il s'agit de l'augmentation du courant grille sous l'effet de la croissance de la tension drain. Ce phénomène, particulièrement marqué pour des tensions V_{DS} un peu inférieures à 1 volt se traduit par une diminution du courant drain lorsque la tension drain augmente et donc par l'apparition d'une conductance négative que l'on observe très nettement sur les caractéristiques de la figure 3.10.

Notons, par ailleurs, que les caractéristiques statiques du transistor peuvent être utilisées pour déterminer les éléments d'accès du transistor. C'est ainsi que si l'on relève l'évolution de la tension drain en circuit ouvert lorsque l'on fait passer entre grille et source un courant grille I_{GS} soit $V_{DS}(I_{GS})$ ou inversement l'évolution de la tension source lorsque l'on fait passer entre grille et drain un courant I_{GD} soit $V_{SD}(I_{GD})$, il est possible de déterminer successivement les valeurs de $R_S + R_C/2$ et de $R_D + R_C/2$. Un exemple de ce type de détermination est illustré sur la figure 3.12.

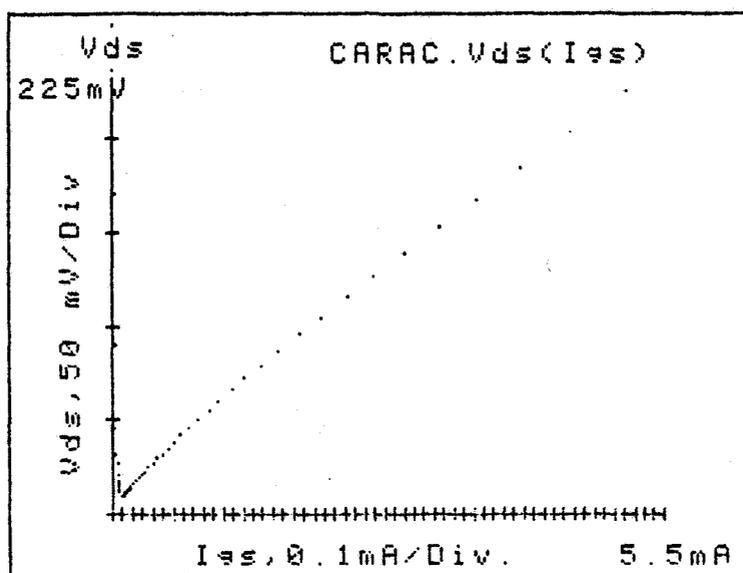
Nous résumons dans le tableau 3.II les valeurs des principaux paramètres caractéristiques des différents MISFETs que nous avons caractérisés en statique. Les remarques suivantes peuvent être faites sur les résultats obtenus :

- les tensions de pincement observées sont anormalement élevées (entre 1.25 et 1.5 Volts) alors que les valeurs théoriques sont de l'ordre du Volt. Cette différence est probablement due à des états de surface existant entre le WN et le GaAlAs. Notons cependant que les tensions de pincement appartenant à une même série sont pratiquement

identiques, ce qui semble confirmer que V_p est bien indépendant de l'épaisseur de la couche de GaAlAs,

- la transconductance atteint des valeurs élevées et croît lorsque l'on diminue la longueur de grille,

- les performances obtenues pour la troisième série, où la distance entre la zone implantée et la grille est importante, sont largement détériorées.



EXPLOITATION DE $V_{ds}(I_{gs})$

$I_{min} = .200 \text{ mA}$
 $I_{max} = 5.126 \text{ mA}$

Corrélation dans la partie lin.
 $\sigma^2 = .99697$ (sur 30 Pts)
 La droite calculée coupe
 l'axe V_{ds} en $1.25E+001 \text{ mV}$

RES. $(R_s + R_i) = 42.5 \quad \Omega$
 $\pm 0.1 \quad \Omega$

Figure 3.12

Evolution de la tension V_{DS} en fonction de I_{GS} pour un MISFET de longueur $1.95 \mu\text{m}$ et de largeur $20 \mu\text{m}$ (MISFET No. 241), cette caractéristique permet de déterminer $R_s + R_c/2$.

SERIE	N° du MISFET	W (μm)	L _G (μm)	R _S +R' _C (Ω/mm)	R _D +R' _C (Ω/mm)	g _m statique maximum (ms/mm)	Tension de pincement V _p (V)
1	111	10	0.9	0.8	0.87	240	1.5
	112	10	0.9	0.89	0.77	280	1.5
	121	10	1.4	0.96	1	190	1.5
	131	20	0.9	0.7	0.71	225	1.5
	132	20	0.9	0.92	0.93	200	1.5
	141	20	1.4	0.94	0.89	170	1.5
	142	20	1.4	0.84	0.92	185	1.5
2	241	20	1.95	0.85	0.82	190	1.25
3	331	20	1.35	3.27	2.95	50	1.5
	341	20	1.85	2.04	1.93	80	1.5

avec $R'_C = R_C/2$

Tableau 3.II

Paramètres caractéristiques déduits de la caractérisation statique de MISFETs de différentes séries et de différentes largeur et longueur.

3.3.2.2 CARACTERISATION AUX FREQUENCES INTERMEDIAIRES (100 MHz - 1 GHz)

La détermination de la capacité entre grille et source et de la charge stockée sous la grille peut se faire en basse fréquence. Cependant, pour obtenir une plus grande précision et pour s'affranchir plus facilement de la conductance liée à la présence d'un courant de grille qui peut être important, il est plus commode de travailler à fréquence plus élevée et nous utilisons classiquement au laboratoire une fréquence de 500 MHz.

Un exemple concernant l'évolution de la capacité C_{GS} est représenté sur la figure 3.13. On remarque que, dans la zone de commande de la grille, cette capacité reste constante et indépendante de la tension

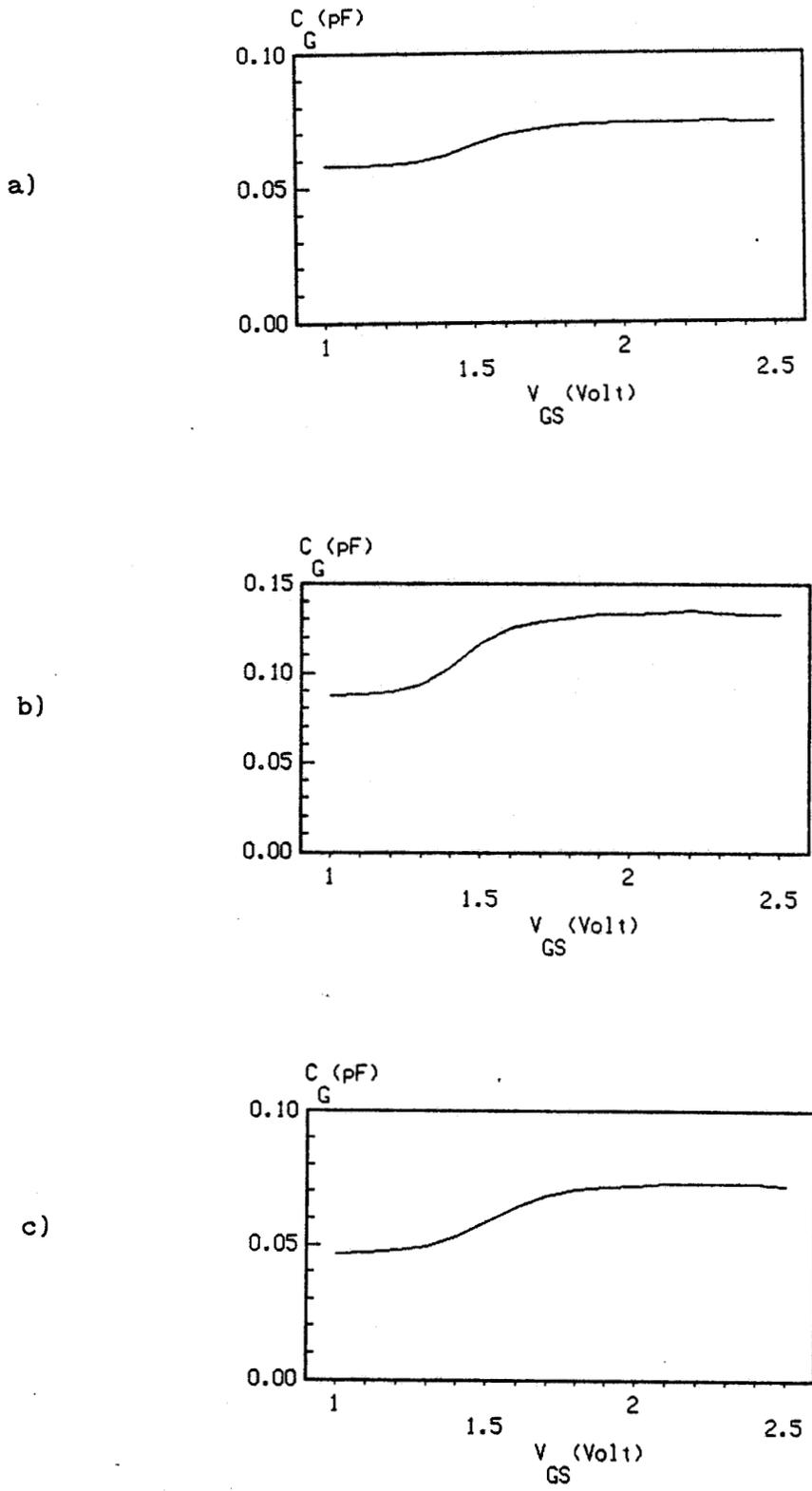


Figure 3.13

Evolution de la capacité C_G en fonction de la tension V_{GS} pour différents MISFETs. La mesure de cette caractéristique est effectuée à l'aide d'un pont réflectométrique (HP 4191) couplé à un micro-calculateur.

a) MISFET No 111

b) MISFET No 141

c) MISFET No 131

grille V_{GS} . Ce résultat, prévu par notre modélisation, est tout à fait spécifique au MISFET dans la mesure où il n'est pas observé ni pour le TEGFET ni pour le MESFET.

La connaissance de $C_G(V_{GS})$ nous permet de calculer la quantité de charges libres stockées sous la grille Q_G et d'en déduire la densité superficielle du gaz bidimensionnel par les relations :

$$N_S(V_{GS}) = \frac{Q_G(V_{GS})}{W.L_G} \quad \text{avec} \quad Q_G(V_{GS}) = \int_{V_{GSO}}^{V_{GS}} [C_G(V_{GS}) - C_{lim}] dV_{GS} \quad (3.7)$$

Dans cette expression, C_{lim} est la capacité due aux effets de bord et aux capacités de plots et V_{GSO} est une tension inférieure à la tension de pincement où on a l'égalité : $C_G(V_{GSO}) = C_{lim}$ (fig. 3.13).

Compte tenu du fait que la capacité C_G est constante pour des tensions grille supérieures à la tension de pincement, nous voyons que la quantité de charges stockées sous la grille, obtenue par intégration numérique de $C_G(V_{GS}) - C_{lim}$ (relation 3.7), et par conséquent que la densité électronique du gaz bidimensionnel ont des évolutions linéaires en fonction de la tension grille. La figure 3.14 représente l'évolution de N_S en fonction de V_{GS} pour les différents MISFETs précédemment étudiés, nous remarquons qu'effectivement, pour des tensions grille source légèrement supérieures à la tension de pincement, les courbes sont pour ainsi dire parfaitement linéaires. Notons que les transistors appartenant à la même série ont des tensions de pincement identiques.

La figure 3.15 montre l'évolution de la densité du courant de grille J_G en fonction de la tension grille source à une tension drain source de 0 Volt. Notons que quelques transistors présentent des densités de courant de grille anormalement élevées au pincement.

Connaissant $N_S(V_{GS})$ et $J_G(V_{GS})$, nous pouvons étudier (figure 3.16) comment varie le courant de grille J_G en fonction de N_S . Sachant que l'intensité du courant de drain est directement proportionnelle à la concentration électronique du gaz bidimensionnel N_S , on peut remarquer que l'obtention de courants drain source importants s'accompagne d'une augmentation du courant de grille qui peut devenir gênante. En effet, si l'on veut une densité électronique de 10^{12} électrons par cm^2 , la densité du courant de grille est alors de 10^3 A / cm^2 , ce qui correspond à un

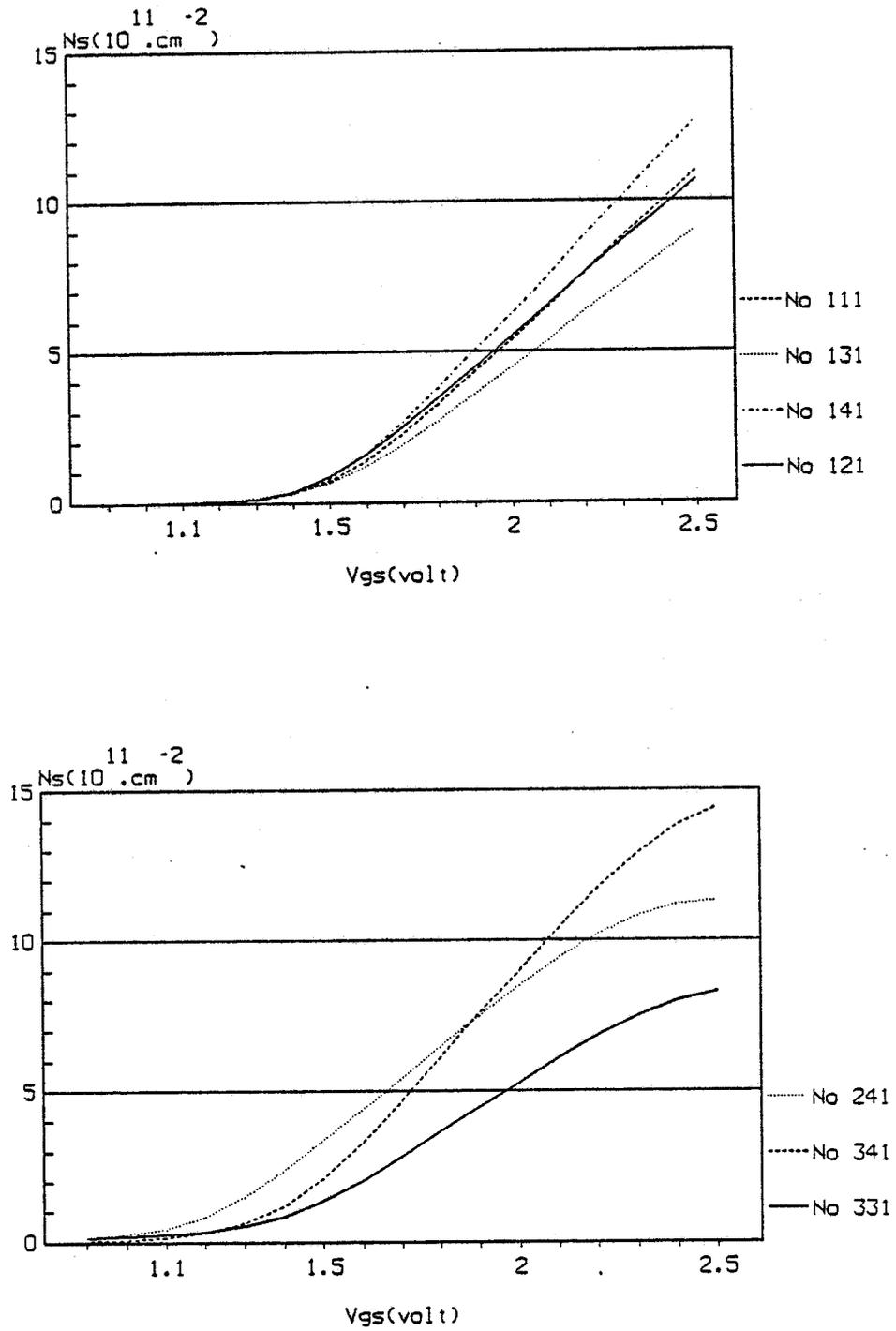


Figure 3.14

Evolution de N_S en fonction de V_{GS} pour les différents MISFETs caractérisés.

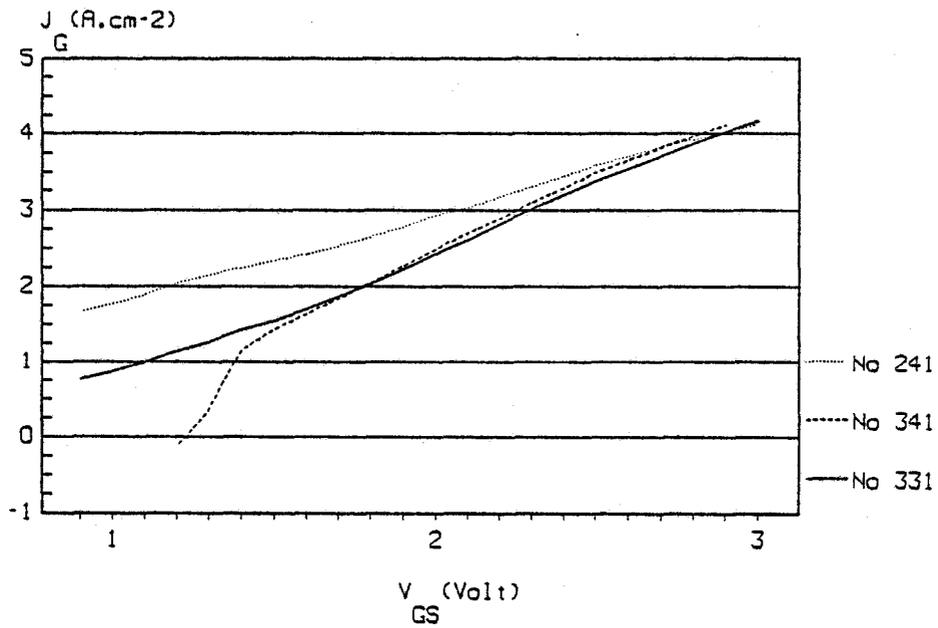
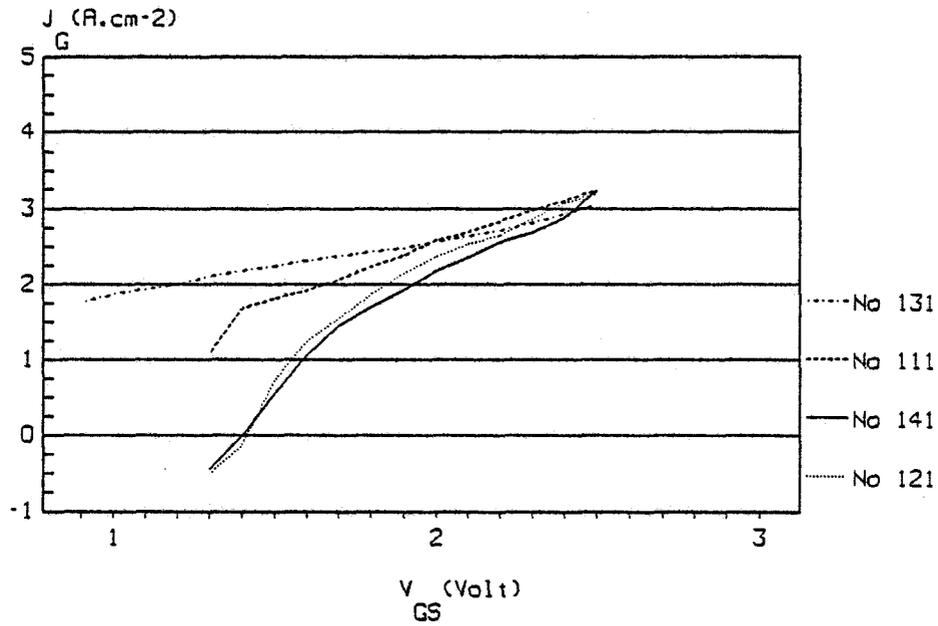


Figure 3.15

Evolution de la densité du courant de grille J_G en fonction de V_{GS} pour les différents MISFETs caractérisés.

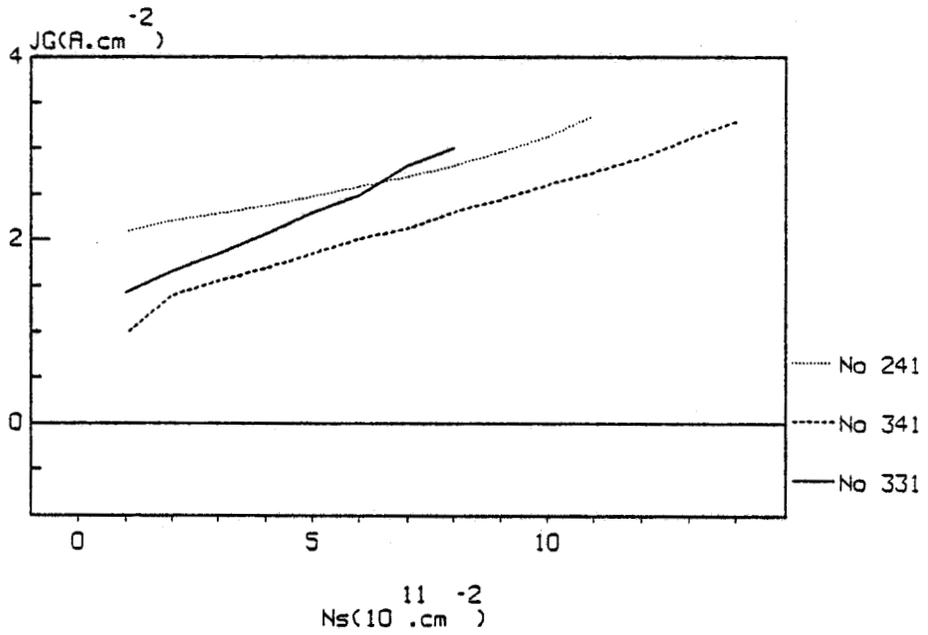
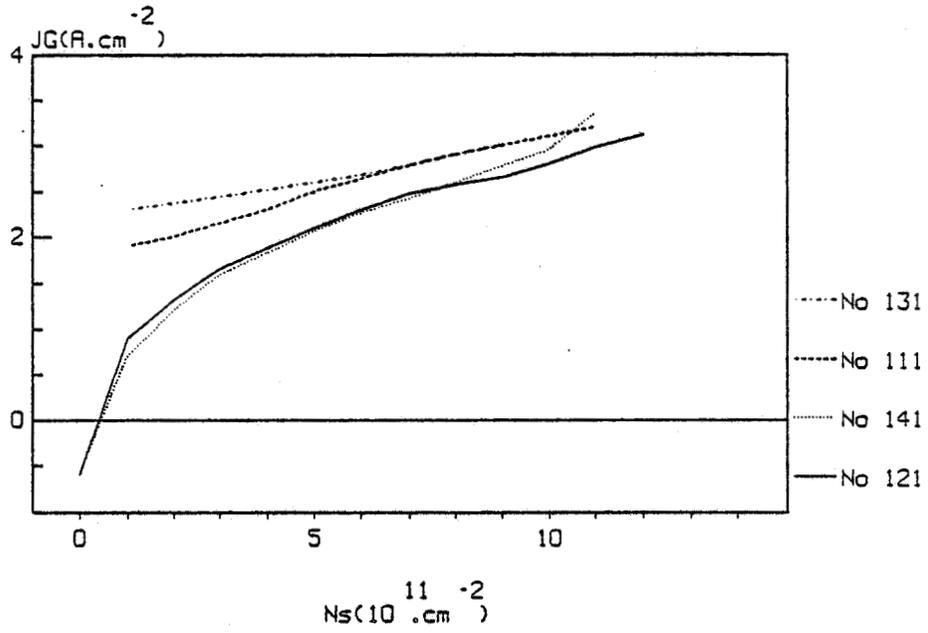


Figure 3.16

Evolution de la densité du courant de grille J_G en fonction de la densité du gaz bidimensionnel N_S pour les différents MISFETs caractérisés.

courant de grille de 10 mA / mm (en considérant une grille de longueur $L_G = 1 \mu\text{m}$). Il faut noter qu'un courant de grille plus important entraînerait probablement des problèmes de fonctionnement. Cette évolution et cette augmentation assez vite prohibitive de J_G en fonction de N_S sont donc une caractéristique importante de l'hétérojonction GaAlAs NID / GaAs NID.

C'est également dans ce domaine des fréquences intermédiaires que l'on peut déterminer, directement sur les transistors étudiés, la mobilité de la couche active, en utilisant le phénomène de magnéto-résistance. Cette mesure est basée sur l'augmentation de la résistance entre drain et source R_{DS} , provoquée par l'application d'un champ magnétique perpendiculaire à la surface du transistor. La mesure de R_{DS} , en présence ou non d'un champ magnétique, permet de calculer la mobilité moyenne ($\bar{\mu}_c$) et la mobilité différentielle (μ_d) des électrons dans le canal à l'aide des relations :

$$\bar{\mu}_c(V_{GS}) = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{R_{DS}(0, V_{GS})}{R_{DS}(B, V_{GS})} - 1} \quad (3.8)$$

$$\mu_d(V_{GS}) = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{\Delta R_{DS}(0, V_{GS})}{\Delta R_{DS}(B, V_{GS})} \left[1 + \left[\bar{\mu}_c(V_{GS}) \cdot B \right]^2 \right] - 1} \quad (3.9)$$

Nous représentons sur la figure 3.17 les différentes mobilités, correspondant à un échantillon de MISFETs que nous avons caractérisés, obtenues par les relations 3.8 et 3.9. La valeur atteinte par la mobilité moyenne des électrons dans le gaz bidimensionnel des MISFETs, que nous avons caractérisés à température ambiante, est donc de l'ordre de $5000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$.

La connaissance de $\bar{\mu}_c(V_{GS})$ et de $Q_G(V_{GS})$ permet également de déterminer la somme de la résistance de source et de drain [6] par l'équation :

$$R_{DS}(V_{GS}) = R_S + R_D + \frac{L^2}{\bar{\mu}_c(V_{GS}) \cdot Q(V_{GS})}$$

Il suffit maintenant de tracer la courbe R_{DS} en fonction de $1/(\bar{\mu}_c \cdot Q)$, la

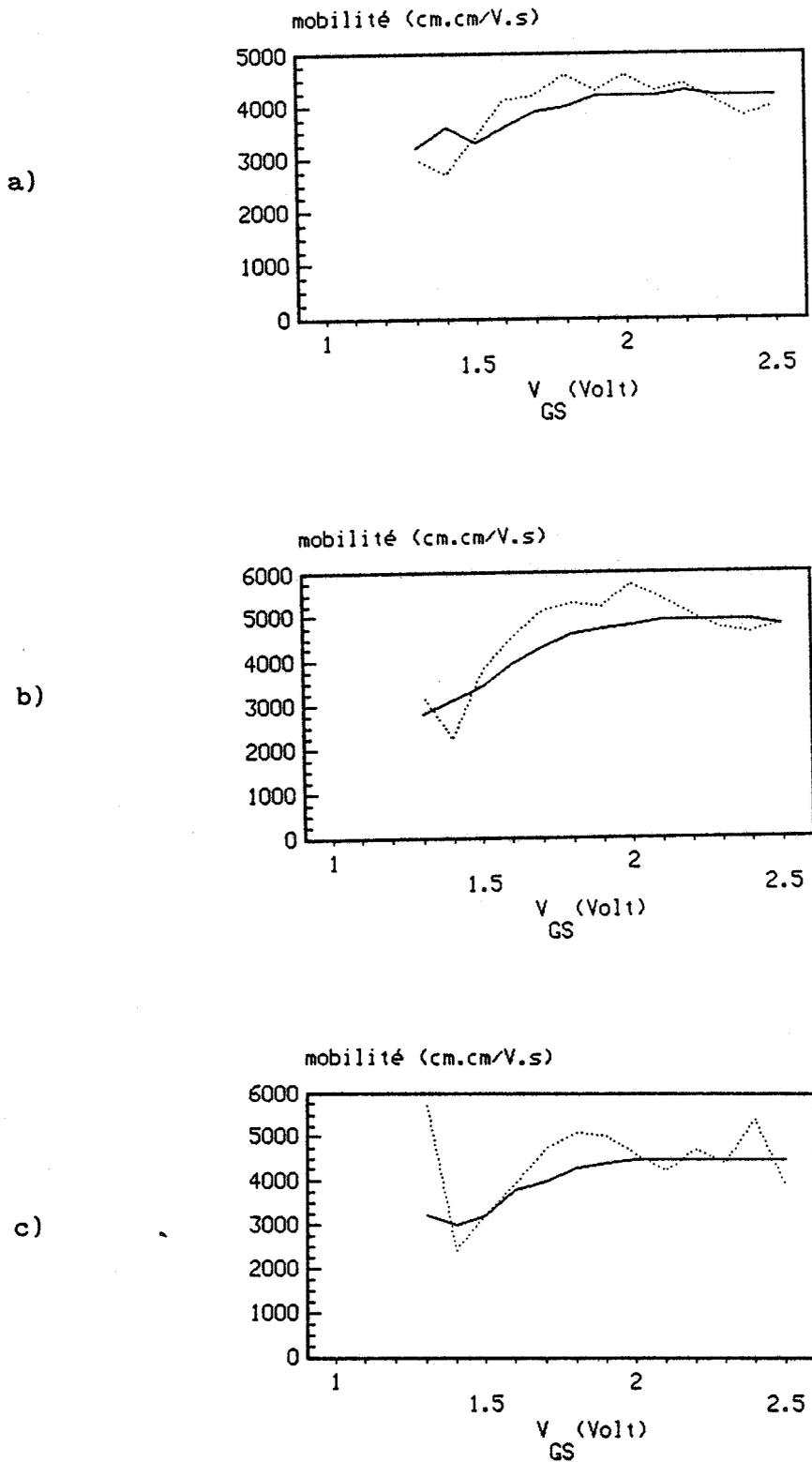


Figure 3.17

———— : mobilité moyenne $\bar{\mu}_c$ fonction de V_{GS}
 : mobilité différentielle μ_d fonction de V_{GS}

a) MISFET No 131 b) MISFET No 141 c) MISFET No 121

la pente représente le carré de la longueur effective de la grille L^* et l'ordonnée à l'origine nous donne la valeur de $R_S + R_D$. La figure 3.18 représente l'évolution de R_{DS} en fonction de $1/(\bar{\mu}_c \cdot Q)$ pour le MISFET numéro 121, cette évolution est parfaitement linéaire, nous en déduisons la valeur de $R_S + R_D = 0.6 \Omega/\text{mm}$, de plus $R_S - R_D = 0.04 \Omega/\text{mm}$ (tableau 3.II), la résistance R_S pour le MISFET 121 est donc de 0.28Ω et la résistance R_D est de 0.32Ω . La pente de cette courbe nous permet d'estimer la valeur de la longueur effective de la grille, nous trouvons : $L^* = 1.4 \mu\text{m}$ ce qui correspond effectivement à la valeur de la longueur de la grille L_G (tableau 3.II).

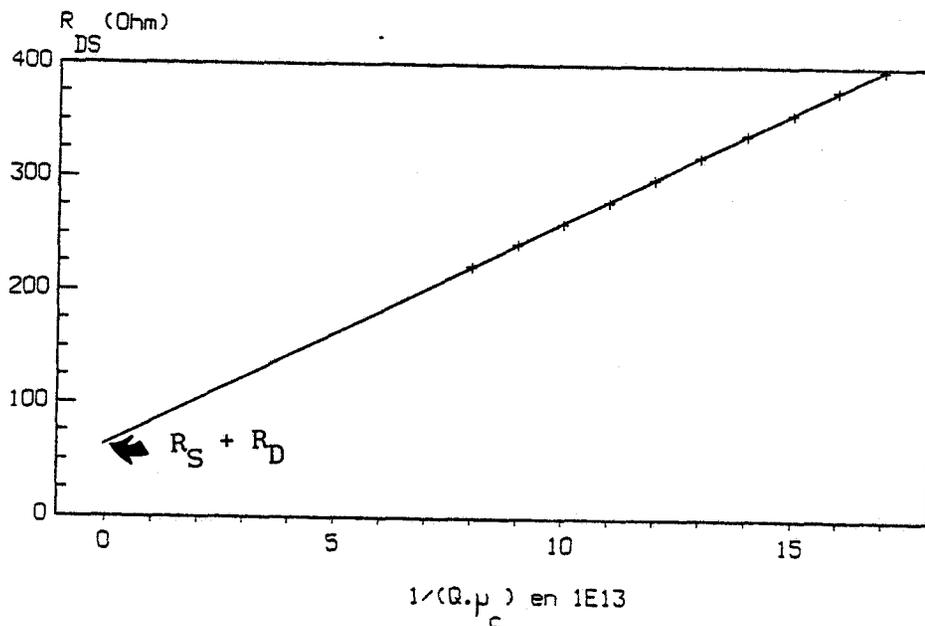


Figure 3.18

Evolution de R_{DS} en fonction de $1/(\bar{\mu}_c \cdot Q)$, pour le MISFET No 121. Nous en déduisons : $R_S + R_D = 0.6 \Omega/\text{mm}$ et $L^* = 1.4 \mu\text{m}$.

3.3.3 LA CARACTERISATION HYPERFREQUENCE

Nous nous intéressons, tout d'abord, à la caractérisation hyperfréquence des différents MISFETs quand ils sont polarisés à une tension entre drain et source V_{DS} de 3V.

La mesure des paramètres S_{ij} entre 0.05 GHz et 5.05 GHz nous permet de déterminer les principales caractéristiques des différents éléments composant le schéma équivalent des transistors (figure 3.19) [7]. Compte tenu de la difficulté pour un MISFET de déterminer précisément ses éléments d'accès (R_S , R_G ,...), il s'agit ici d'un schéma particulièrement simplifié que nous appellerons extrinsèque.

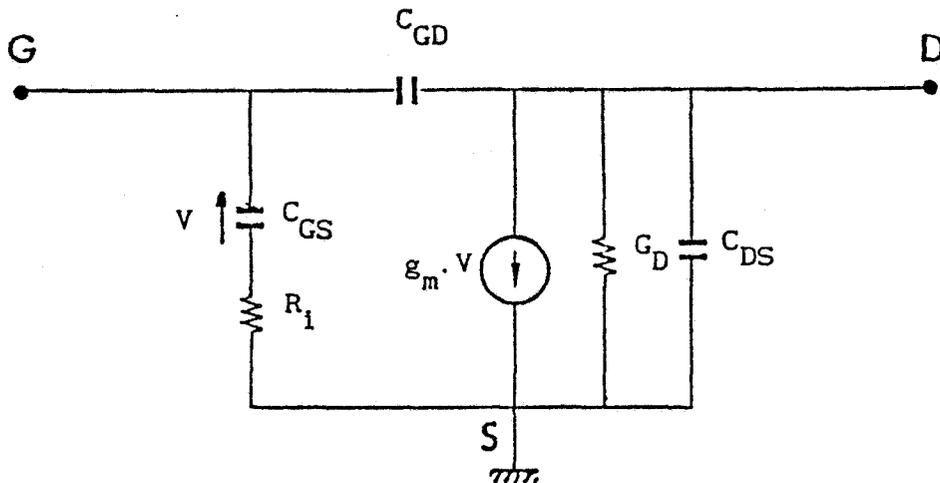


Figure 3.19

Schéma équivalent extrinsèque, petit signal, des transistors et ne tenant pas compte des éléments d'accès.

Nous présentons figure 3.20 les évolutions, en fonction de la tension grille source V_{GS} , des différents éléments du schéma équivalent extrinsèque pour le MISFET No 121.

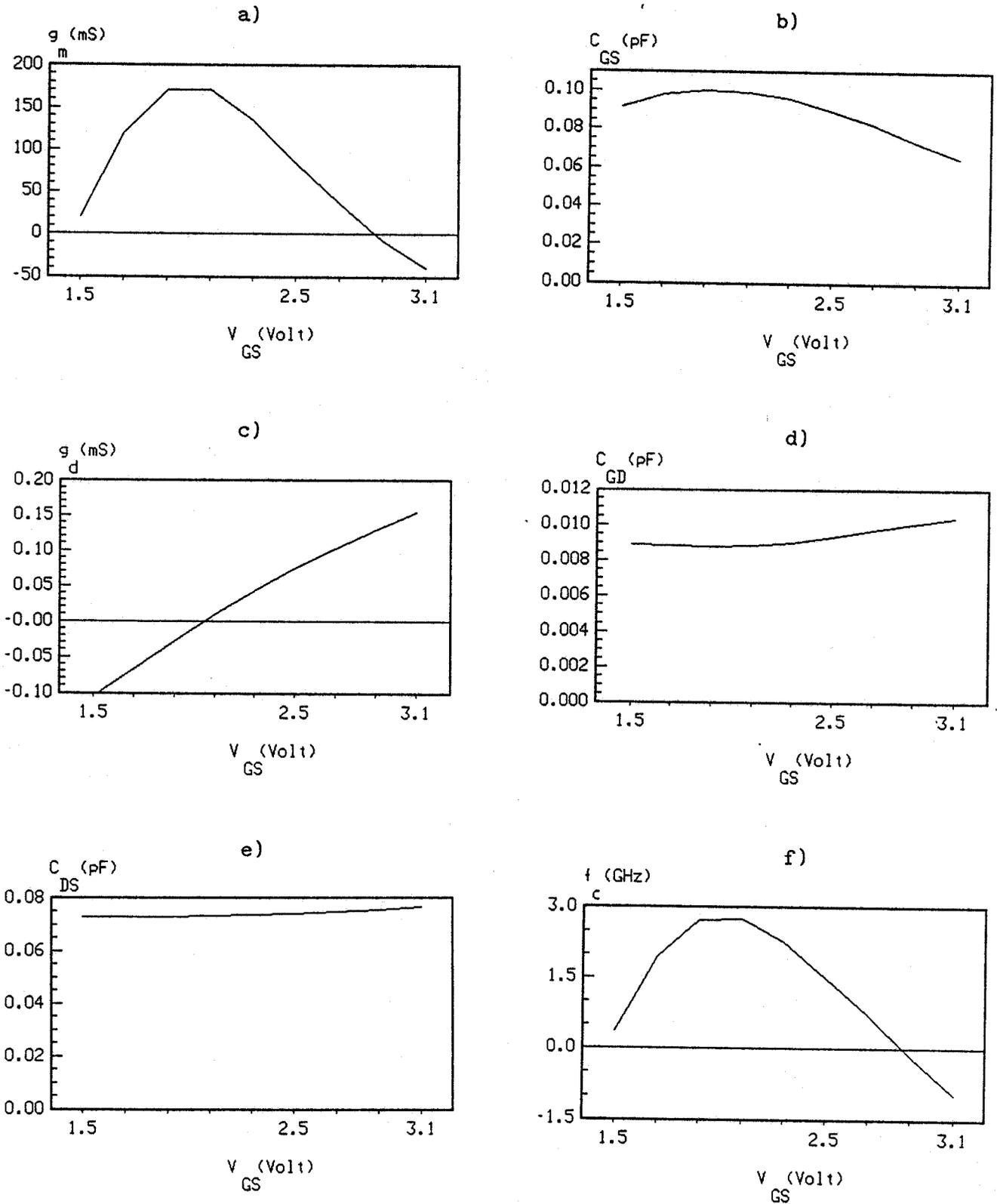


Figure 3.20

Evolution des principaux éléments du schéma équivalent extrinsèque du MISFET No 121.

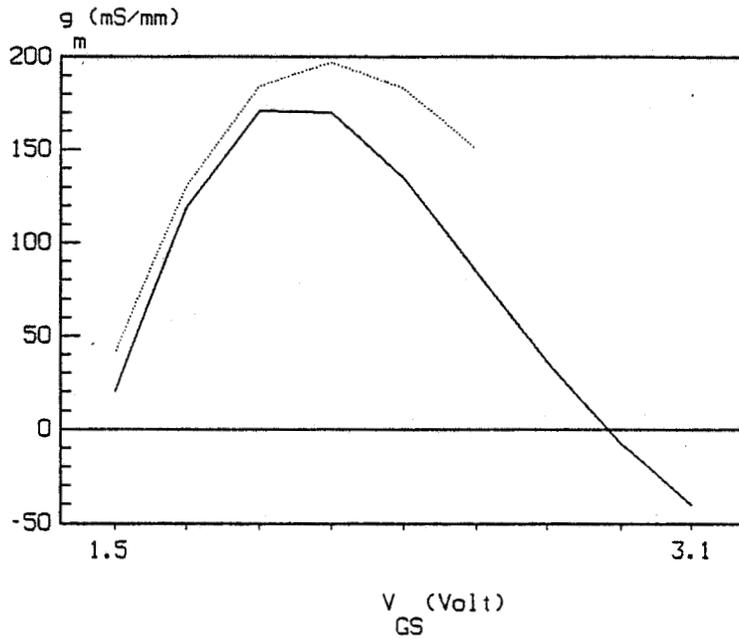


Figure 3.21

Evolution de la transconductance continue (traits pointillés) et hyperfréquence (trait continu) en fonction de V_{GS} pour le MISFET No 121.

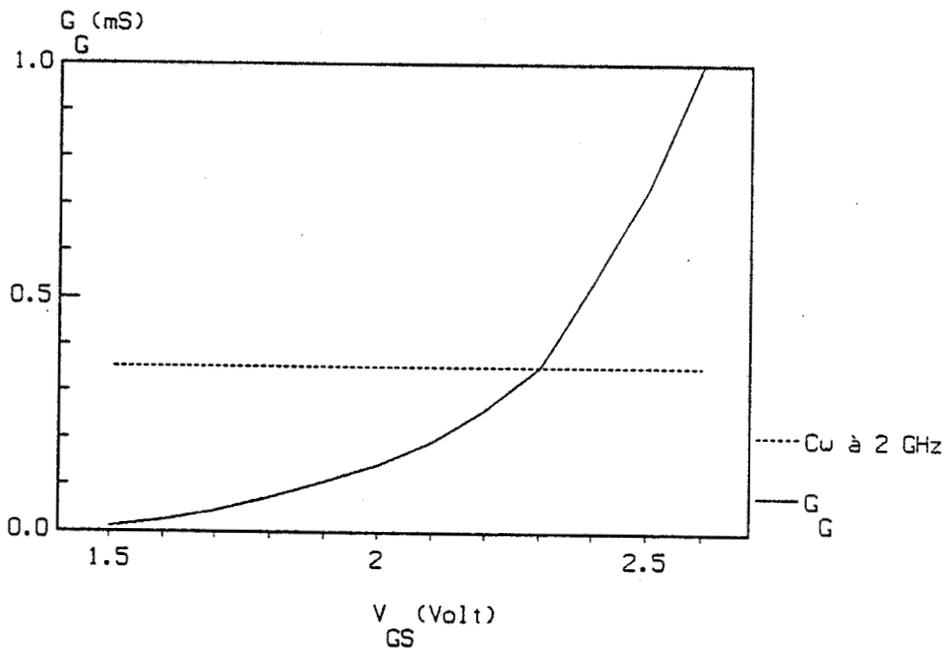


Figure 3.22

Evolution de la conductance de grille G_G en fonction de la tension V_{GS} . En pointillés nous indiquons la valeur de la quantité Cw à la fréquence de 2 GHz, C étant la capacité que présente la couche de GaAlAs non

dopée : $C = \frac{\epsilon_R \cdot W \cdot L_G}{a}$, a étant l'épaisseur de la couche de GaAlAs.

La transconductance hyperfréquence du schéma équivalent extrinsèque, représentée figure 3.20 a), n'est pas constante en fonction de V_{GS} contrairement aux prévisions de la théorie élémentaire. Elle atteint un maximum de 170 mS/mm pour V_{GS} compris entre 1.9 et 2.1 Volts, et décroît ensuite pour devenir négative quand V_{GS} devient supérieure à 2.9 Volts. Comme nous l'avons signalé au paragraphe 3.3.2.1 lors de la description des caractéristiques continues, cette décroissance du g_m s'explique en premier lieu par une augmentation du courant de grille quand V_{GS} augmente. Néanmoins, on peut noter sur la figure 3.21 que, si les valeurs obtenues en continu et en hyperfréquence sont du même ordre de grandeur pour des tensions de grille pas trop importantes, il n'en est plus de même lorsque V_{GS} croît et que J_G devient important. On observe alors une décroissance beaucoup plus rapide du g_m en hyperfréquence. Cette particularité peut s'expliquer par l'augmentation de la conductance de grille G_G , égale à dI_G/dV_{GS} , non prise en compte dans le schéma équivalent de la figure 3.19. Cette conductance peut même devenir supérieure à $C\omega$ (figure 3.22), la grille se trouve donc proprement court circuitée. Il en résulte ainsi une diminution importante de la tension hyperfréquence qui lui est appliquée et donc de la transconductance "apparente" mesurée sans tenir compte de G_G .

La capacité grille source C_{GS} garde une valeur pratiquement constante en fonction de V_{GS} (figure 3.20 b)) ainsi que C_{GD} et C_{DS} (figure 3.20 d) et e)). La fréquence de coupure f_c (figure 3.20 f)) suit la même évolution que g_m : elle est maximale et a pour valeur 2.5 GHz pour V_{GS} compris entre 1.9 Volts et 2.1 Volts, elle décroît ensuite très rapidement.

Les principaux résultats déduits de la caractérisation hyperfréquence des MISFETS polarisés à $V_{DS} = 3$ Volts sont résumés dans le tableau 3.III. En ce qui concerne les valeurs des capacités d'entrée mesurées à 500 MHz pour les différents transistors, il nous a semblé intéressant de décomposer les valeurs obtenues en deux parties. La première, que nous appellerons la capacité de plots (C_{GS} plots), correspond à la valeur limite que prend la capacité mesurée $C_G(V_{GS})$ pour des tensions inférieures à la tension de pincement. La seconde, notée ΔC_{GS} , correspond à l'augmentation de la capacité qui croît rapidement au-delà de la tension de pincement vers une valeur limite constante. Il

s'agit en quelque sorte de la capacité active du composant. Notons que, contrairement aux résultats obtenus avec des transistors de plus grande largeur, la capacité de plots a ici une valeur supérieure à celle de la capacité active (ΔC_{GS}). Or, il faut souligner que la prédominance de cette capacité de plots, liée aux faibles largeurs des grilles utilisées, va se traduire par une diminution de la fréquence de coupure extrinsèque mesurée. En effet, la fréquence de coupure déduite des mesures des paramètres S_{ij} est inversement proportionnelle à C_{GS} plots + ΔC_{GS} , C_{GS} plots prenant des valeurs importantes pour ces transistors (par rapport à ΔC_{GS}), la fréquence de coupure maximum f_{cMe} reste toujours anormalement faible (tableau 3.III). Il convient donc de caractériser ces MISFETS à faible largeur de grille, non pas par la fréquence de coupure extrinsèque f_{cMe} , mais par celle calculée en ne tenant pas compte de cette capacité de plots, soit f_{cMi} . On utilise dans ce but l'équation suivante :

$$f_{cMi} = f_{cMe} \cdot \left[1 + \frac{C_{GS}}{\Delta C_{GS}} \right] \quad (3.10)$$

les valeurs correspondantes obtenues pour f_{cMi} sont données dans le tableau 3.III.

La connaissance de la fréquence de coupure f_{cMi} , ne tenant pas compte de la capacité de plots, va maintenant nous permettre par un calcul simple de déterminer le temps de transit τ des porteurs sous la grille et d'en déduire leur vitesse moyenne v_m à partir des relations suivantes :

$$\tau = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f_{cMi}} \quad , \quad v_m = \frac{L_G}{\tau}$$

On peut maintenant commenter l'ensemble des résultats qui sont reportés dans le tableau 3.III et qui ont été calculés (dans le cas de g_m , ΔC_{GS} et C_{GS} plots) pour une largeur de grille de 1 μm :

- notons, tout d'abord, qu'il y a un assez bon accord dans l'ensemble entre les résultats obtenus par les transistors de $W = 10 \mu m$ et de $W = 20 \mu m$. C'est le cas en ce qui concerne les valeurs des transconductances, des capacités actives (ΔC_{GS}) et des vitesses moyennes,

- remarquons également que la diminution de la longueur de grille de 1.4 à 0.9 μm augmente très sensiblement la fréquence de coupure et dans des proportions moins importantes la transconductance. Par ailleurs, la capacité active semble en première approximation, comme il se doit, proportionnelle à la longueur de la grille,

- notons enfin que les vitesses moyennes obtenues correspondent assez bien aux valeurs que l'on pourraient attendre de transistors à grille microniques.

No	W (μm)	L _G (μm)	C _{GS} plots (pF/mm)	ΔC_{GS} MAX (pF/mm)	g _m MAX (ms/mm)	f _{cMe} (GHz) avec C _{GS} plot	f _{cMi} (GHz) sans C _{GS} plot	H ₂₁ (dB) MAX à 2GHz	τ (ps) $= \frac{1}{2\pi \cdot f_c}$	v _m 10cm/s
1 1 1	10	0.9	5.8	1.7	194	4.1 * 3.7	18.6	2.88	8.55	1.05
1 2 1	10	1.4	7.1	2.9	171	2.7 * 2.3	9.4	1.2	16.9	0.83
1 3 1	20	0.9	2.35	1.3	182	7.9 * 8.5	22.3	8.3	7.1	1.26
1 4 1	20	1.4	4	2.5	160	3.9 * 4.1	10.2	5	15.6	0.9

* Ces fréquences sont obtenues pour H² = 1.

Tableau 3. III

Principaux paramètres caractéristiques déduits des mesures hyperfréquences des MISFETs du LEP.

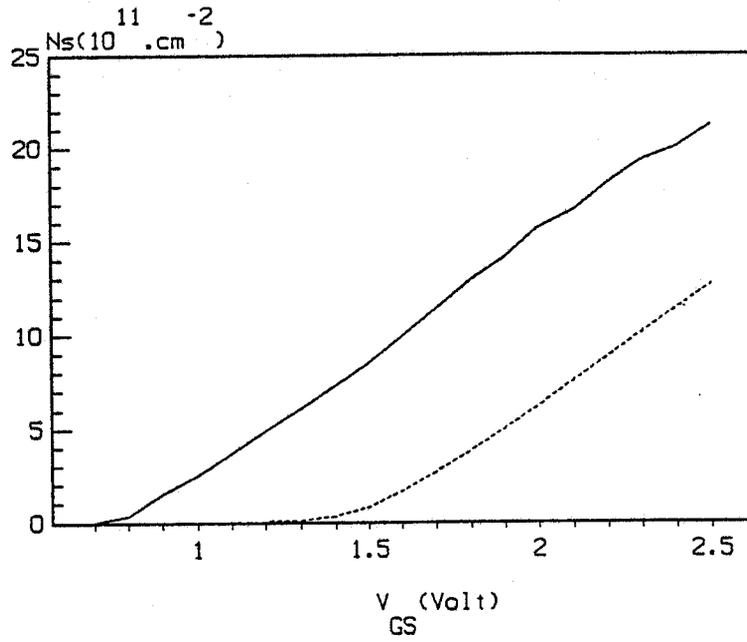


Figure 3.23

Evolution théorique (traits pleins) et expérimentale (traits pointillés) de la densité du gaz 2D N_S en fonction de la tension grille source V_{GS} .

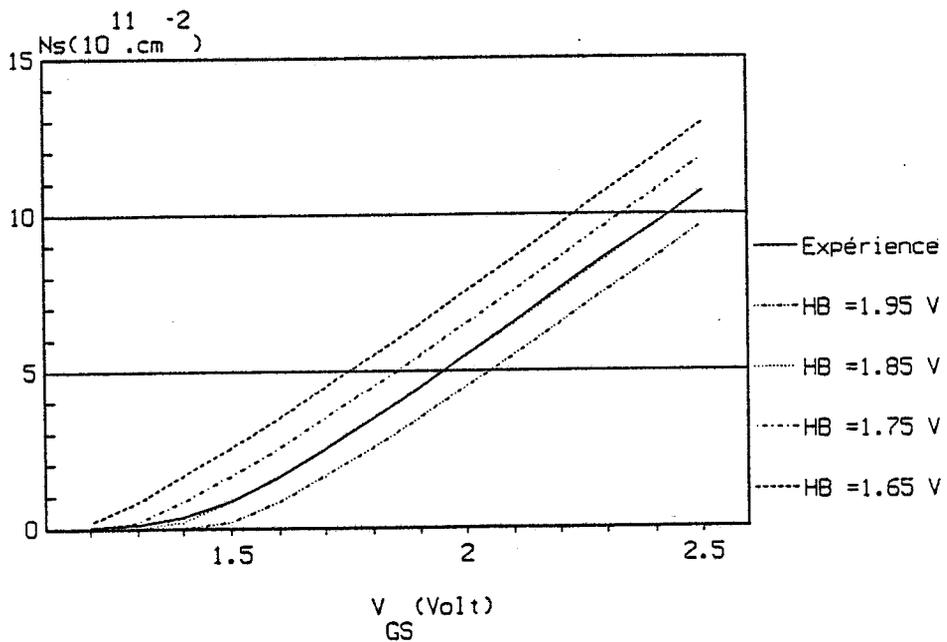


Figure 3.24

Evolution théorique, pour différentes valeurs de ϕ_B , et expérimentale de N_S en fonction de V_{GS} .

3.3.4 PREMIERE COMPARAISON ENTRE LA THEORIE ET L'EXPERIENCE

Il paraît intéressant d'essayer maintenant de confronter de façon plus quantitative les résultats obtenus lors de la caractérisation des composants MISFETs réalisés au LEP à ceux obtenus à partir de nos méthodes de modélisations. Nous avons choisi, pour effectuer cette comparaison, un transistor de la première série, caractérisé d'une part par un courant grille à faible tension de grille aussi petit que possible et ayant, d'autre part, des caractéristiques électriques aussi proches que possible des caractéristiques moyennes de l'ensemble des transistors des deux premières séries.

Une des caractéristiques les plus importantes d'un transistor à effet de champ concerne l'évolution de la charge mobile stockée sous la grille en fonction de la tension grille source, soit, pour un MISFET où les seules charges mobiles sont celles correspondant au gaz 2D, la dépendance de N_S en fonction de V_{GS} . Nous avons représenté sur la figure 3.23 l'évolution de cette fonction obtenue d'une part expérimentalement et d'autre part théoriquement à tension $V_{DS} = 0$ V. Si la dépendance observée de N_S en fonction de V_{GS} est linéaire dans les deux cas et les pentes dN_S/dV_{GS} quasi identiques, on constate un écart très important entre la tension de pincement théorique ($V_p = 0.75$ Volt) et la tension expérimentale ($V_p = 1.5$ Volt). Nous avons déjà interprété cet écart à partir d'états superficiels à l'interface WN/GaAlAs susceptibles de modifier V_p ; mais une telle différence pourrait peut-être aussi s'expliquer à partir de propriétés particulières du GaAlAs utilisé (par exemple un taux de compensation anormalement élevé). Afin d'étudier ces deux possibilités, il nous a semblé intéressant de reprendre le calcul théorique de N_S :

- d'une part en modifiant la tension de pincement par un changement approprié de la hauteur "apparente" de la barrière Métal-Semiconducteur constituée par la grille,

- d'autre part en introduisant un taux de compensation progressivement croissant dans le matériau GaAlAs.

Les résultats obtenus dans ces deux directions sont représentés sur les figures 3.24 et 3.25 pour différentes hauteurs de barrière ϕ_B et

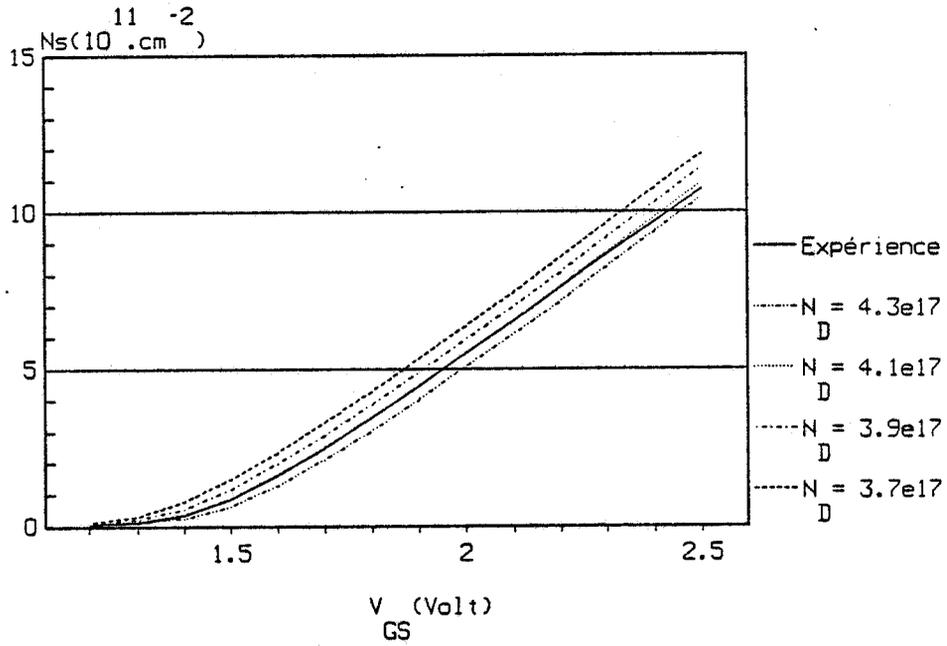


Figure 3.25

Evolution théorique, pour différentes valeurs du taux de compensation ($N_D = N_A$), et expérimentale de N_S en fonction de V_{GS} .

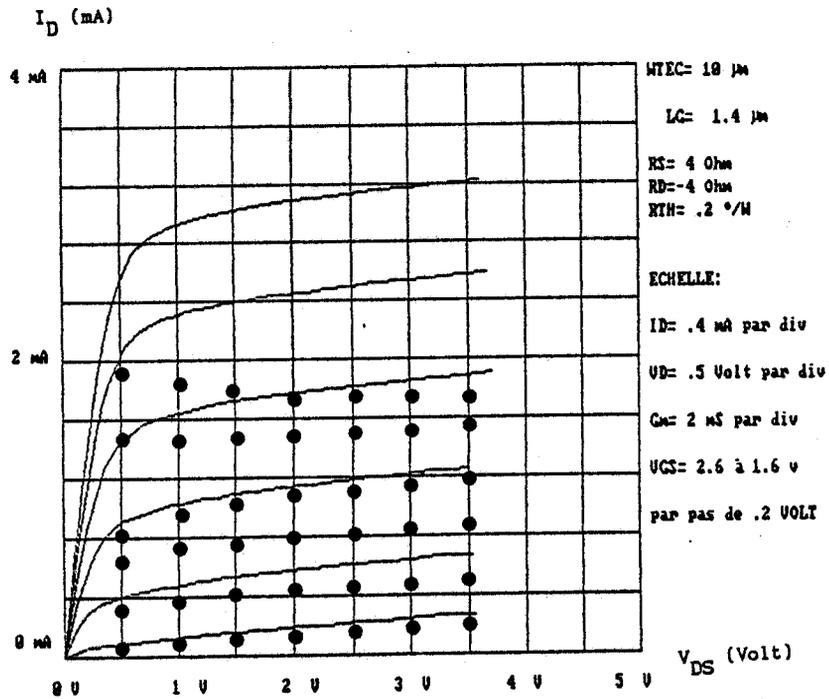


Figure 3.26

Evolution du courant de drain I_D théorique (traits pleins) et expérimental (points) en fonction de V_{DS} pour différentes valeurs de V_{GS} .

pour différents taux de compensation. On note que, dans les deux cas, en choisissant convenablement soit la hauteur de barrière, soit le taux de compensation, on peut obtenir des résultats en très bon accord avec l'expérience. Néanmoins, pour obtenir un tel résultat, il faut utiliser des taux de compensation qui apparaissent anormalement élevés et donc peu réalistes. Il semble donc plus probable que la différence entre la valeur théorique et la valeur expérimentale de V_p résulte d'une modification de la hauteur de la barrière Schottky sous l'effet d'états superficiels, c'est donc cette hypothèse que nous retiendrons dans la suite de nos calculs en choisissant ϕ_B pour obtenir le meilleur accord entre la théorie et l'expérience pour la fonction $N_S(V_{GS})$.

Utilisant cette "nouvelle" valeur de ϕ_B , nous pouvons maintenant comparer les caractéristiques classiques du transistor concernant l'évolution du courant drain en fonction de V_{DS} pour différentes valeurs de la tension de grille V_{GS} . Les résultats de cette confrontation sont représentés sur la figure 3.26 et l'on peut noter que le courant drain théorique est bien supérieur au courant drain mesuré ; de plus, on ne retrouve pas, sur les caractéristiques théoriques, le phénomène de résistance négative qui apparaît entre source et drain pour des tensions V_{DS} suffisantes et que nous avons décrites au paragraphe 3.3.2.1. Par ailleurs, on peut aussi comparer l'évolution correspondante des courants grille en fonction de V_{GS} (figure 3.27). Ici encore, si l'on constate une certaine analogie entre les résultats théoriques et expérimentaux, le courant grille théorique apparaît sensiblement plus élevé que les valeurs relevées expérimentalement.

Ce sera donc l'objectif des travaux exposés dans la fin de ce chapitre 3 puis dans le chapitre 4 d'essayer d'expliquer ces deux divergences puis d'améliorer notre modèle afin de le rendre plus proche des réalités expérimentales.

C'est ainsi que nous nous proposons tout d'abord d'améliorer notre méthode de calcul du courant grille en tenant compte d'une part de la variation du niveau de Fermi sur la distance a_0 séparant le plan de l'hétérojonction de celui correspondant au maximum du gaz 2D et d'autre part en introduisant une expression analytique plus précise et plus manipulable pour le déterminer : ce travail sera décrit dans ce chapitre.

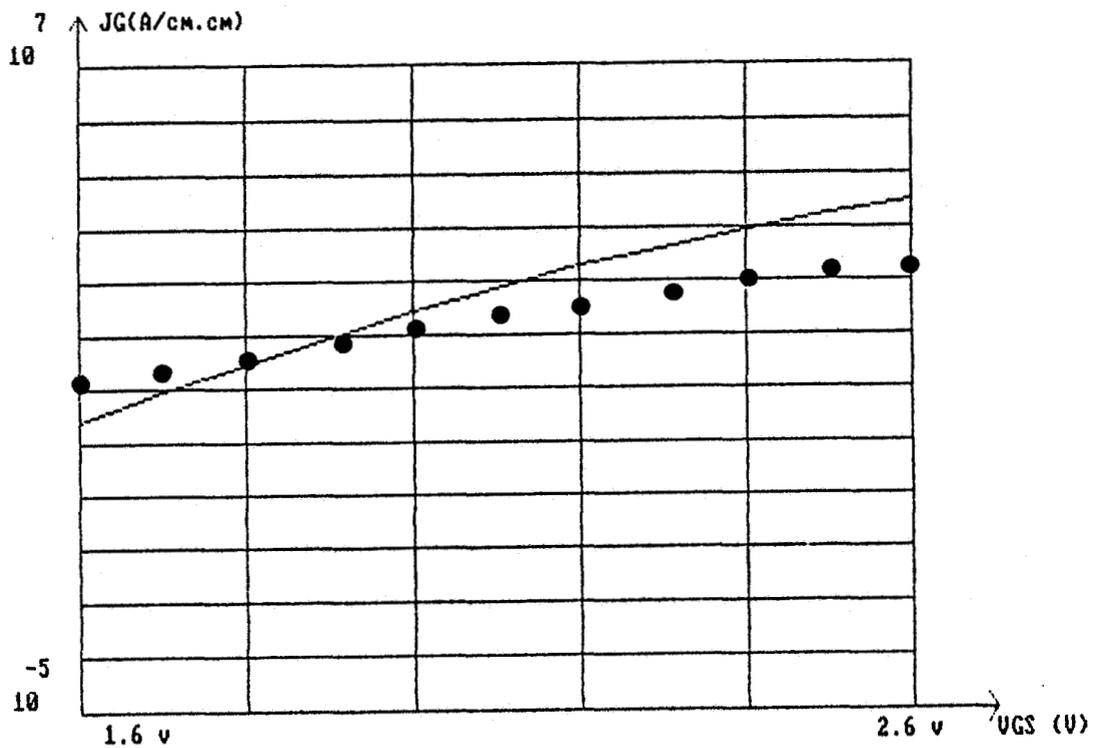


Figure 3.27

Evolution de la densité du courant de grille théorique (traits pleins) et expérimental (points) en fonction de la tension V_{GS} à $V_{DS} = 0$ Volt.

Puis, nous essaierons dans le chapitre 4 d'étudier qualitativement et quantitativement le phénomène de résistance négative en déterminant l'évolution du courant grille en fonction de la tension drain et en prenant en compte ces variations dans le calcul des caractéristiques des composants.

3.4 THEORIE ANALYTIQUE DU COURANT DE GRILLE

3.4.1 INTRODUCTION

Nous nous proposons donc d'établir une relation analytique simple permettant de calculer le courant de grille en fonction soit de la concentration du gaz bidimensionnel N_S soit de la tension grille source V_{GS} , pour un MISFET ou un SISFET.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la connaissance de la dépendance existant entre le courant grille et la concentration du gaz bidimensionnel est fondamentale. En effet, quand on polarise la grille d'un MISFET ou d'un SISFET à des tensions V_{GS} importantes afin d'obtenir des densités électroniques élevées et donc des courants de drain importants, le courant de grille peut atteindre des valeurs prohibitives. Ces valeurs excessives du courant de grille peuvent conduire au claquage du composant. Elles nuisent également au bon fonctionnement à cause de l'augmentation de la conductance d'entrée entre la grille et la source et donc de la diminution de l'excursion de la tension de grille microonde ou logique qui en résulte. De ce fait, il est nécessaire de trouver des structures permettant d'obtenir des valeurs importantes de densités électroniques, et donc de courant de drain, tout en gardant des valeurs raisonnables du courant de grille.

De récents modèles ([1], [2], [8], [9]) ont montré que les mécanismes responsables du courant de grille sont complexes et dépendent de la polarisation de grille et bien sûr de la température à laquelle on effectue les mesures. Ces modèles nécessitent cependant la connaissance de paramètres ajustables (jusqu'à 10 pour le modèle décrit en [9]) déduits des caractéristiques mesurées du courant de grille. Le modèle analytique que nous allons décrire est basé sur les résultats obtenus à partir du modèle AGC décrit au chapitre 2, il ne tient compte que des phénomènes physiques se produisant dans le composant et n'utilise de ce fait aucun paramètre ajustable.

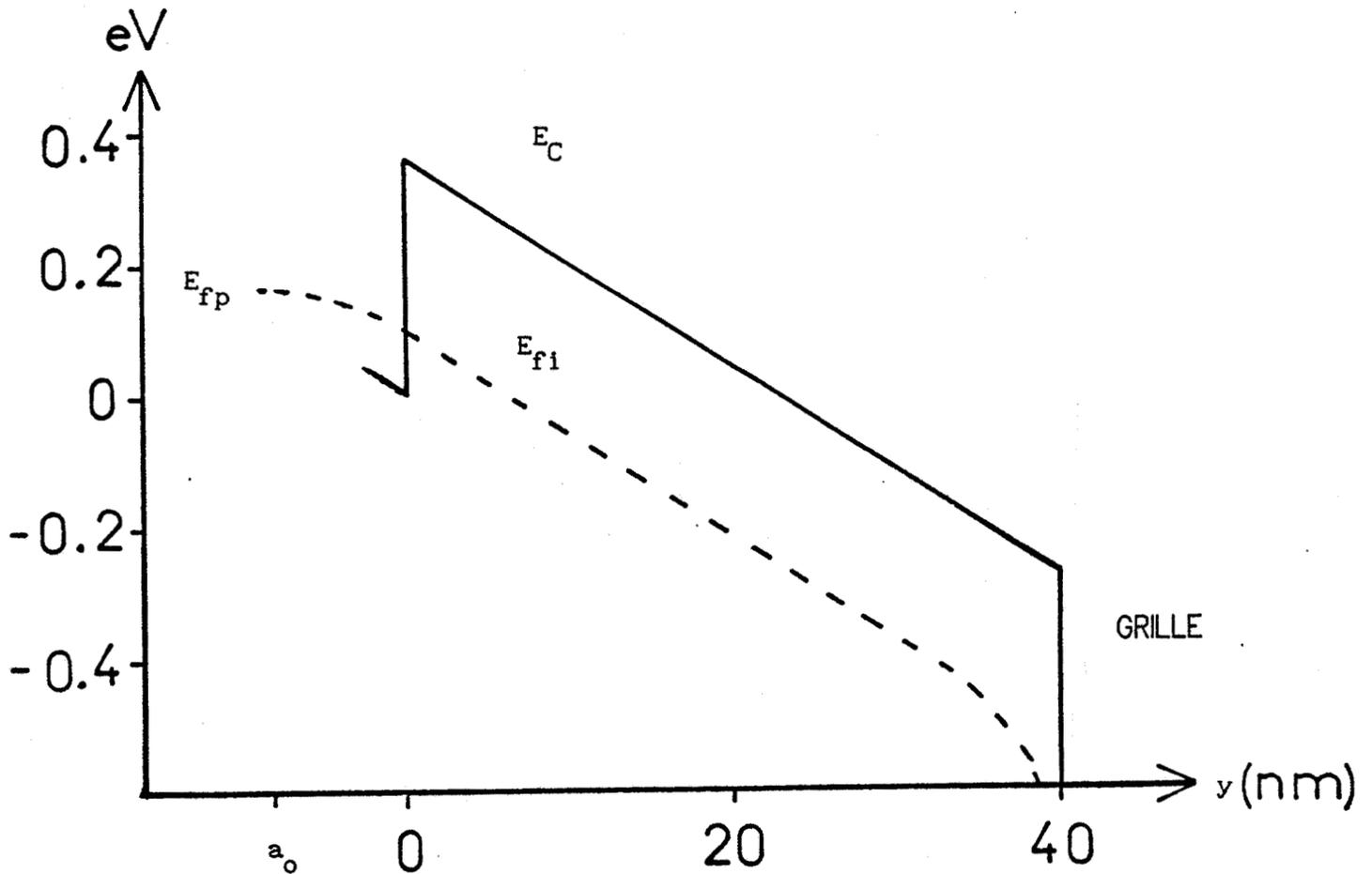


Figure 3.28

Cette figure représente le niveau d'énergie de la bande de conduction E_C et le pseudo niveau de Fermi E_{fi} perpendiculairement à la grille d'un MISFET (le pourcentage d'aluminium de la couche de GaAlAs est de 0.45 et son épaisseur est de 400 Å). Dans cet exemple, la densité électronique du gaz 2D est de 10^{12} cm^{-2} et la densité du courant de grille est de 10^3 A.cm^{-2} .

3.4.2 THEORIE ANALYTIQUE DU COURANT DE GRILLE

Le MISFET et le SISFET sont constitués d'une couche non dopée à grand gap déposée sur une couche également non dopée mais à gap plus petit (chap. 1.5 et 1.6). En considérant que les couches ne sont absolument pas dopées, la structure de bande conserve une forme très simple puisque le champ électrique $E(y)$ perpendiculaire à la grille garde une valeur constante. La figure 3.28 représente la structure de bande d'un MISFET obtenue numériquement par notre logiciel AGC (chap. 2) et pour une polarisation de grille fortement en directe. Notons que, comme l'avait déjà montré PONSE [10], le pseudo niveau de Fermi E_{fi} ne reste pas constant et un des aspects les plus intéressants de son évolution est que, quelle que soit la valeur de la tension de grille et donc de la densité électronique du gaz 2D, la dérivée du quasi niveau de Fermi en fonction de l'abscisse y reste égale à la dérivée en fonction de y du niveau d'énergie $E_C(y)$ de la bande de conduction (sauf au voisinage immédiat de la barrière métal-semiconducteur où les évolutions de E_C et de E_{fi} doivent être différentes afin de satisfaire aux conditions aux limites).

Pour expliquer ce phénomène, nous rappelons la relation existant entre la densité de courant de grille et le pseudo niveau de Fermi E_{fi} (équation 2.12) :

$$J_G(N_S) = q \cdot n(y) \cdot \mu \cdot \frac{dE_{fi}(y)}{dy}$$

$n(y)$ est la concentration électronique dans le GaAlAs à l'abscisse y et est calculée à l'aide de la statistique de BOLTZMANN :

$$n(y) = N_c \cdot \exp \left[- \frac{E_C(y) - E_{fi}(y)}{kT} \right]$$

la densité du courant de grille pour un N_S donné a donc pour expression :

$$J_G(N_S) = q \cdot N_c \cdot \mu \cdot \exp \left[- \frac{E_C(y) - E_{fi}(y)}{kT} \right] \cdot \frac{dE_{fi}(y)}{dy} \quad (3.11)$$

N_c et μ sont respectivement la densité d'états des vallées Γ , L et X et

la mobilité électronique de la couche de GaAlAs, $E_C(y)$ est l'énergie de la bande de conduction à l'abscisse y perpendiculaire au plan de la grille, $E_{fi}(y)$ le pseudo niveau de Fermi, k est la constante de Boltzmann et enfin T est la température du composant.

Le champ électrique $E(y)$, qui est la dérivée de $E_C(y)$ par rapport à y , est indépendant de l'abscisse y puisque le GaAlAs n'est pas dopé. Nous avons donc la relation :

$$E(y) = - \frac{dE_C(y)}{dy} = \text{Constante} \quad \forall 0 \leq y \leq a$$

a étant l'épaisseur de la couche de GaAlAs NID.

De plus, la densité du courant de grille, pour un N_S donné, est bien sûr indépendante de y et garde une valeur constante. Or la manière la plus simple d'obtenir, à l'aide de la relation 3.11, que J_G soit indépendant de y est d'avoir :

$$\frac{dE_{fi}(y)}{dy} = \text{Constante}$$

$$\text{et} \quad \forall 0 \leq y \leq a \quad (3.12)$$

$$E_C(y) - E_{fi}(y) = \text{Constante}$$

Pour remplir les conditions 3.12, il faut bien évidemment que la dérivée du pseudo niveau de Fermi E_{fi} par rapport à l'abscisse y soit égale à la dérivée du niveau d'énergie de la bande de conduction par rapport à y :

$$\frac{dE_{fi}(y)}{dy} = \frac{dE_C(y)}{dy} = - E(y) = \text{Constante} \quad (3.13)$$

La détermination du courant de grille peut facilement s'effectuer en utilisant les relations 3.11 et 3.13. Il suffit dans ce but de pouvoir calculer d'une part le champ électrique $E(y)$ et d'autre part la différence $(E_C(y) - E_{fi}(y))$ en fonction de N_S . On établit facilement l'expression du champ électrique $E(y)$ par la relation 3.14 qui est valable pour une couche tampon non dopée.

$$E(y) = \frac{q \cdot N_S}{\epsilon_R} \quad \forall 0 \leq y \leq a \quad (3.14)$$

La différence $E_C(y) - E_{fi}(y)$ étant indépendante de y , nous choisissons pour des raisons évidentes de simplicité de la déterminer à l'interface entre le GaAlAs et le GaAs, c'est-à-dire pour $y = 0$. Le bas de la bande de conduction est prise pour origine, $E_C(0)$ a donc pour valeur ΔE_C et $E_{fi}(0)$ est lié d'une part au niveau de Fermi dans le puits de potentiel et à la distance a_0 existant entre le gaz bidimensionnel et le plan de l'hétérojonction (figure 3.28). Nous admettons ici que l'évolution de E_{fi} sur la très courte distance a_0 séparant le plan de l'hétérojonction du plan correspondant au maximum du gaz 2D se fait de façon quadratique en satisfaisant aux conditions aux limites suivantes (figure 3.28) :

$$\left[\frac{dE_{fi}}{dy} \right]_{y=0} = E(0) = \frac{q \cdot N_S}{\epsilon_R}$$

$$\left[\frac{dE_{fi}}{dy} \right]_{y=a_0} = 0$$

Un calcul simple permet alors d'obtenir la relation suivante :

$$E_C(0) - E_{fi}(0) = \Delta E_C - E_{fp}(N_S) + \frac{q \cdot N_S \cdot a_0(N_S)}{2 \cdot \epsilon_R} \quad (3.15)$$

L'exploitation de la relation 3.15 nécessite la connaissance des fonctions $E_{fp}(N_S)$ et $a_0(N_S)$. La dépendance du niveau de Fermi en fonction de N_S peut être obtenue par la relation analytique suivante qui est déduite de résultats obtenus par une solution self consistante des équations de SCHRODINGER et de POISSON (chap. 2) pour un MISFET à la température ambiante :

$$E_{fp}(N_S) = 0.0228 \ln \left[0.058 N_S + 0.033 N_S^3 + 0.00037 N_S^5 \right] \quad (3.16)$$

avec N_S en 10^{11} cm^{-2} et E_{fp} s'exprimant en eV.

Nous représentons figure 3.29 l'évolution du niveau de Fermi dans le puits de potentiel en fonction de la densité électronique du gaz 2D N_S en utilisant soit l'expression analytique de la relation 3.16, soit en calculant E_{fp} à l'aide de la théorie du chapitre 2 (équations 2.5 et

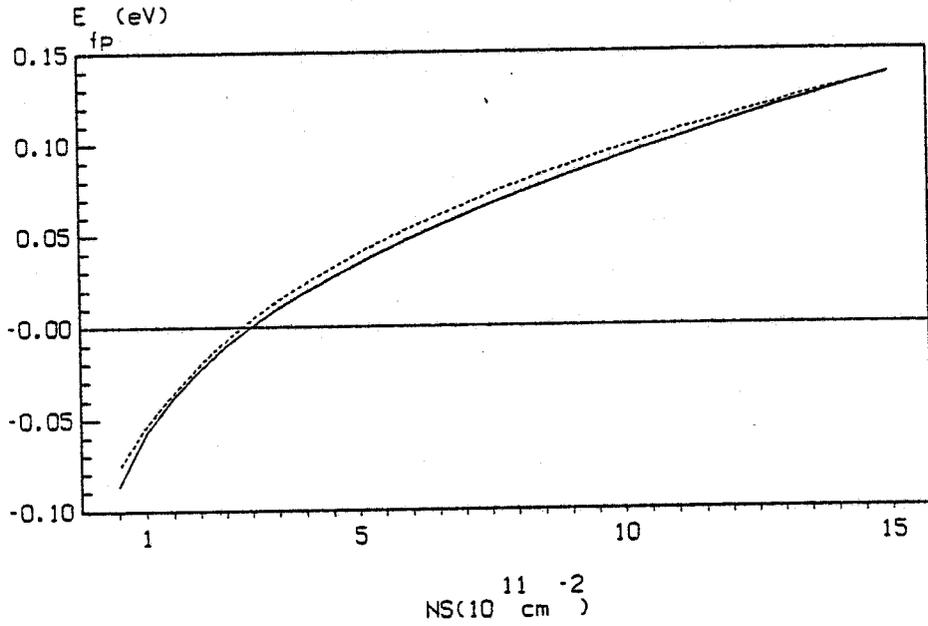


Figure 3.29

Evolution du niveau de Fermi dans le puits de potentiel E_{fp} en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel. La courbe en trait plein est calculée à l'aide des relations 2.5 et 2.6, la courbe en pointillés est déduite de la formule analytique donnée par la relation 3.16.

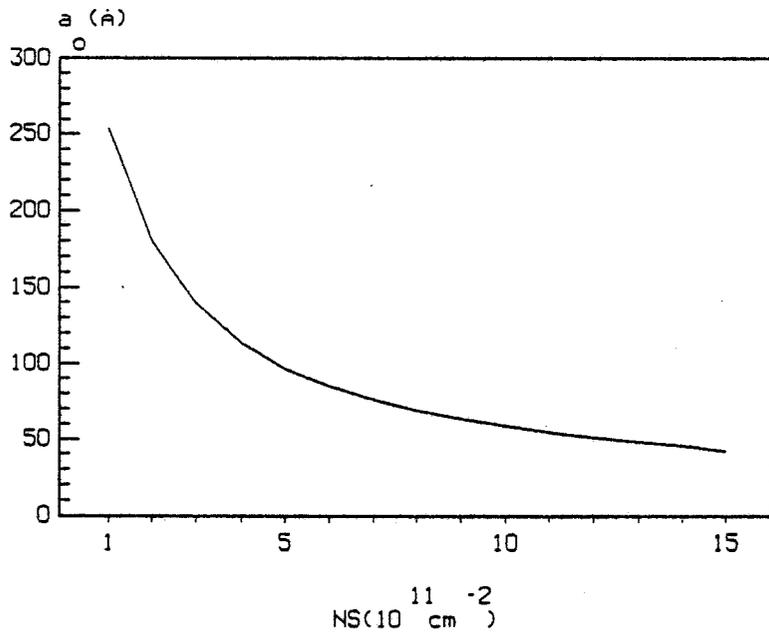


Figure 3.30

Evolution de la distance a_0 entre le gaz bidimensionnel et le plan de l'hétérojonction en fonction de la densité du gaz 2D N_S .

2.6). Nous constatons un très bon accord entre les deux courbes, la relation 3.18 sera donc utilisée pour tout calcul à la température ambiante du courant de grille.

Par ailleurs, nous avons montré au chapitre 1 (relation 1.10) que la distance a_o entre le gaz bidimensionnel et l'interface GaAlAs/GaAs dépend de la densité du gaz bidimensionnel par la relation :

$$a_o(N_S) = \frac{\epsilon_R}{q} \cdot \frac{dE_{fp}(N_S)}{dN_S} \quad (3.17)$$

Nous représentons figure 3.30 l'évolution de cette distance a_o en fonction de N_S établie à partir de la relation 3.17 et après dérivation de l'équation 3.16. Notons que cette distance a_o est d'autant plus faible que la densité du gaz 2D est grande.

Les équations 3.11 à 3.17 permettent d'obtenir tous les éléments permettant de relier de façon analytique la densité du courant de grille J_G à la densité électronique du gaz bidimensionnel N_S . Utilisant les relations 3.11, 3.13, 3.14 et 3.15, on obtient en effet :

$$J_G(N_S) = q \cdot N_C \cdot \mu \cdot \frac{q \cdot N_S}{\epsilon_R} \exp \left[- \frac{\left[\Delta E_C - E_{fp}(N_S) + \frac{q \cdot N_S \cdot a_o(N_S)}{2 \cdot \epsilon_R} \right]}{kT} \right] \quad (3.18)$$

et les fonctions $E_{fp}(N_S)$ et $a_o(N_S)$ sont connues (relations 3.16 et 3.17). La relation 3.18 est particulièrement intéressante puisqu'elle montre que pour créer une densité électronique de charge N_S , un courant de grille J_G doit automatiquement être appliqué sur la grille. Ce courant de grille est d'autant plus important que la densité de charge demandée est grande. Remarquons qu'une des caractéristiques importantes de cette relation $J_G(N_S)$ est qu'elle est indépendante de l'épaisseur de la couche non dopée de GaAlAs mais dépend des caractéristiques du matériau utilisé par l'intermédiaire des grandeurs N_C , μ et ΔE_C .

La figure 3.31 représente l'évolution de la densité du courant de grille J_G en fonction de N_S en considérant d'une part que la distance a_o est fonction de N_S et d'autre part que cette distance est une constante,

égale à 70 Å (ce qui correspond approximativement à la moyenne des valeurs données par $a_o(N_S)$ (relation 3.17) pour des N_S compris entre 10^{11} cm^{-2} et $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). L'évolution de J_G pour $a_o = 70 \text{ Å}$ est peu différente de J_G en considérant la dépendance de a_o avec N_S . Nous considérerons dans la suite de ce travail, et ceci par souci de simplification, que la distance a_o est constante, indépendante de N_S et égale à 70 Å.

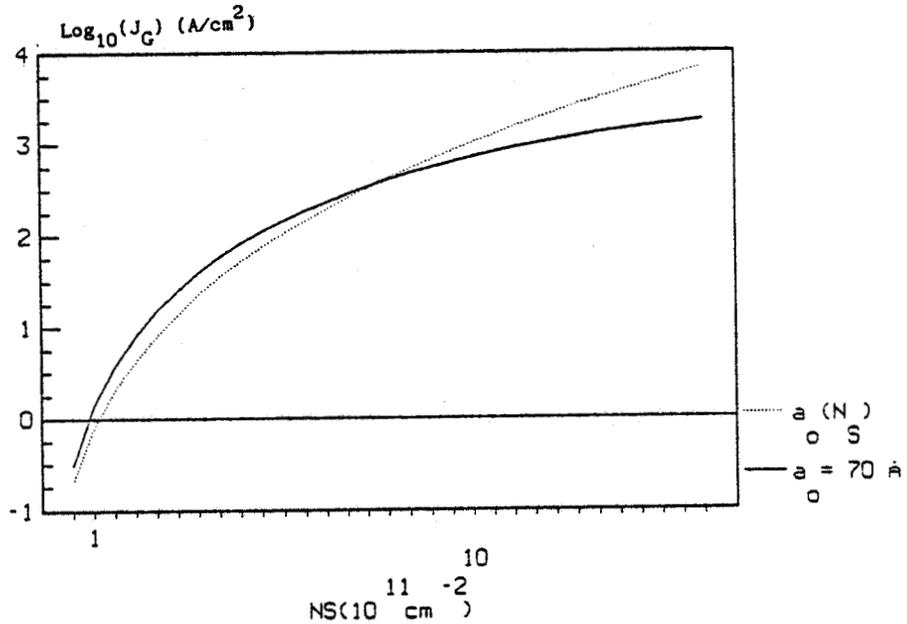


Figure 3.31

Evolution de la densité du courant de grille J_G en fonction de la densité du gaz 2D en considérant que la distance a_o entre le gaz 2D est soit une fonction de N_S (relation 3.17) soit une constante de valeur 70Å. Les paramètres caractéristiques du MISFET utilisés sont : $\phi_B = 1\text{V}$, $x_{Al} = .45$.

Pour calculer la densité du courant de grille en fonction de la tension entre la grille et la source V_{GS} , nous utilisons l'équation 3.20 ainsi que la relation suivante reliant V_{GS} à N_S :

$$V_{GS} = \phi_B + V_T - \Delta E_C + E_{fp}(N_S) \quad (3.19)$$

ϕ_B est la hauteur de barrière du contact métal semiconducteur (1V) et V_T est la différence de potentiel aux bornes de la couche de GaAlAs d'épaisseur a (relation 1.14).

A ce stade, il semble intéressant de comparer les résultats de notre modèle de calcul du courant de grille au modèle classique permettant la détermination de ce courant pour une diode Schottky. Dans ce but, il est nécessaire d'établir une relation aussi simple que possible entre J_G et V_{GS} . Or la relation 3.19 liant V_{GS} à N_S est relativement compliquée compte tenu de la relative complexité de l'équation 3.16 permettant le calcul de $E_{fp}(N_S)$. Il nous faut donc simplifier cette relation en considérant d'une part que a_o est indépendant de N_S , et d'autre part que E_{fp} est une fonction linéaire⁽¹⁾ de N_S par l'équation suivante (voir chap. 1) :

$$E_{fp} = \frac{q \cdot a_o}{\epsilon_R} \cdot N_S \quad (3.20)$$

Cette formule est une relativement bonne approximation pour des N_S supérieurs à $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Des équations 3.19, 3.20 et 1.14, nous en déduisons la relation linéaire reliant N_S à V_{GS} :

$$N_S = \frac{\epsilon_R}{q} \left[\frac{V_{GS} - \phi_B + \Delta E_C}{a + a_o} \right] \quad (3.21)$$

On en déduit la relation entre J_G et V_{GS} :

$$J_G(V_{GS}) = J_S \cdot \left[V_{GS} - \phi_B + \Delta E_C \right] \cdot \exp \left[\frac{V_{GS}}{n \cdot kT} \right]$$

avec

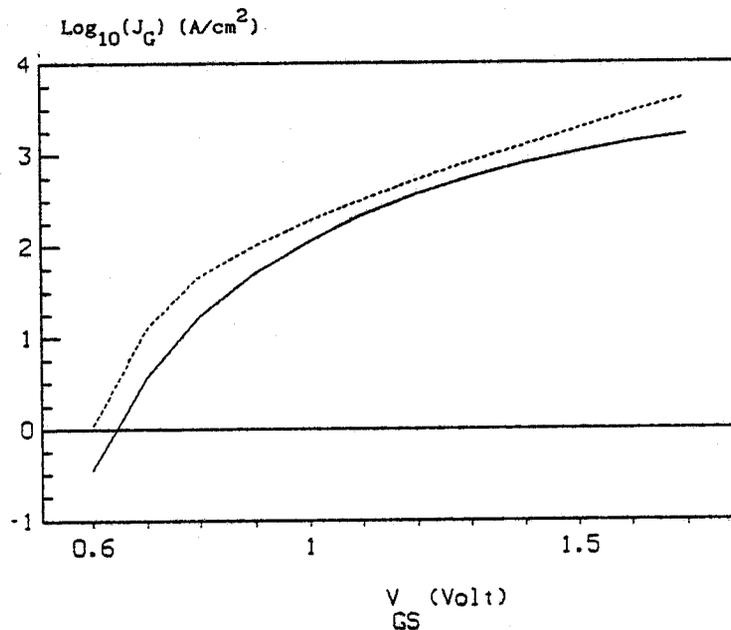
(3.22)

$$n = 2 \cdot \left[1 + \frac{a}{a_o} \right]$$

et

(1) Cette simplification ne sera utilisée que pour comparer nos résultats théoriques au modèle classique du courant dans une diode Schottky ; elle ne sera plus employée par la suite.

a)



b)

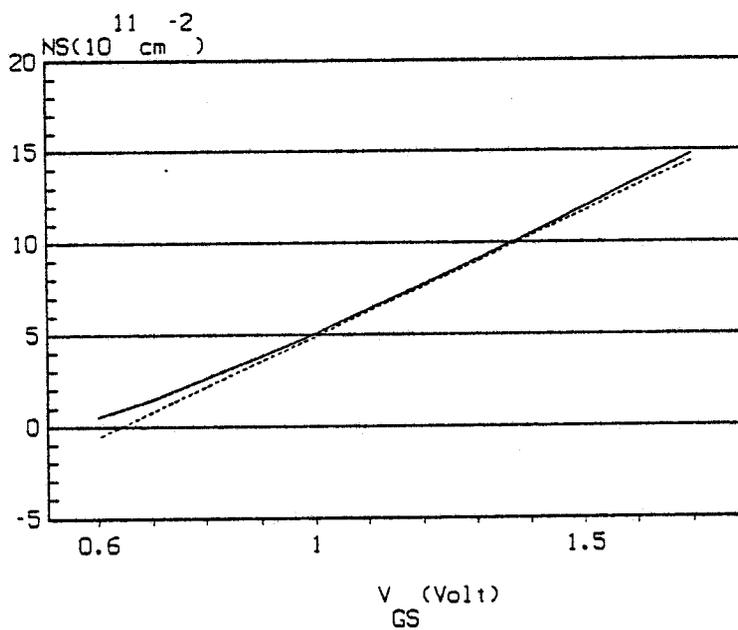


Figure 3.32

En traits pleins : modèle complet (équations 3.18 et 3.19)

En traits pointillés : modèle simplifié (équations 3.21 et 3.22)

MISFET de caractéristiques : $\phi_B = 1\text{V}$, épaisseur du GaAlAs $a = 400\text{Å}$, $x_{Al} = .45$,
 $a_o = 70 \text{ Å}$

$$J_S = \frac{q \cdot N_C \cdot \mu}{a + a_0} \cdot \exp\left[-\frac{(n-1) \cdot \Delta E_C}{n \cdot kT}\right] \cdot \exp\left[-\frac{\phi_B}{n \cdot kT}\right] \quad (3.23)$$

notons également que N_C est proportionnel à $T^{1.5}$, la relation 3.25 devient :

$$J_S = A \cdot T^{1.5} \cdot \exp\left[-\frac{(n-1) \cdot \Delta E_C}{n \cdot kT}\right] \cdot \exp\left[-\frac{\phi_B}{n \cdot kT}\right] \quad (3.24)$$

A étant constante pour une couche de GaAlAs donnée.

Nous représentons sur la figure 3.32 a) l'évolution de J_G en fonction de V_{GS} établie par l'expression simplifiée 3.22 et par les équations plus rigoureuses 3.18 et 3.19. On remarque que les résultats obtenus par les 2 méthodes sont voisins et nous considérons donc que l'accord entre les deux procédés est suffisant pour permettre une comparaison entre notre modèle simplifié (équation 3.22) et celui de la diode Schottky. La même comparaison est effectuée figure 3.32 b) en ce qui concerne l'évolution de la densité électronique N_S en fonction de V_{GS} : si l'on excepte le régime de fonctionnement correspondant à des tensions peu différentes de la tension de pincement, l'accord entre la formule simplifiée 3.21 et les équations 3.18 et 3.19 est satisfaisant.

Nous pouvons maintenant comparer notre modèle avec celui de la diode Schottky. Il suffit de confronter les relations 3.21 à 3.24 permettant, à partir de notre théorie simplifiée, de calculer J_G en fonction de V_{GS} et les relations 3.5 et 3.6 représentant la relation entre J_G et V_{GS} d'une diode SCHOTTKY. Nous remarquons de nombreuses différences :

- le coefficient d'idéalité n (relation 3.22) pour un MISFET est bien supérieur à la valeur unité correspondant à la diode Schottky. Il croît avec le rapport a/a_0 et il est de l'ordre de 13.4 pour le composant étudié ($a = 400 \text{ \AA}$, $a_0 = 70 \text{ \AA}$),

- si J_G est proportionnel au facteur $\exp\left[V_{GS}/kT\right]$ comme dans le cas de la diode Schottky, V_{GS} intervient également dans le facteur pré-exponentiel,

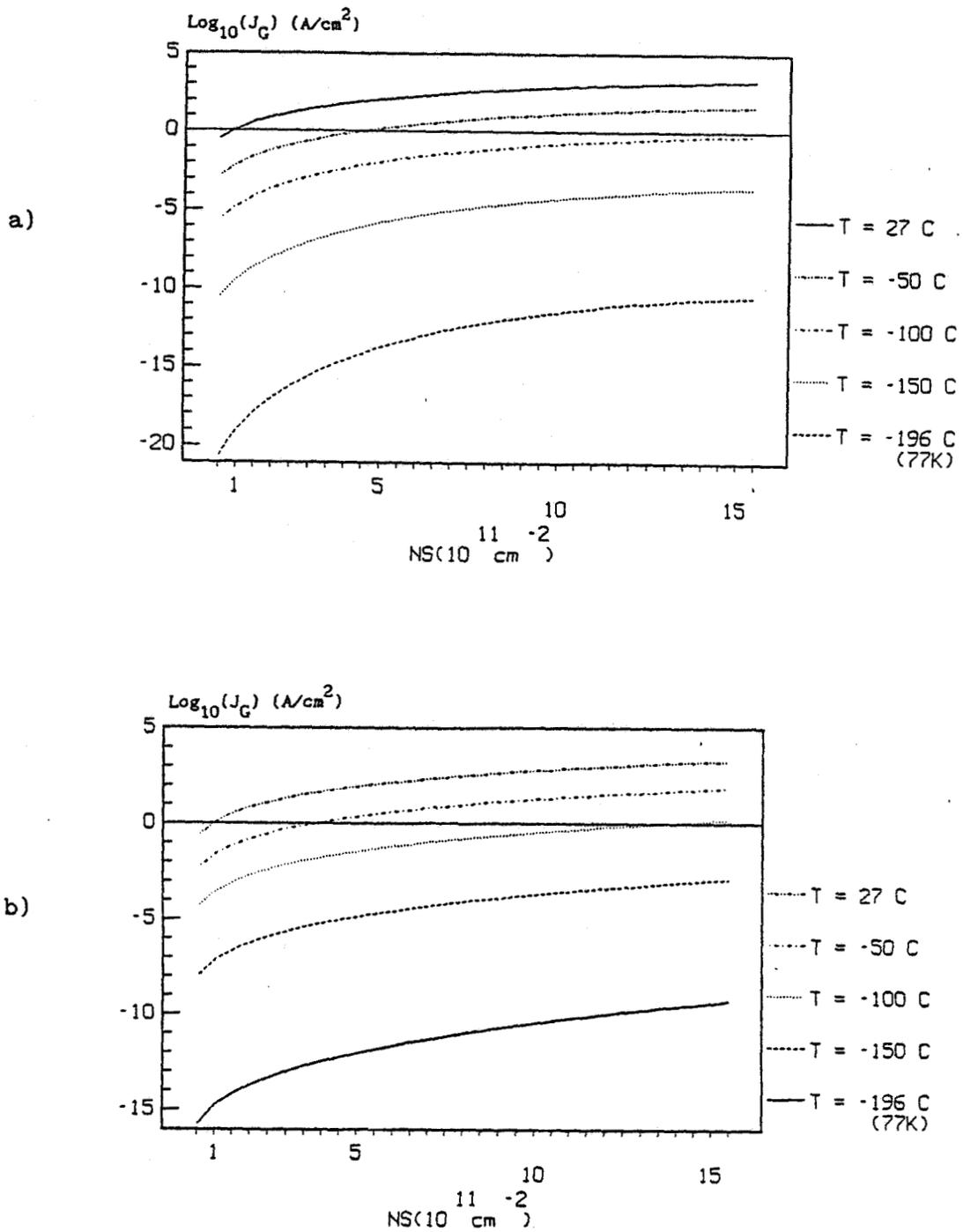


Figure 3.33

Evolution de la densité du courant de grille J_G en fonction de la densité électronique du gaz 2D N_S avec pour paramètre la température T . Le MISFET a les mêmes caractéristiques que pour la figure 3.32.

- a) E_{fp} indépendant de T et donné par la relation 3.16
- b) E_{fp} dépend de T (relation 2.5 et 2.6)

- et enfin, J_G n'est plus proportionnel au carré de la température (relation 3.24).

Ces nombreuses différences nous montrent à quel point il est utopique de vouloir encore utiliser le modèle de la diode Schottky pour décrire le comportement du courant de grille des MISFETs.

Notre modèle permet également d'étudier l'évolution du courant de grille en fonction de la température à laquelle est portée le transistor. Les figures 3.33 représentent la densité du courant de grille en fonction de N_S avec pour paramètre la température du composant. La figure 3.33 a) est calculée en considérant que le niveau de Fermi dans le puits E_{fp} est indépendant de la température T (relation 3.16). La densité du courant de grille J_G est bien sûr d'autant plus faible que la température diminue. Nous représentons sur la figure 3.33 b), $J_G(N_S)$ mais dans ce cas le niveau de Fermi dans le puits varie avec la température (équations 2.5 et 2.6). La densité du courant de grille diminue nettement moins que précédemment quand la température décroît. Ainsi, pour une température donnée inférieure à la température ambiante, le courant de grille est plus grand quand on tient compte de la dépendance de E_{fp} avec T . Cet effet est du à l'augmentation de la valeur du niveau de Fermi E_{fp} quand la température diminue (figure 3.34).

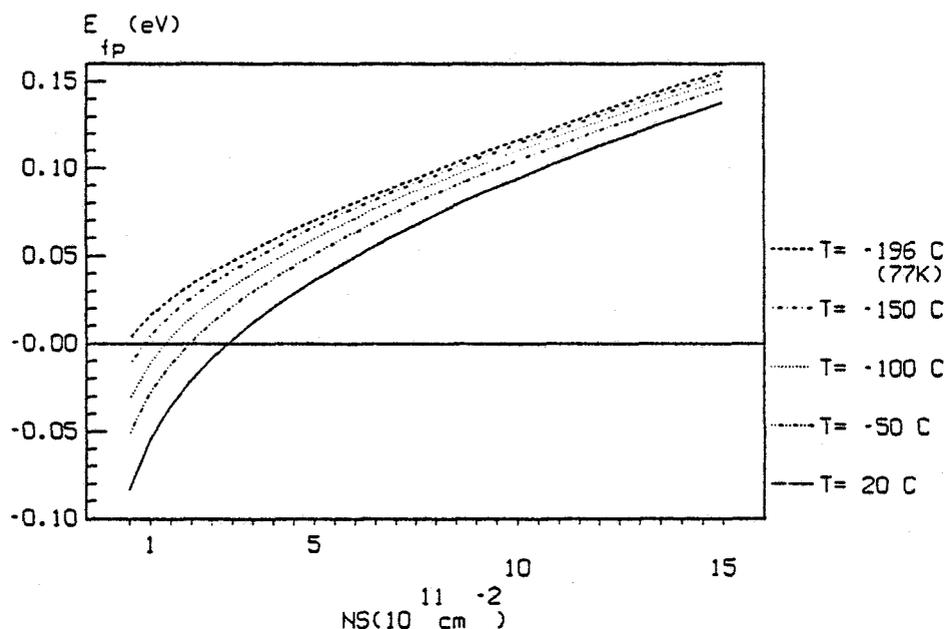


Figure 3.34

Evolution du niveau de Fermi E_{fp} en fonction de la densité électronique N_S (relation 2.5 et 2.6) avec pour paramètre la température T .

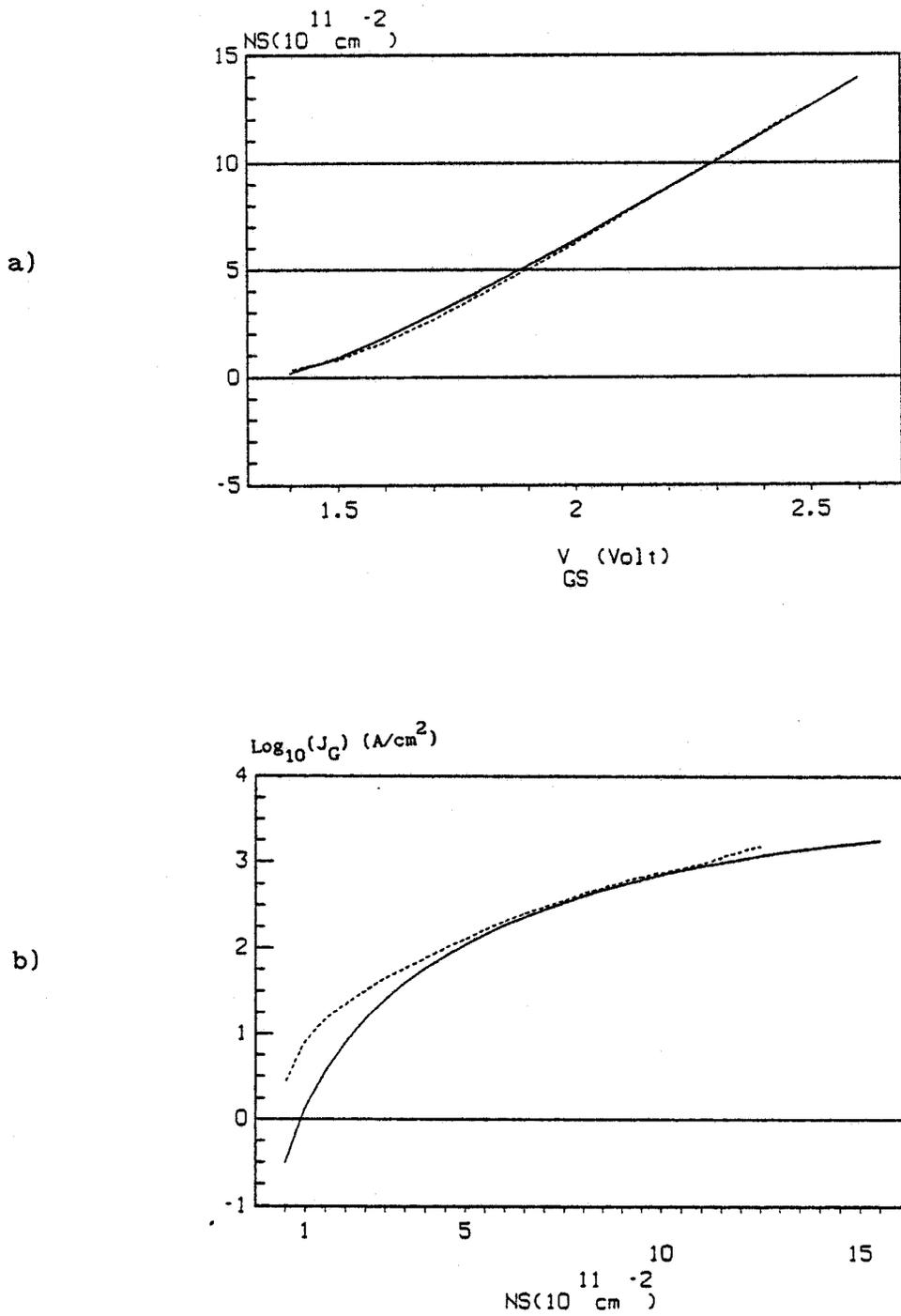


Figure 3.35

----- : caractéristiques expérimentales

————— : caractéristiques théoriques

Les caractéristiques expérimentales sont des moyennes calculées à partir de la caractérisation de différents MISFETs de la série numéro 1.

Nous venons d'exposer une théorie analytique permettant de calculer le courant de grille des MISFETs ; nous nous proposons maintenant d'effectuer une comparaison entre cette théorie et les résultats expérimentaux obtenus par la caractérisation continue et hyperfréquence.

3.4.3 COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Nous effectuons, dans ce paragraphe, une comparaison entre le modèle théorique développé précédemment et les caractéristiques expérimentales moyennes des différents transistors caractérisés de la série numéro 1.

Commençons par la loi de commande de la charge (figure 3.35 a)), nous constatons que l'accord entre la théorie et l'expérience est pratiquement parfait. Les caractéristiques du MISFET qui réalisent un tel accord sont les suivantes :

- la hauteur de barrière ϕ_B , choisie afin de faire coïncider la tension de pincement théorique et expérimentale, est de 1.85 Volt, ce qui est particulièrement élevé. En effet, la valeur habituelle de la hauteur de barrière d'un contact Schottky sur un semiconducteur en GaAlAs est de l'ordre de 1 V. Rappelons qu'une autre manière de tenir compte de cette tension de pincement élevée, due certainement à des états superficiels, est de tenir compte d'un taux de compensation du matériau,

- l'épaisseur (a) de la couche de GaAlAs, qui détermine avec a_0 (70 Å) la pente de la courbe $N_S(V_{GS})$, est de 450 Å, ce qui correspond à la somme de l'épaisseur réelle de la couche de GaAlAs et de l'épaisseur de la couche superficielle de GaAs (figure 3.7),

- la composition en Aluminium de la couche de GaAlAs est égale à 0.45. Cette valeur nous permet d'obtenir un ΔE_C maximum.

La figure 3.35 b) représente l'évolution de J_G avec N_S établie par la relation 3.18 pour une distance a_0 constante de 70 Å. Malgré une légère divergence pour les N_S faibles, les deux courbes sont pratiquement confondues pour des N_S compris entre $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $12.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

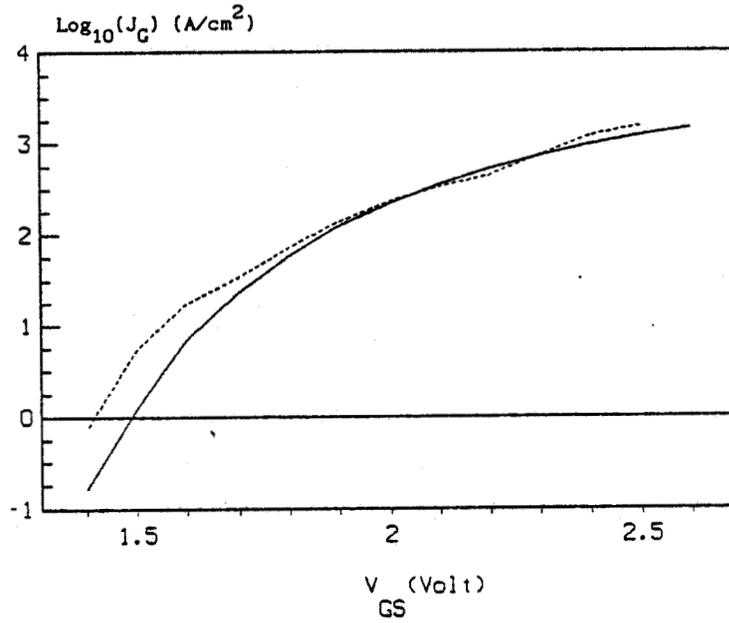


Figure 3.36

----- : caractéristique expérimentale
——— : caractéristique théorique

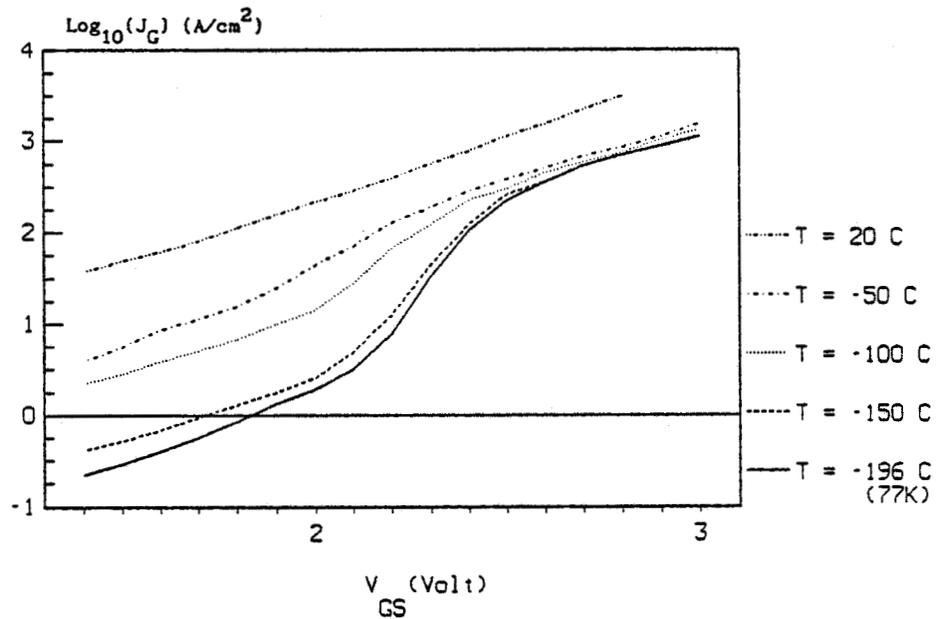


Figure 3.37

Evolution expérimentale de la densité du courant de grille en fonction de la tension V_{GS} avec pour paramètre la température T pour le MISFET numéro 132.

La relation entre N_S et V_{GS} étant linéaire, la courbe $J_G(V_{GS})$ (figure 3.36) suit le même type d'évolution que la courbe $J_G(N_S)$, ainsi la densité du courant de grille se sature progressivement quand V_{GS} ou N_S augmente. Comme pour la figure 3.35 b), si l'accord entre la théorie et l'expérience n'est pas très bon pour des tensions proches de la tension de pincement, il est pratiquement parfait pour des tensions grille source comprises entre 1.6 et 2.5 Volts.

Après cette comparaison entre la théorie et l'expérience effectuée à la température ambiante, il peut être intéressant d'étudier dans quelle mesure l'évolution observée expérimentalement de ce courant de grille, en fonction de la température, confirme également nos prévisions théoriques et par exemple les résultats reportés sur la figure 3.33. La figure 3.37 représente l'évolution expérimentale de la densité du courant de grille en fonction de V_{GS} du MISFET No 132 avec pour paramètre la température.

Nous remarquons que, comme le prévoit la théorie, le courant grille diminue lorsque la température décroît mais on observe cependant deux divergences fondamentales avec les résultats de notre modélisation :

- la diminution du courant grille relevée expérimentalement dépend beaucoup de la tension grille appliquée : elle est importante pour les faibles valeurs de V_{GS} et elle diminue beaucoup lorsque V_{GS} est élevé,

- la décroissance observée expérimentalement est, quelle que soit la tension grille, bien plus faible que celle prévue théoriquement.

On remarque, en particulier, qu'en dessous d'une certaine température, on n'observe plus de variation du courant grille qui reste donc indépendant de la température (figures 3.37 et 3.38).

Cette divergence observée surtout en basse température entre la théorie et l'expérience montre que des phénomènes physiques non pris en compte dans notre modélisation doivent certainement intervenir et, parmi ceux ci, l'effet le plus important est sans doute la présence d'un courant tunnel dont nous n'avons pas tenu compte dans notre modélisation. Dans le cadre restreint de ce travail, il ne nous a pas été possible de déterminer ce courant tunnel dont le calcul exact

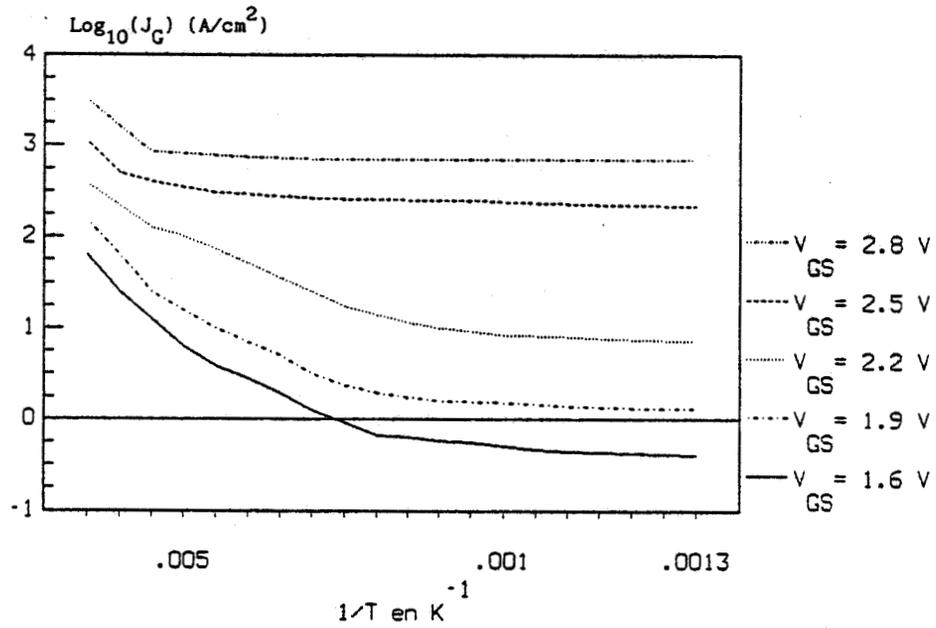


Figure 3.38

Evolution de la densité du courant de grille en fonction de l'inverse de la température ($1/T$) avec pour paramètre V_{GS} . Ces courbes proviennent des caractéristiques expérimentales du MISFET numéro 132.

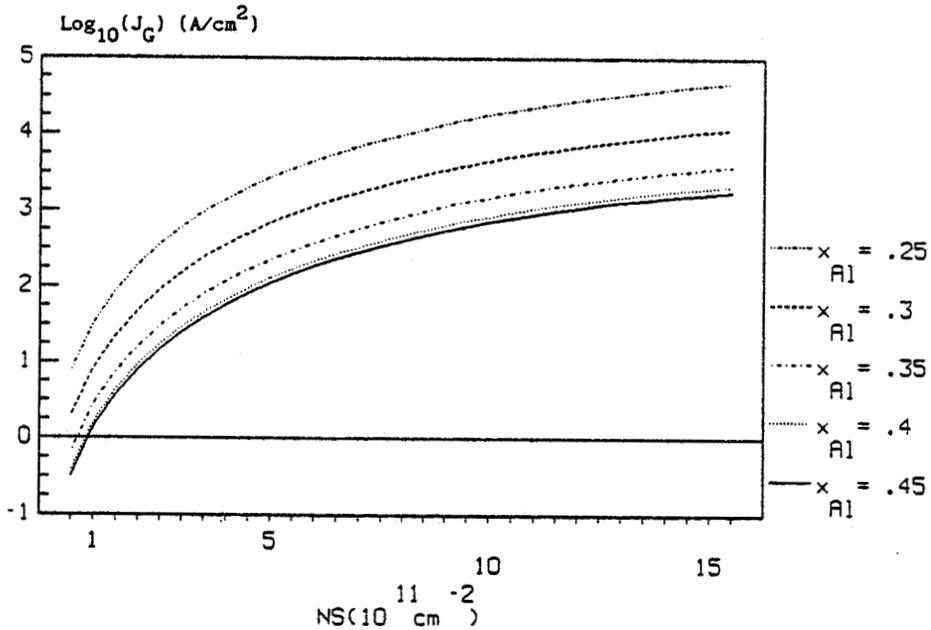


Figure 3.39

Evolution de la densité du courant de grille J_G en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel N_S avec pour paramètre la composition d'alliage x_{Al} de la couche de GaAlAs.

(actuellement entrepris dans notre laboratoire par J. ZIMMERMANN) n'est pas évident. Remarquons simplement qu'à partir de nos résultats expérimentaux, il est possible d'en obtenir un ordre de grandeur, en relevant sur la figure 3.38, pour chaque tension grille, le courant I_G lorsqu'il devient indépendant de la température. Le point important à noter est que les valeurs relevées ainsi pour ce qui serait le courant tunnel sont toujours largement inférieures au courant mesuré à la température ambiante. Dans ces conditions, on peut sans doute admettre que si la présence de courant tunnel I_t fausse complètement les résultats obtenus dans le calcul de I_G à partir de notre modèle à basse température ($T < - 50^\circ\text{C}$), il n'en est plus de même à la température ordinaire ou aux températures plus élevées où l'erreur introduite par la présence de I_t doit être assez négligeable. Au niveau des applications, c'est heureusement le domaine d'utilisation le plus important puisque, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, dans les conditions de fonctionnement du composant, les électrons formant le gaz 2D sont "chauds" et sont donc caractérisés par une température au-dessus de la température ambiante.

3.4.4 RECHERCHE DE LA STRUCTURE OPTIMALE, LES MISFETS EN ALINAS

3.4.4.1 RECHERCHE DE LA STRUCTURE OPTIMALE POUR LES MISFETS EN GAAAS

Afin de diminuer au maximum les problèmes liés soit au claquage en courant de la grille, soit à la diminution de la tension logique ou analogique qui lui est appliquée lorsque la grille conduit, il est capital de diminuer le courant de grille des MISFETS. L'objectif est donc ici de pouvoir accumuler une densité de gaz 2D aussi élevée que possible tout en produisant un courant de grille aussi faible que possible. Si l'on conserve l'interface GaAlAs/GaAs pour former le gaz bidimensionnel, la manière la plus simple de diminuer ce courant de grille est d'augmenter la discontinuité de la bande de conduction à l'interface entre le GaAlAs et le GaAs (relation 3.18). Pour augmenter la discontinuité de la bande de conduction ΔE_C , il faut bien entendu augmenter la composition en aluminium du GaAlAs (relation 2.1). Nous avons donc tracé figure 3.39 le comportement du courant de grille en

fonction de la densité du gaz bidimensionnel avec pour paramètre la composition d'alliage x_{Al} . Lorsque x croît de 0 à 1, on passe d'un gap direct à un gap indirect, le croisement s'effectuant pour x_{Al} peu différent de 0.45, pour cette valeur les minima des bandes de conduction des trois vallées Γ , L et X sont pratiquement au même niveau énergétique. La valeur maximale que nous avons choisie pour x_{Al} est donc de 0.45. On remarque figure 3.39 que la densité du courant de grille diminue quand x_{Al} augmente. Cependant cette décroissance ne se poursuit plus lorsque l'on augmente trop x_{Al} . C'est ainsi que la densité du courant de grille diminue pratiquement d'une décade quand x_{Al} passe de 0.25 à 0.3 alors que J_C ne diminue pratiquement pas quand x_{Al} varie de 0.4 à 0.45. Ce comportement de J_C est dû à la dépendance de la densité d'états N_C avec la composition d'alliage. La densité d'états que nous notons N_C est égale à :

$$N_C = N_{c\Gamma} + N_{cL} \cdot \exp\left[-\frac{E_L - E_C}{kT}\right] + N_{cX} \cdot \exp\left[-\frac{E_X - E_C}{kT}\right]$$

$N_{c\Gamma}$, N_{cL} et $E_L - E_C$ sont donnés par les équations 2.9, 2.10 et 2.11.

Pour x_{Al} faible, les vallées L et X sont à un niveau énergétique bien supérieur à celui de la vallée Γ (figure 3.40). Les populations dans les vallées L et X sont donc négligeables par rapport à la population électronique dans la vallée Γ . La densité d'états N_C , égale à $N_{c\Gamma}$, est dans ces conditions assez largement indépendante de x_{Al} ; l'augmentation de ΔE_C quand on augmente x_{Al} permet alors de diminuer le courant (relation 3.18). Cependant, au fur et à mesure que x_{Al} augmente, les populations dans les vallées L et X augmentent puisque les vallées L et X se rapprochent de la vallée Γ . On assiste donc à une augmentation importante de N_C qui contrebalance la diminution du courant due à l'augmentation de ΔE_C . Dans ces conditions, les meilleures structures, c'est-à-dire celles dont le courant de grille est le plus faible, correspondent aux couches de GaAlAs de composition d'alliage compris entre 0.4 et 0.5.

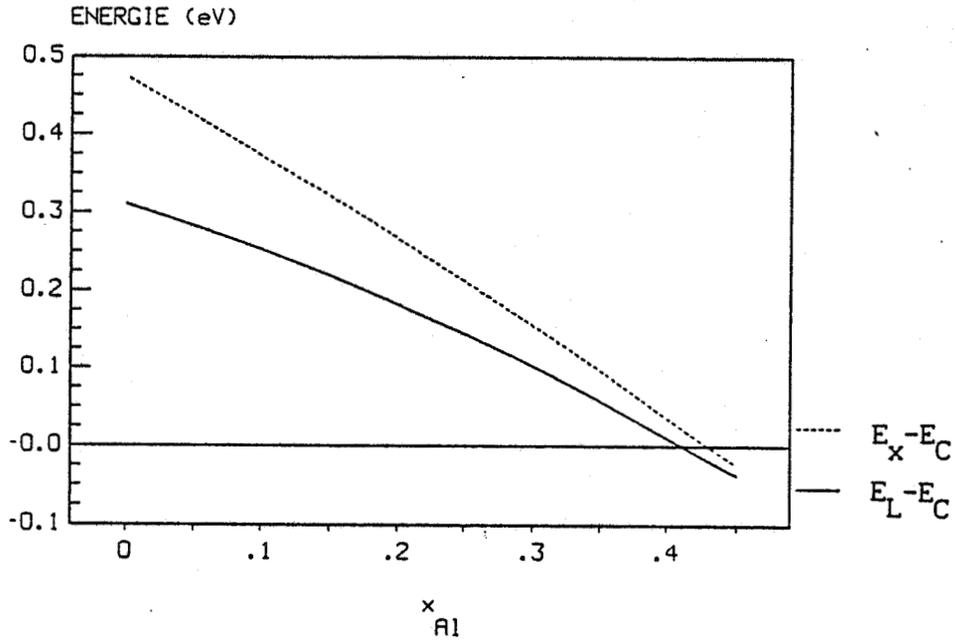


Figure 3.40

Evolution du niveau d'énergie des vallées L et X en fonction de la composition d'alliage x_{Al} (compris entre 0 et 0.45) et avec pour origine le bas de la vallée Γ (E_C).

On peut également diminuer le courant de grille en abaissant la température. Nous avons vu au paragraphe précédent que la diminution de J_G n'est pas uniforme en fonction de V_{GS} , pour les tensions grille source élevées, le courant de grille ne diminue pratiquement plus (pour des températures inférieures à -50°C) quand on abaisse la température. Ce phénomène est dû à la présence d'un courant de grille qui traverse la couche de GaAlAs par effet tunnel. La diminution de J_G à V_{GS} important n'est cependant pas négligeable quand la température passe de la température ambiante à -50°C (figures 3.37 et 3.38), ainsi le courant expérimental (à $V_{GS} = 2.8\text{V}$) qui est de $3.4 \cdot 10^3 \text{A/cm}^2$ à la température ambiante n'est plus que de $7.9 \cdot 10^2 \text{A/cm}^2$ à -50°C .

En conclusion, le MISFET GaAlAs/GaAs "idéal", c'est-à-dire permettant d'obtenir une densité de gaz 2 D donnée par le courant de grille le plus faible possible, possède une couche de GaAlAs de composition d'alliage compris entre 0.4 et 0.45 et fonctionne à une température de -50°C .

3.4.4.2 AUTRES MATERIAUX

Parmi les nombreux matériaux utilisés pour réaliser les MISFETs, les plus couramment utilisés pour leurs propriétés de transports intéressantes, sont l' InP et surtout le GaInAs.

Jusqu'à présent, les MISFETs à enrichissement basés sur InP utilisaient comme isolant de grille un diélectrique et plus particulièrement le SiO₂. Ces composants présentent le désavantage de présenter des densités de pièges importants à l'interface entre le SiO₂ et l'InP. Un important effort se porte donc sur l'utilisation comme isolant de couches semi-conductrices à large bande interdite et comme couche active pour transporter les électrons d'un semi conducteur à plus faible bande interdite et ayant des bonnes propriétés de transport (tel que le GaInAs). On réalise ainsi, comme dans le cas du MISFET GaAlAs/GaAs, une hétérojonction comportant dans le semiconducteur à faible bande interdite un gaz d'électrons. Deux filières technologiques sont alors possibles pour former cet interface. La première filière utilise des couches qui sont adaptées en maille, la deuxième concerne l'utilisation de couches contraintes.

En ce qui concerne les couches contraintes, le principe physique rendant possible la croissance d'un matériau en désaccord de maille sur un autre matériau est d'empêcher les dislocations de se former en compensant le désaccord de maille par une contrainte mécanique. Le matériau contraint est alors pris en sandwich entre deux autres matériaux. L'étude d'un tel type de MISFET sort largement du cadre de notre travail, citons cependant la réalisation d'un MISFET GaAlAs NID sur InP [13] qui présente des performances intéressantes ou la possibilité, tout comme pour la réalisation d'un TEGFET, d'utiliser le GaInAs (NID) sur GaAs.

L'autre possibilité est de choisir les semiconducteurs utilisés et leur composition de façon à obtenir l'accord de maille. Dans ce contexte, il faut noter que le AlInAs ayant une composition d'indium de 52 % est adapté en maille aussi bien sur l'InP que sur le GaInAs qui a une composition d'indium de 53 %. Le matériau dont la largeur de la bande interdite est la plus petite est le Ga_{0.47}In_{0.53}As, c'est donc lui

qui accueillera le gaz bidimensionnel. La difficulté d'obtenir de bonnes barrières Schottky sur InP nous fait préférer l'utilisation du $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ dont la hauteur de barrière est de 0.55V. La discontinuité de la structure de bande ΔE_C à l'interface entre l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ et le $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ est de 0.5 eV [12], [13], et l'on peut donc espérer obtenir des courants de grille plus faibles pour ce couple de matériau que pour le couple $\text{Ga}_{0.55}\text{Al}_{0.45}\text{As} / \text{GaAs}$ qui a un ΔE_C peu différent de 0.36 eV.

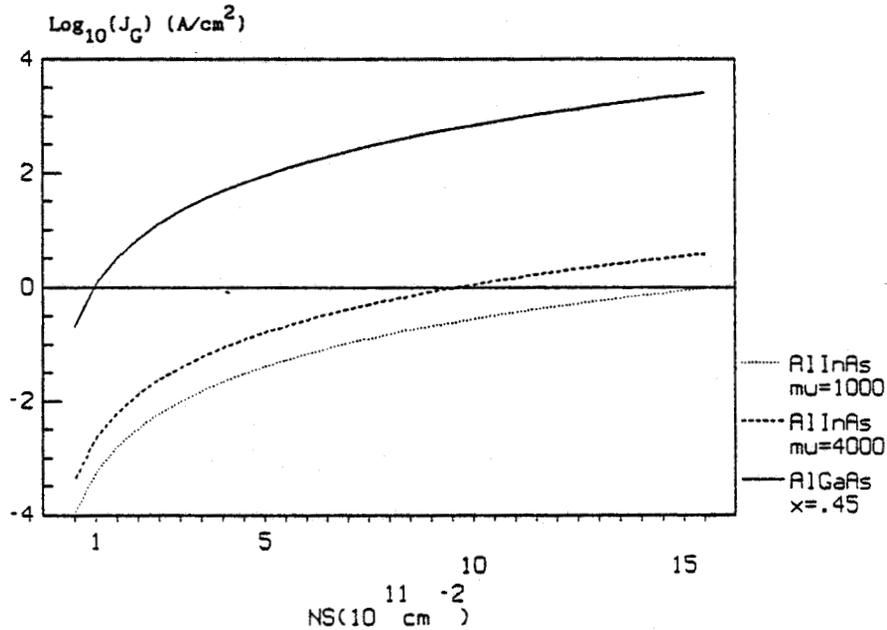
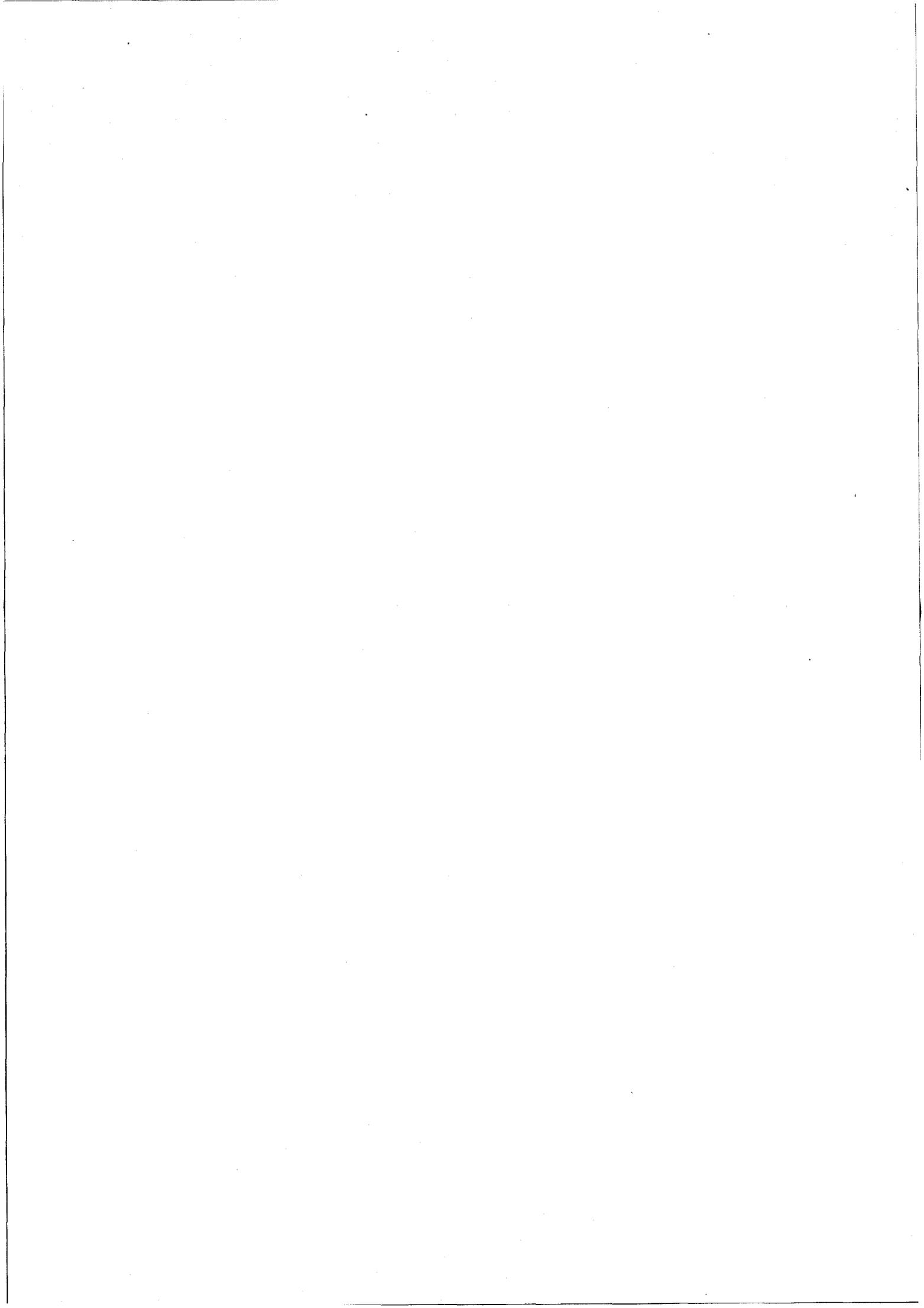


Figure 3.41

Evolution de la densité du courant de grille pour le GaAlAs et l'AlInAs en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel. Les paramètres utilisés pour la description de l'AlInAs ($\Delta E_C = 0.5 \text{ eV}$, $m^* = 0.0836 m_0$) proviennent de la référence bibliographique 14. Nous considérons de plus que la mobilité dans l'AlInAs est comprise entre $1000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $4000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, nous avons donc calculé la densité de courant de grille pour ces deux valeurs.

La figure 3.41 nous montre qu'effectivement la densité du courant de grille du MISFET élaboré à partir d'hétéroépitaxie de type $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As} / \text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ est bien inférieure au MISFET de couple $\text{Ga}_{0.55}\text{Al}_{0.45}\text{As} / \text{GaAs}$ et la réalisation et l'étude de ce type de composant constitue certainement une voie de recherche intéressante.



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE 3

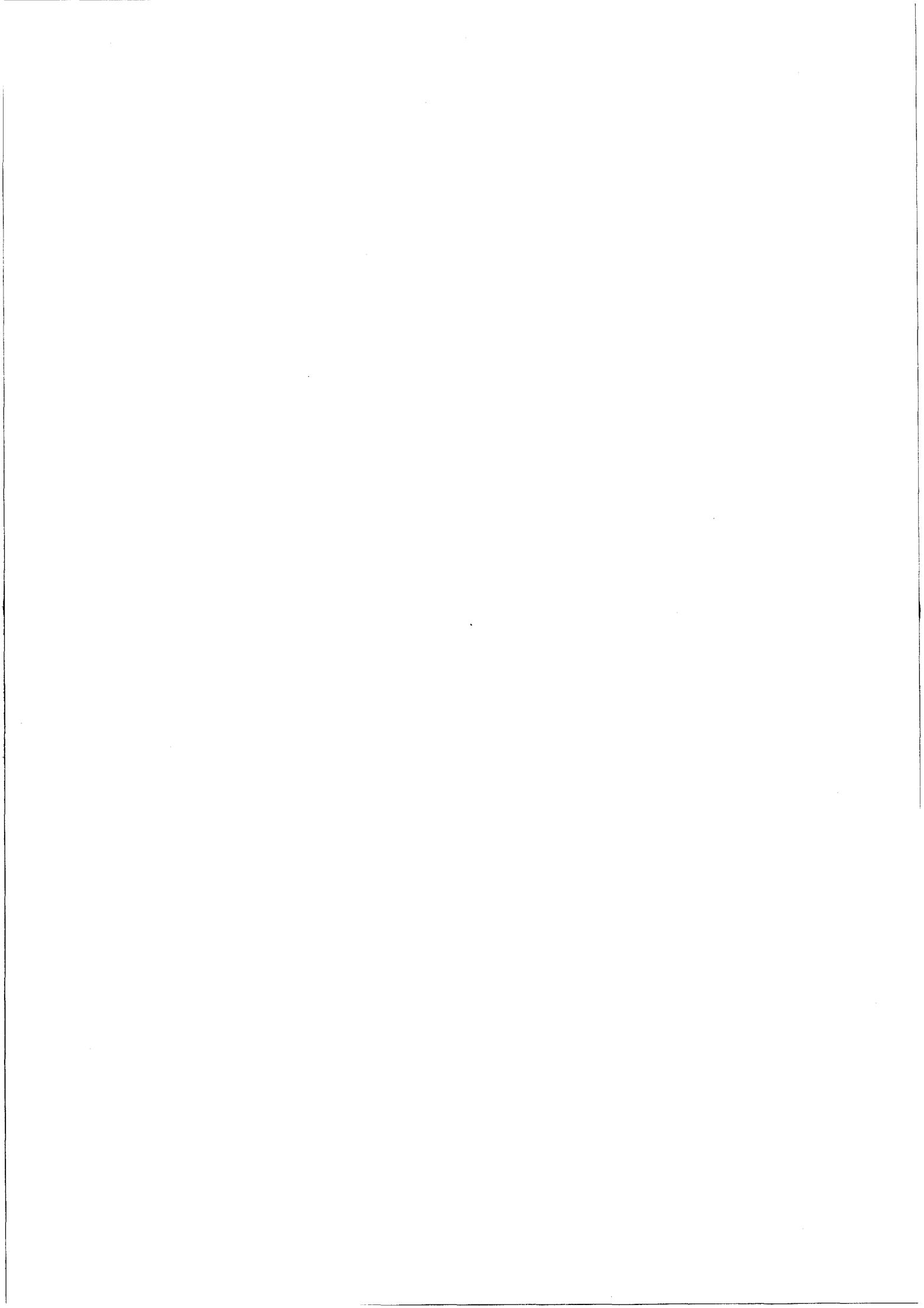
- [1] C. H. CHEN, S. M. BAIER, D. K. ARCH, M. S. SHUR
A New and Simple Model for GaAs Heterojunction FET Gate Characteristics
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 35, No. 5, May 1988
- [2] S. FUJITA, T. MIZUTANI
Characterization of Heterostructure Complementary MISFET Circuits Employing the New Gate Current Model
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-34, No. 9, pp 1889-1896, Sept 1987
- [3] M. WOLNY, P. CHAMBERY, A. BRIERE et J. P. ANDRE
Low noise high electron mobility transistors grown by MOVPE
Proc. of high speed electronics conference, Stockholm, August 1986, pp 148-150
- [4] M. WOLNY, T. AGUILA, P. DECONINCK, D. MORONI et J. P. ANDRE,
High-performance WN-gate MISFETs fabricated from MOVPE wafers
Electronics Letters 8th October Vol.23 No 21
- [5] 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
- [6] F. HELIODORE
Simulation Bidimensionnelle du Transistor à Effet de Champ AsGa à grille submicronique : Application à l'optimisation des composants faible bruit,
Thèse de l'université, Lille le 2 Avril 1987
- [7] G. DAMBRINE, A. CAPPY, F. HELIODORE, and E. PLAYEZ
A New Method for Determining the FET Small-Signal Equivalent Circuit,
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 36, NO. 7, July 1988

- [8] J. BAEK, M. S. SHUR, R. R. DANIELS, D. K. ARCH, J. K. ABROKWAH,
O.N. TUFTE
Current-Voltage and Capacitance-Voltage Characteristics of
Heterostructure Insulated-Gate Field-Effect Transistors
IEEE Transactions on Electron Devices, VOL. ED-34, NO 8, pp
1650-1657, August 1987,
- [9] M. S. SHUR, D. K. ARCH, R. R. DANIELS, and J. K. ABROKWAH
New Negative Resistance Regime of Heterostructure Insulated Gate
Transistor (HIGFET) Operation
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, NO. 2, pp 78-80,
February 1986
- [10] F. PONSE, W. T. MASSELINK, and H. MORKOC
Quasi-Fermi Level Bending in MODFET's and Its Effect on FET
Transfer Characteristics
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-32, NO. 6, pp
1017-1023, June 1985
- [11] J. H. BAEK, M. SCHUR, R. R. DANIELS, D. K. ARCH, J. K. ABROKWAH,
and O. N. TUFTE
New Mechanism of Gate Current in Heterostructure Insulated Gate
Field-Effect Transistors
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, NO. 9, September 1986
- [12] S. M. SZE
Physics of Semiconductor Devices
2nd Ed., New York : wiley, 1981, pp 247-311
- [13] J. A. DEL ALAMO, T. MIZUTANI
A Self-Aligned Enhancement-Mode AlGaAs/InP MISFET
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-8, NO. 5, May 1987
- [14] P. BOUREL
Etude théorique par la méthode de MONTE-CARLO des matériaux AlInAs
et GaInAs, application aux TEC à hétérojonction AlInAs / GaInAs.
Diplome d'études approfondies en électronique, Lille le 8 Juillet
1987

[15] J. L. THOBEL

Simulation MONTE CARLO de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions, applications au TEGFET et à ses structures dérivées.

Thèse de l'Université, Lille le 28 Avril 1988



CHAPITRE 4

PRISE EN COMPTE DU PHENOMENE DE
TRANSFERT SPATIAL [1] ET DE COLLECTION
PAR LA GRILLE

4.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier plus particulièrement le phénomène de résistance négative se produisant entre source et drain lorsque les tensions appliquées au drain et à la grille sont suffisamment importantes [2]. Dans une première étape, nous allons essayer d'interpréter qualitativement les effets observés, puis nous proposerons ensuite une théorie quantitative de ce phénomène et nous effectuerons une confrontation avec la réalité expérimentale sur les MISFETs réalisés par le LEP.

Dans une seconde étape, nous étudions les possibilités d'utilisation de ce phénomène de résistance négative dans le domaine des hyperfréquences et plus particulièrement des circuits intégrés monolithiques. Dans ce but, nous passons en revue les différents types d'applications qui pourraient résulter de cet effet de conductance négative. Puis, à la lumière de l'étude effectuée, nous essayons de définir les critères de qualité qui pourraient être utilisés pour caractériser le composant et juger de leur possibilité dans les différentes applications envisagées. Après avoir étudié dans quelle mesure ces critères étaient satisfaits sur les composants actuellement réalisés par le LEP, nous tentons enfin de définir la structure qui permettrait d'obtenir des performances maximales .

4.2 EXPLICATION ET INTERPRETATION QUALITATIVE DU PHENOMENE DE

RESISTANCE NEGATIVE

L'existence d'une résistance ou d'une conductance de drain négative pour certaines conditions de fonctionnement du MISFET peut s'expliquer assez facilement. Contrairement à ce qui se passe pour le MISFET en Silicium et utilisant le SiO₂ comme isolant où la discontinuité de la bande de conduction à l'interface entre l'isolant et le semiconducteur est particulièrement importante, il n'en est pas de même pour les composants utilisant l'hétéroépitaxie GaAlAs / GaAs où la discontinuité

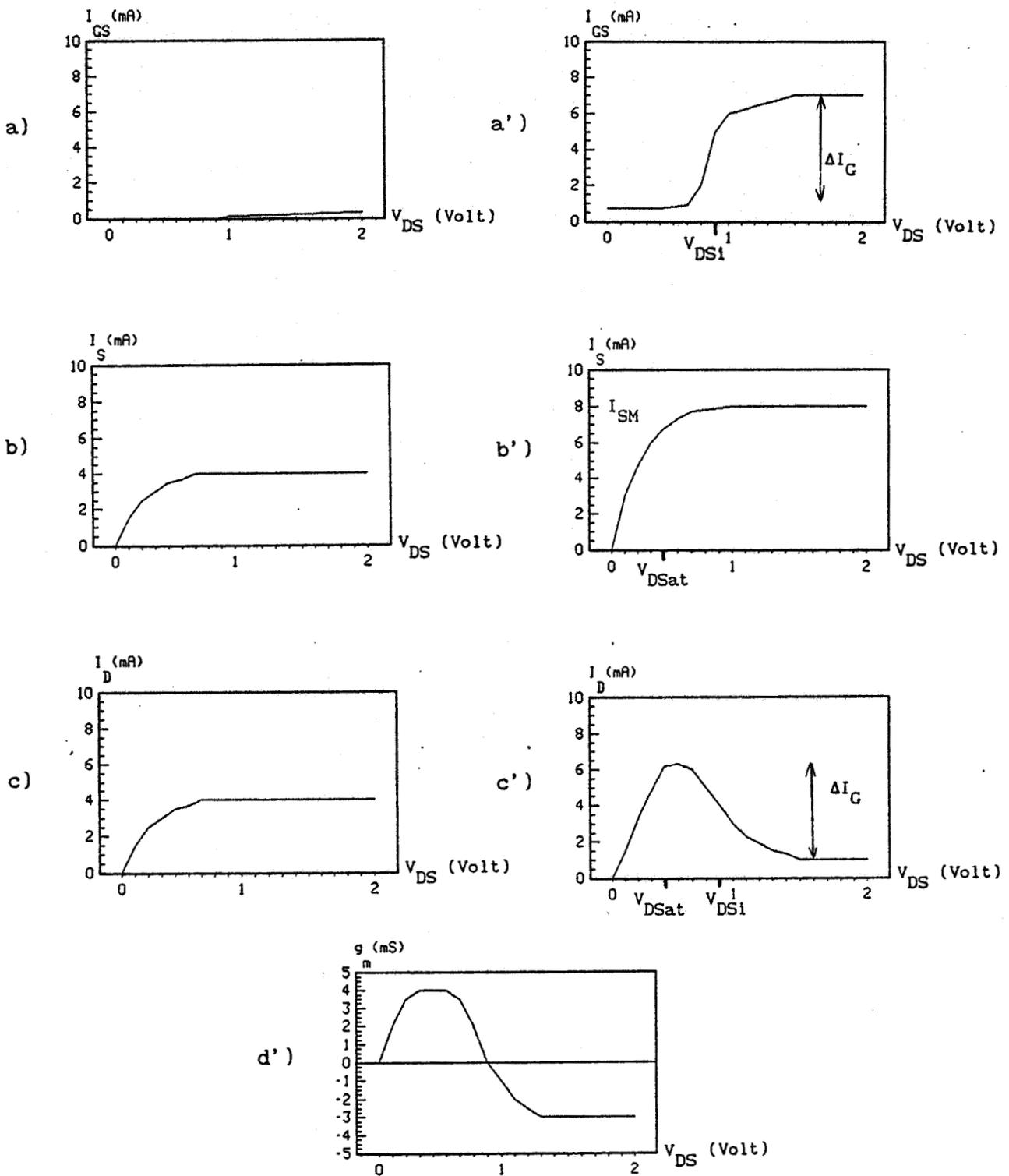


Figure 4.1

Représentation schématique de l'évolution du courant de grille I_{GS} , du courant de source I_S et enfin du courant de drain I_D en fonction de la tension drain source V_{DS} d'une part à tension grille source V_{GS} faible (a), b), c)) et d'autre part à V_{GS} important (a'), b'), c')). Enfin la transconductance en fonction de V_{DS} et à fort V_{GS} est représenté en d').

de la bande de conduction à l'interface n'excède pas 0.3 eV. De ce fait, les électrons formant dans le GaAs le gaz 2 D vont pouvoir très vite acquérir l'énergie qui leur permettra le passage dans la couche de GaAlAs et leur collection par l'électrode de grille. Deux conditions devront être remplies pour que ce phénomène se produise :

- la tension drain source doit être suffisante pour chauffer les électrons et leur procurer l'énergie nécessaire au transfert spatial dans le GaAlAs,

- la tension grille source doit également être suffisante pour créer dans le GaAlAs un champ électrique permettant leur collection par l'électrode de grille.

Quelles seront maintenant les implications de ce phénomène sur les caractéristiques statiques du composant ?

Lorsque la tension grille source n'est pas trop élevée, la deuxième condition n'est pas remplie et le courant de grille est négligeable. En conséquence, le courant drain (égal dans ce cas au courant source) présente en fonction de la tension V_{DS} l'évolution classique, représentée sur la figure 4.1 c), caractérisé par une dépendance linéaire à faible V_{DS} et un phénomène de saturation à fort V_{DS} . Notons que la conductance de drain liée essentiellement pour les transistors submicroniques aux phénomènes d'injection dans la couche de GaAs est positive et de valeur assez faible.

Etudions maintenant ce qui se passe lorsque la tension grille source est plus élevée (fig. 4.1 a'), b') et c')). Lorsque V_{DS} est peu important, il n'y a pas de différence sensible avec le cas précédent, le courant grille reste assez faible et le courant drain (toujours en première approximation égal au courant source) augmente linéairement en fonction de V_{DS} jusqu'à l'obtention, pour V_{DS} supérieur à V_{DSat} , du phénomène classique de saturation ($I_S = I_{SM}$). Cependant, dès que V_{DS} atteint une valeur suffisante (V_{DS} supérieur à V_{DSi}), les deux conditions nécessaires à la réalisation d'un courant grille important sont remplies et le courant de grille augmente fortement (par exemple de ΔI_G). Il en résulte une diminution égale (loi des noeuds) du courant drain et donc l'apparition du phénomène de résistance négative. On peut cependant remarquer que, pour que ce phénomène ait une importance

appréciable, il faut à nouveau que deux conditions soient remplies :

- d'une part que la tension de saturation du transistor V_{DSat} soit inférieure à la tension V_{DSi} au-delà de laquelle se produit le phénomène d'augmentation du courant grille,

- d'autre part que l'augmentation ΔI_G de ce courant grille soit comparable au courant source à saturation I_{SM} .

Il n'est pas facile pour une structure de transistor à effet de champ donnée de vérifier si ces deux conditions sont remplies ; l'évaluation des quatre grandeurs concernées (V_{DSat} , V_{DSi} , ΔI_G et I_{SM}) ne peut en général se faire simplement. C'est pourquoi, un modèle plus quantitatif prenant en compte l'ensemble des phénomènes physiques se produisant dans le transistor et plus particulièrement le transfert spatial des électrons dans le GaAlAs et leur collection par l'électrode de grille est absolument nécessaire. C'est donc une théorie de ce type que nous avons essayé d'élaborer et que nous allons maintenant présenter.

4.3 DESCRIPTION DU MODELE THEORIQUE UTILISE POUR PRENDRE EN COMPTE LE PHENOMENE DE RESISTANCE NEGATIVE

La méthode de modélisation du transistor à effet de champ que nous avons exposé dans le second chapitre permet, et c'est là une de ses originalités, de tenir compte du courant grille ; elle doit donc pouvoir être adaptée assez facilement à la description du phénomène de résistance négative que nous venons de décrire. Dans ce but, comme nous l'avons déjà un peu étudié au chapitre 2, il suffit de prendre en compte dans le calcul du courant grille l'échauffement progressif de l'électron lorsqu'il se déplace de la source vers le drain, comme l'a déjà fait pour d'autres types de composants M. MOUIS [3], [4].

4.3.1 DETERMINATION DU COURANT DRAIN EN REGIME D'ELECTRONS CHAUDS

Considérons pour se faire l'expression analytique que nous avons établi pour déterminer I_G :

$$I_G = q \cdot N_C \cdot \mu \cdot W \cdot L_G \cdot \frac{q \cdot N_S}{\epsilon_R} \cdot \exp \left[- \frac{\left[\Delta E_c - E_{fp}(N_S) + \frac{q \cdot N_S \cdot a_o(N_S)}{2 \cdot \epsilon_R} \right]}{kT} \right]$$

On remarque qu'elle fait intervenir deux paramètres susceptibles de varier lorsque les électrons deviennent chauds, d'une part la température intervenant dans le terme exponentiel et d'autre part le niveau de Fermi $E_{fp}(N_S)$. Ce sont donc les évolutions en fonction de l'énergie des électrons de ces deux grandeurs que nous allons essayé successivement de décrire.

Dans toutes les études précédentes, le calcul de I_G a été fait à la température ambiante ($T = T_0$) en négligeant l'effet lié à l'augmentation de l'énergie électronique. Lorsque, comme c'est le cas pour le MISFET à tension de grille élevée, le courant grille croît et détermine de façon importante la forme des caractéristiques et les valeurs des paramètres dynamiques, cette approximation ne peut plus être effectuée. Sachant qu'en tout point du canal, l'énergie moyenne ϵ des électrons est connue, il suffit, pour prendre en compte l'échauffement des électrons dans le calcul de I_G , de connaître comment varie la température T intervenant dans la relation (4.1) en fonction de ϵ .

Malheureusement, la détermination de la fonction $T(\epsilon)$ est loin d'être triviale. On peut se demander d'abord dans quelle mesure en régime d'électrons chauds, c'est-à-dire en régime hors d'équilibre, cette température a un sens. C'est en effet celle que nous utilisons pour déterminer, suivant un axe perpendiculaire au plan de la grille et donc dans une "tranche" du transistor, la concentration électronique en tout point de la couche de GaAlAs à partir de la relation de Fermi Dirac. L'introduction dans cette relation, qui n'est rigoureusement valable qu'à l'équilibre, d'une température T différente de celle du réseau T_0 ne peut être qu'un "artefact" qui ne pourra donner qu'une description approchée de la réalité physique. Mais, même en admettant cette approximation, T ne peut être définie que comme une température équivalente des électrons correspondant au degré de liberté suivant un axe perpendiculaire à la grille. Une méthode de détermination de T souvent utilisée mais non rigoureuse lorsque l'on utilise la fonction de

distribution de Fermi Dirac est d'essayer de relier T à l'énergie cinétique transversale ϵ_{cy} suivant l'axe Oy par la relation classique :

$$T = 2. \frac{\epsilon_{cy}}{k}$$

Malheureusement, la détermination de ϵ_{cy} présente à son tour des difficultés extrêmement sérieuses dans la mesure où le gaz d'électrons étudié est à deux dimensions et où l'énergie ϵ_{cy} est théoriquement égale à zéro. Certes, lorsque les électrons deviennent chauds sous l'effet de la tension drain, il peut y avoir passage progressif de l'espace des vecteurs d'onde à 2 D à un espace à 3 D et de ce fait, l'énergie ϵ_{cy} peut sans doute progressivement augmenter. Néanmoins, ces considérations montrent à quel point il est ardu, même en utilisant des méthodes microscopiques telles que celle de Monte Carlo, de déterminer dans la mesure où elle a un sens la fonction $T(\epsilon)$. Devant cette difficulté, nous nous sommes limités à une description approchée de la réalité physique en admettant à priori l'existence de la fonction $T(\epsilon)$ (ce qui n'est certainement pas parfaitement rigoureux). Nous avons par ailleurs admis que, dans l'état actuel des théories des gaz 2 D, il était un peu illusoire d'essayer de calculer cette fonction et que seule la confrontation avec l'expérience devait permettre une détermination progressive de l'évolution de la température transversale des électrons en fonction de leur énergie moyenne.

Cependant, afin de faciliter cette détermination expérimentale de $T(\epsilon)$, nous avons mis cette fonction sous la forme analytique suivante :¹

$$\text{pour } \epsilon < \epsilon_L \quad T_e = T_o \cdot \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_o} \right]^{n1} \quad (4.2)$$

$$\text{pour } \epsilon > \epsilon_L \quad T_e = T_o \cdot \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_L} \right]^{n2} \cdot \left[\frac{\epsilon_L}{\epsilon_o} \right]^{n1}$$

¹ Le choix de cette expression de T a été effectué parce qu'elle permettait de décrire assez facilement, dans le cas d'un gaz 3 D, l'évolution de sa température transversale en fonction de son énergie moyenne.

De cette façon, lors de la confrontation entre la théorie et l'expérience, il suffira de choisir les paramètres n_1 , n_2 et ϵ_L de façon à obtenir le meilleur accord entre les résultats théoriques et les données expérimentales. Cependant, compte tenu du nombre relativement élevé des paramètres utilisés, cette façon de faire peut paraître un peu arbitraire et un éventuel accord, qui pourrait être obtenu entre la théorie et l'expérience, peu probant. A ce stade, il paraît donc important de souligner que les informations expérimentales fournies à partir d'une caractérisation complète du composant sont particulièrement importantes. En relevant les variations du courant grille, non seulement en fonction de la tension grille V_{GS} mais aussi de la tension drain V_{DS} , il doit être possible d'effectuer en quelque sorte une spectroscopie en énergie des électrons formant le gaz 2 D au fur et à mesure qu'il s'échauffe sous l'effet de la tension drain. Par ailleurs, compte tenu de l'ampleur des données expérimentales, nous pensons au contraire qu'un accord entre les résultats de caractérisation et les calculs théoriques obtenus dans tout le domaine des tensions drains et grille devrait certainement être significatif de la validité d'une part de l'étude théorique effectuée et d'autre part de la détermination par la méthode proposée de la fonction $T(\epsilon)$.

Si l'on veut maintenant exploiter la relation 4.1 permettant le calcul du courant grille, il faut également calculer l'évolution du niveau de Fermi dans le gaz 2 D en fonction de la température $T(\epsilon)$. Cette détermination ne pose aucun problème en utilisant le logiciel 2Dz décrit dans le chapitre 2 ; néanmoins, elle se fait par un programme numérique assez lourd et coûteux en temps calcul. Bien évidemment, un tel procédé ne peut être utilisé dans la modélisation pratique du composant puisque le calcul de $E_{fp}(T(\epsilon))$ doit être fait pour chaque point de la caractéristique (il en faut une centaine pour obtenir une évolution correcte de la fonction $I_D(V_{DS})$) dans chaque tranche du composant (il y en a également une centaine à étudier suivant l'axe source drain !). La méthode employée doit donc être très rapide et nous utiliserons pour se faire une hypothèse simplificatrice en admettant que l'évolution de l'énergie des différentes sous bandes E_0, E_1, \dots en fonction de N_S ne dépend pas de la température. Cette approximation semble bien justifiée, comme le montre les résultats de la fig 4.2 où

nous avons représenté à une température de 77 °K l'évolution du niveau de Fermi E_{fp} en fonction de N_S :

- d'une part à partir de la méthode exacte (logiciel 2Dz),
- d'autre part à partir des niveaux d'énergie des sous-bandes déterminés à la température ambiante (équations 2.5 et 2.6) et en admettant qu'ils n'évoluent pas en fonction de la température.

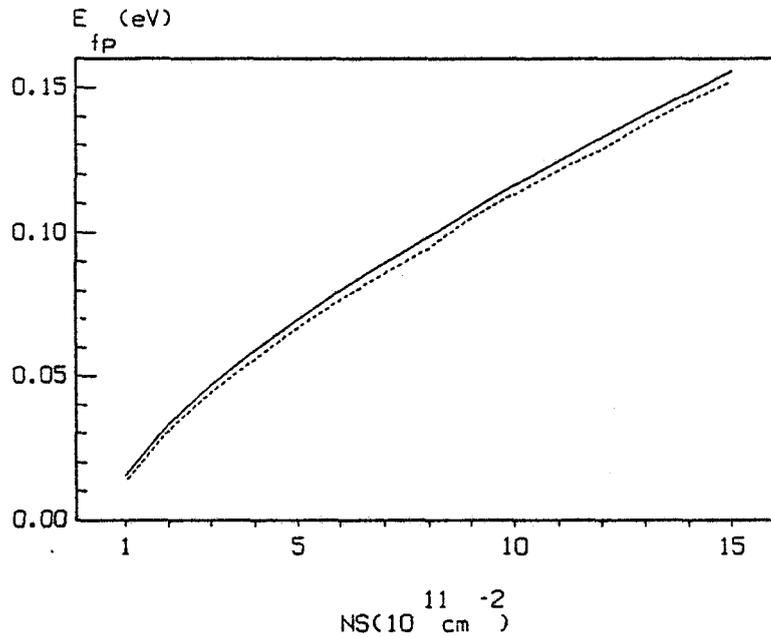


Figure 4.2

Evolution du niveau de Fermi, à une température de 77 K, du niveau de Fermi dans le puits de potentiel E_{fp} en fonction de la densité électronique du gaz 2 D (N_S).

Trait plein : $E_{fp}(N_S)$ calculé par le logiciel 2Dz (cf. chap. 2)

Traits pointillés : $E_{fp}(N_S)$ en considérant que l'énergie des sous bandes est indépendante de la température (équation 2.6).

Dans ces conditions, pourvu que N_S soit connu, l'énergie des sous bandes est fixée, et un calcul très simple permet pour une température $T(\epsilon)$ donnée la détermination de E_{fp} . Bien entendu, plus la température est élevée, plus il faudra abaisser le niveau de Fermi pour obtenir la même valeur de N_S . Compte tenu de ce résultat, et nous l'avons déjà remarqué dans le chapitre 3, le courant de grille calculé en tenant compte de la modification du niveau de Fermi en fonction de la température sera plus faible que celui calculé en admettant qu'il est indépendant de T .

4.3.2 APPLICATION DU PROCÉDE DANS LE LOGICIEL COMPLET : EXEMPLES DE RESULTATS OBTENUS

Le procédé de calcul de I_G étant fixé, nous pouvons maintenant tenir compte de l'échauffement des électrons dans le logiciel complet ASD et ceci, d'autant plus facilement que la détermination de I_G se fait à partir d'une relation où tous les éléments peuvent se calculer sous une forme pratiquement analytique.

Un exemple de résultats obtenus avec le logiciel ASD ainsi modifié est donné sur les figures 4.3 et 4.4 où nous avons représenté, pour un MISFET de structures assez voisines de celles réalisées au LEP, l'évolution théorique en fonction de V_{DS} , pour deux gammes de variation de la tension grille, des trois courants caractéristiques du transistor: le courant drain I_D , le courant source I_S et enfin le courant grille I_G . De façon générale, on remarque que les résultats obtenus sont proches de ceux que l'on pouvait prévoir à partir de la description qualitative des phénomènes effectués au début de ce chapitre. Ils présentent, par ailleurs, comme nous aurons l'occasion de l'étudier plus en détail, une similitude assez frappante avec les résultats expérimentaux (fig. 3.26) décrits dans le chapitre 3. On note par ailleurs qu'à tension de grille élevée, le phénomène de résistance négative prend une ampleur particulièrement importante. Il en résulte, comme le montre la figure 4.5, une modification complète des paramètres dynamiques du composant et l'on peut noter que la transconductance du composant change de signe lorsque la tension grille est supérieure à 2.8 Volts et devient largement négative pour des tensions plus élevées.

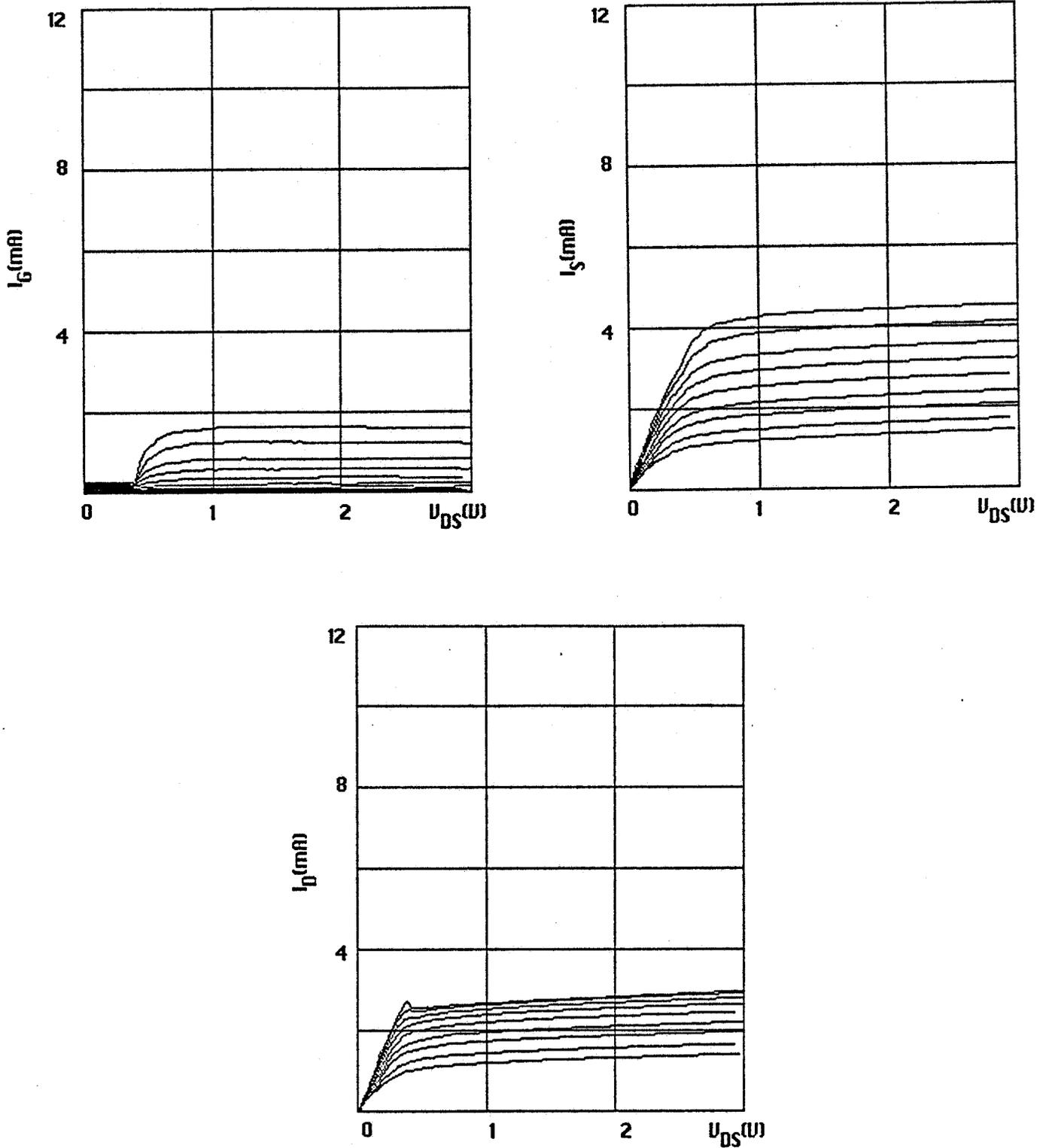


Figure 4.3

Evolution du courant grille, du courant drain et du courant source en fonction de V_{DS} et pour des tensions de grille V_{GS} comprises entre 2 Volts et 2.8 Volts.

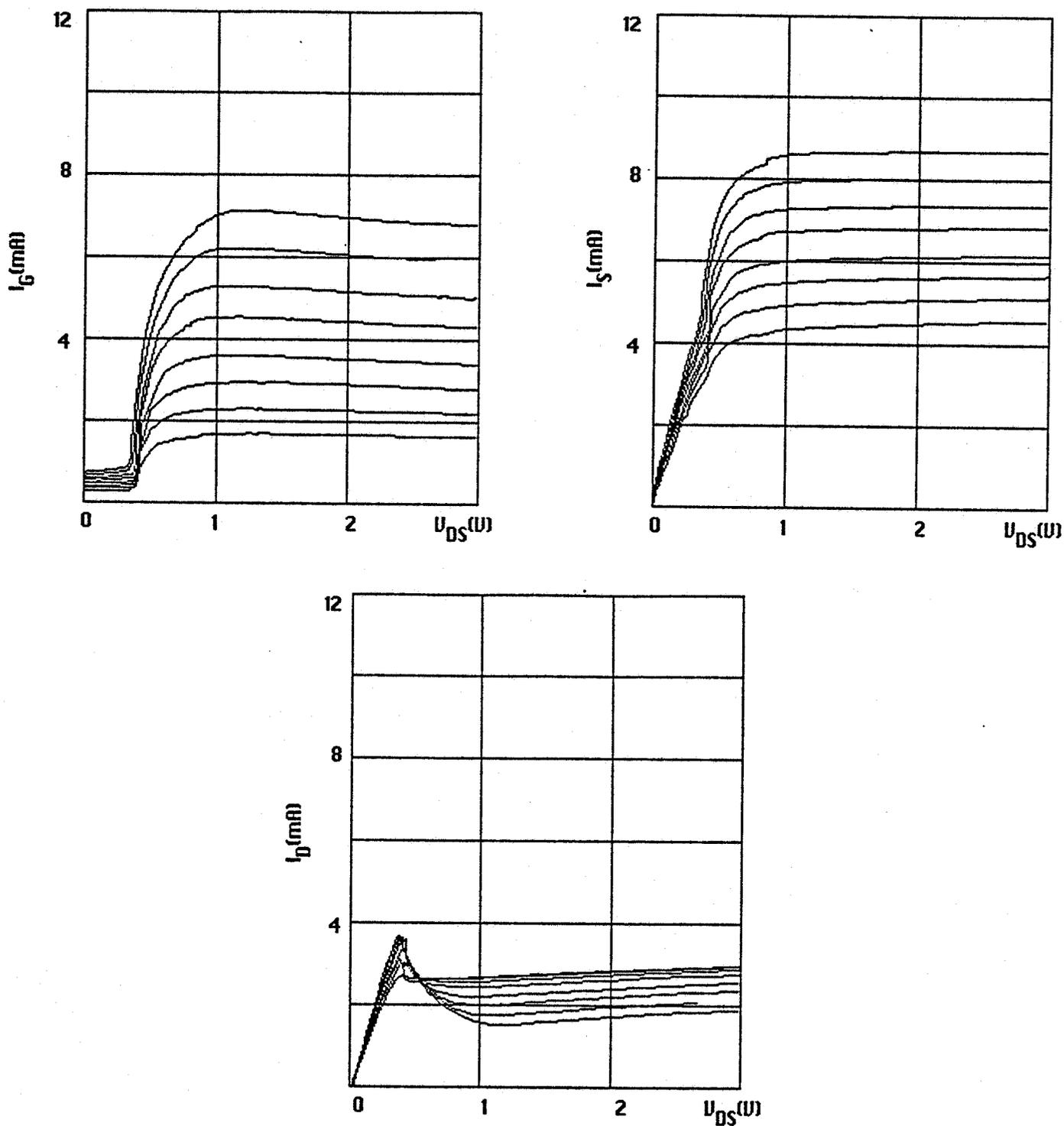


Figure 4.4

Evolution du courant grille, du courant drain et du courant source en fonction de V_{DS} et pour des tensions de grille V_{GS} comprises entre 2.8 Volts et 3.5 Volts. Notons que, dans cette gamme de tension de grille, plus V_{GS} est important plus le courant de drain de saturation est faible ; la transconductance est donc, dans ce cas, négative.

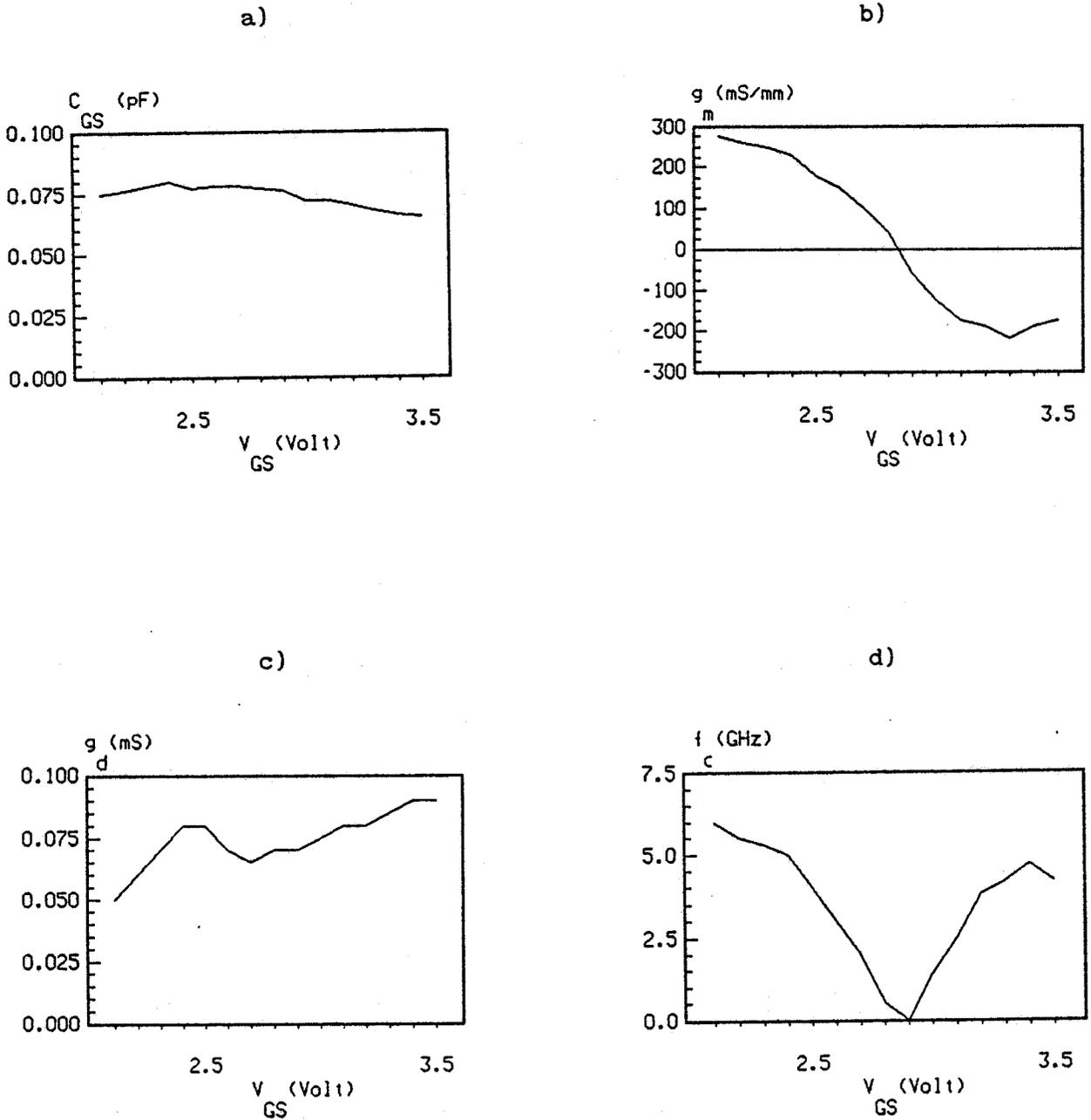


Figure 4.5

Evolution théorique des différents paramètres caractéristiques du MISFET représenté également fig. 4.3 et 4.4.

- a) capacité grille source fonction de la tension grille source (V_{GS}),
- b) transconductance fonction de V_{GS} ,
- c) conductance de sortie fonction de V_{GS} ,
- d) fréquence de coupure fonction de V_{GS} .

4.4 COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.4.1 CONFRONTATION AVEC LA THEORIE

Il paraît bien sûr intéressant de comparer les résultats obtenus avec le modèle que nous venons de décrire à ceux obtenus sur les composants MISFETs réalisés au LEP.

Nous étudierons dans ce but les composants de la première série et plus particulièrement le composant n° 121 qui présente, d'une part un courant grille à faible tension grille source peu élevée et qui, d'autre part, possède des caractéristiques électriques proches des valeurs moyennes obtenues sur l'ensemble des composants de la série. Pour ce composant, nous avons donc relevé expérimentalement l'évolution à la température ambiante du courant grille source en fonction de la tension drain source et pour différentes valeurs de la tension grille, les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.6. Nous avons ensuite essayé, à partir de notre logiciel (modifié pour tenir compte de l'échauffement des électrons), d'obtenir le meilleur accord entre la théorie et l'expérience en choisissant convenablement les paramètres ajustables (ϵ_L , n_1 , n_2) intervenant dans l'expression de $T(\epsilon)$ (relation 4.1). Après de nombreuses itérations, nous avons obtenu progressivement les valeurs les plus adaptées de ces trois paramètres, soient :

$$\epsilon_L = 0.09 \text{ eV} , \quad n_1 = 0.05 , \quad n_2 = 0.35 \quad (4.3)$$

et nous avons reporté sur la figure 4.6 les résultats théoriques correspondants obtenus dans la détermination de l'évolution du courant grille avec la tension drain et source. On peut remarquer que, dans toute la gamme des tensions drain et grille utilisée, l'accord obtenu est excellent. Il est alors possible de déterminer les caractéristiques complètes du composant : évolution du courant drain en fonction de V_{DS} pour différentes tensions grille représentées sur la fig 4.7, paramètres dynamiques (g_m , C_{GS} , g_d , f_c) reportés sur la fig 4.8 et de les comparer sur les mêmes figures aux résultats expérimentaux. Ici encore, on note que les résultats théoriques sont très voisins des données expérimentales.

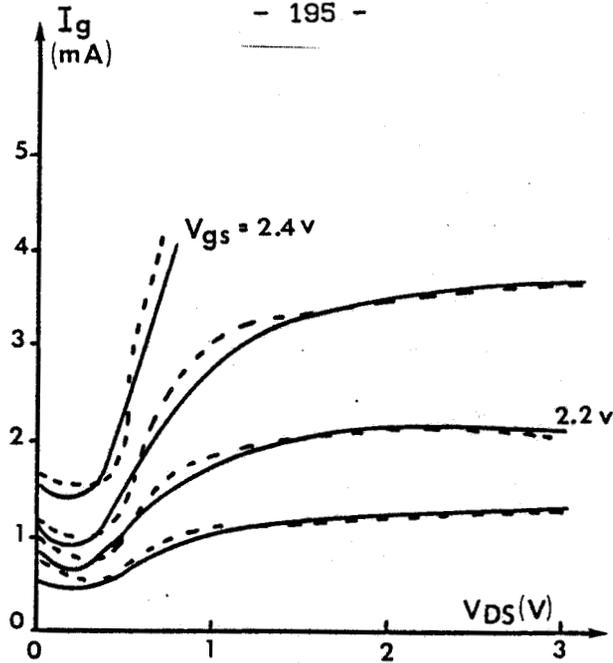


Figure 4.6

Evolution du courant de grille en fonction de V_{DS} pour différents V_{GS} (MISFET numéro 121).

Trait plein : caractéristique expérimentale

Traits pointillés : caractéristique théorique

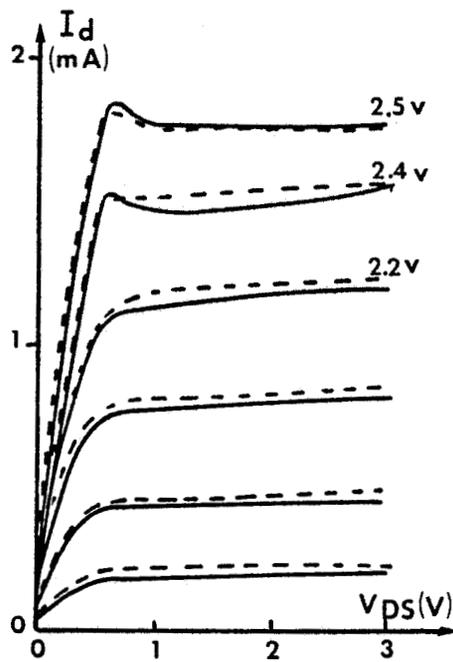


Figure 4.7

Evolution du courant drain en fonction de V_{DS} , pour différents V_{GS} (MISFET numéro 121).

Trait plein : caractéristique expérimentale

Traits pointillés : caractéristique théorique

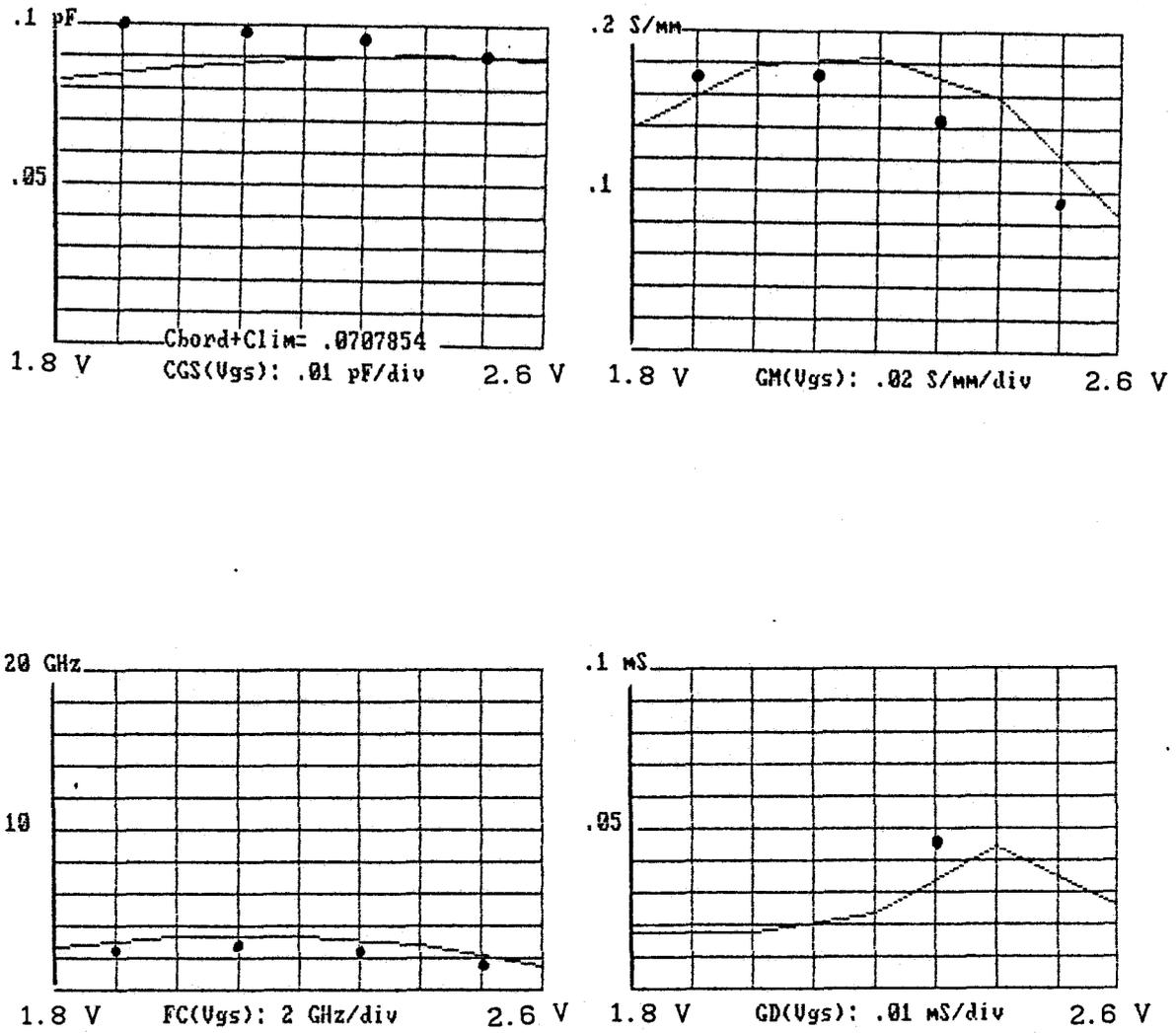


Figure 4.8

Paramètres dynamiques caractéristiques expérimentaux du MISFET No. 121 (points) et théoriques (trait plein).

a)

b)

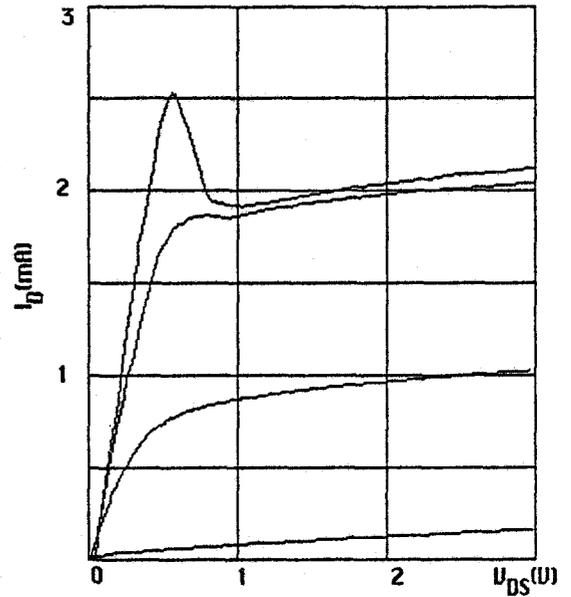
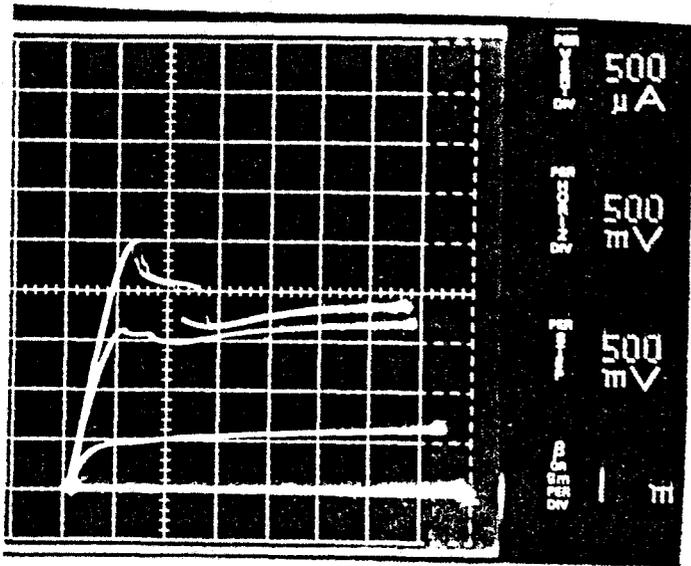


Figure 4.9

a) caractéristique $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ expérimentale d'un MISFET de la deuxième série ($W = 10 \mu\text{m}$, $L_G = 1.45 \mu\text{m}$),

b) caractéristique théorique.

$1 \text{ V} \leq V_{GS} \leq 2.5 \text{ V}$ par pas de 0.5 V .

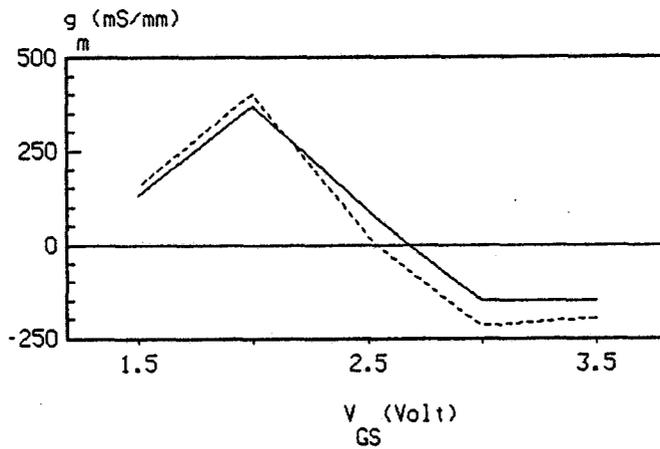


Figure 4.10

Evolution théorique (traits pointillés) et expérimentale (trait plein) de la transconductance en fonction de V_{GS} pour un MISFET de la deuxième série.

Etudions maintenant les composants de la deuxième série où il nous a été possible, en augmentant plus largement la tension grille source, d'observer des phénomènes de résistance négative plus importants. Utilisant toujours, pour les paramètres intervenant dans l'équation 4.1, les valeurs numériques définies relation 4.3, nous avons déterminé les caractéristiques théoriques d'un des composants les plus significatifs de la série n° 2 et nous les avons ici encore comparées aux résultats de l'expérience. Cette comparaison est effectuée sur la figure 4.9 où l'on peut noter que l'accord obtenu est d'autant plus significatif qu'aucun paramètre ajustable n'a été cette fois-ci utilisé. On peut simplement remarquer que les caractéristiques expérimentales présentent un certain nombre de petites discontinuités successives qui n'apparaissent pas dans les courbes théoriques et l'interprétation de ce phénomène additionnel est en cours. Sur la figure 4.10, nous avons étudié l'évolution à la fois théorique et expérimentale de la transconductance calculée ou observée pour le même type de composant ; on remarque que les résultats obtenus sont très voisins et que l'on observe aussi bien théoriquement qu'expérimentalement une transconductance qui diminue très rapidement pour des tensions de grille de l'ordre de 2 Volts et qui prend ensuite des valeurs notablement négatives.



4.4.2 DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS

Le bon accord observé entre la théorie et l'expérience plaide fortement en faveur de la description qualitative puis quantitative que nous avons donné des mécanismes physiques produisant le phénomène de résistance négative. Il paraît donc intéressant de discuter maintenant des informations que l'étude expérimentale des composants MISFETs a permis de recueillir.

Tout d'abord, on peut essayer de raisonner de façon très approchée en remarquant que l'augmentation du courant grille, provoqué par l'échauffement des électrons, se produit pratiquement toujours pour une tension drain de l'ordre de 0.9 Volt et cette valeur observée n'est finalement pas étonnante lorsque l'on étudie des MISFETs GaAlAs / GaAs. En effet, pour ce type d'hétéroépitaxie, la valeur de ΔE_c maximale utilisable est de l'ordre de 0.3 eV et cette valeur de 0.3 eV correspond

donc aussi à l'énergie qu'il faut procurer aux électrons pour leur permettre de transférer dans le GaAlAs. Si l'on admet que cette énergie doit être fournie par la tension drain source, la valeur minimale de la tension permettant d'obtenir le transfert peut facilement se calculer. Dans le cas très simple où l'on néglige les collisions inélastiques et où l'on admet l'équipartition de l'énergie, il faut appliquer une tension supérieure à $3.\Delta E_C$ (0.9 volt) c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de la tension observée expérimentalement.

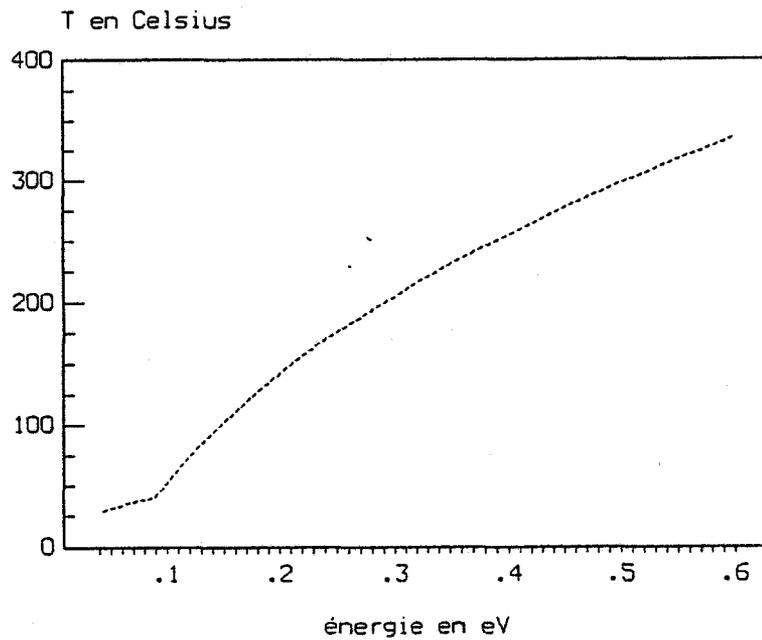


Figure 4.11

Evolution de la température transverse en fonction de l'énergie des porteurs (relation 4.2 et 4.3)

Le raisonnement effectué est bien sûr très sommaire, mais il faut noter que l'expérience nous fournit des informations beaucoup plus détaillées puisque par le procédé que nous avons proposé, nous avons pu déterminer l'évolution de la température transverse des électrons en fonction de leur énergie moyenne ϵ . Les résultats obtenus, compte tenu des valeurs des paramètres utilisés et reportés relation 4.2, sont représentés sur la figure 4.11. On remarque que l'élévation de la

température transverse des électrons, lorsque leur énergie moyenne augmente, est finalement assez faible, nettement moins élevée que celle observée dans le matériau en volume [5] et ce résultat n'est finalement pas étonnant de part le fait que les électrons dans le GaAs forment un gaz 2 D. Il n'est pas contredit par les travaux de CHEN [6] qui a déterminé récemment (de façon il est vrai assez sommaire) une température électronique transverse de 80 °C, c'est-à-dire plus faible que celle que nous avons obtenue, dans le cas de MISFET de structure voisine et pour des conditions de polarisation assez analogues à celles utilisées dans ce travail.

4.5 PROSPECTION DES APPLICATIONS POSSIBLES DU PHENOMENE DE RESISTANCE

NEGATIVE

4.5.1 INTRODUCTION

A la lumière des résultats théoriques et expérimentaux obtenus, nous nous proposons ici de procéder à une évaluation des possibilités d'utilisation de l'effet de conductance négative présentée par un MISFET ou un SISFET. Compte tenu de l'amplitude particulièrement importante des phénomènes observés, les possibilités d'utilisation sont multiples et nous nous limiterons, dans le cadre de ce travail, aux applications en analogiques en signalant que, compte tenu de la forme présentée par les caractéristiques, comparable à celle obtenue à partir de dispositifs tunnels résonnants, des circuits logiques présentant plusieurs états pourraient également être réalisés. Plus particulièrement dans le domaine des hyperfréquences, nous envisagerons l'utilisation dans des circuits intégrés monolithiques à base de MISFETs ou de SISFETs.

Avant d'étudier en détail les applications possibles, on peut rapidement passer en revue les arguments qui plaident en faveur de l'utilisation de l'effet étudié dans ce chapitre.

En premier lieu, il apparaît que les conductances observées sont particulièrement importantes. L'examen des résultats, tant théoriques qu'expérimentaux reportés dans le début de ce chapitre, montre qu'on

obtient des conductances négatives particulièrement importantes (en module) aussi élevées que 100 mS/mm et ce résultat signifie qu'avec un transistor de largeur de grille de 200 μm , il est possible sans aucun circuit d'adaptation de réaliser un oscillateur débitant directement sur une résistance de 50 ohms ! Contrairement aux résistances négatives présentées par une diode avalanche ou une diode gunn, qui fonctionne à temps de transit, donc fondamentalement dans une bande étroite de fréquence, le mécanisme de production de la conductance négative d'un MISFET est intrinsèquement à très large bande de fréquence. L'effet de transfert spatial des électrons du GaAs au GaAlAs doit être quasi instantané compte tenu des très faibles parcours géométriques nécessaires et par ailleurs, compte tenu des densités de courant très élevées utilisées (de l'ordre de 10^5A/cm^2 , ce qui peut, dans certains cas constituer un inconvénient !), les effets de type capacitifs limitant la bande passante devraient être très réduits. De plus, au stade actuel de l'étude, il apparaît qu'il n'est pas nécessaire de modifier fondamentalement la structure du MISFET pour obtenir des phénomènes de résistances négatives importantes et, de ce fait, on peut penser associer facilement dans le même circuit intégré monolithique des transistors fonctionnant de façon normale sous des tensions grille pas trop élevées à des résistances négatives constituées par le même transistor mais polarisé dans des conditions différentes, en particulier avec des tensions grille plus importantes. Nous allons donc maintenant étudier successivement les différentes possibilités d'utilisation de cette résistance différentielle négative.

4.5.2 LES DIFFERENTES POSSIBILITES D'APPLICATION

Nous distinguerons ici trois grands types d'utilisation dans :

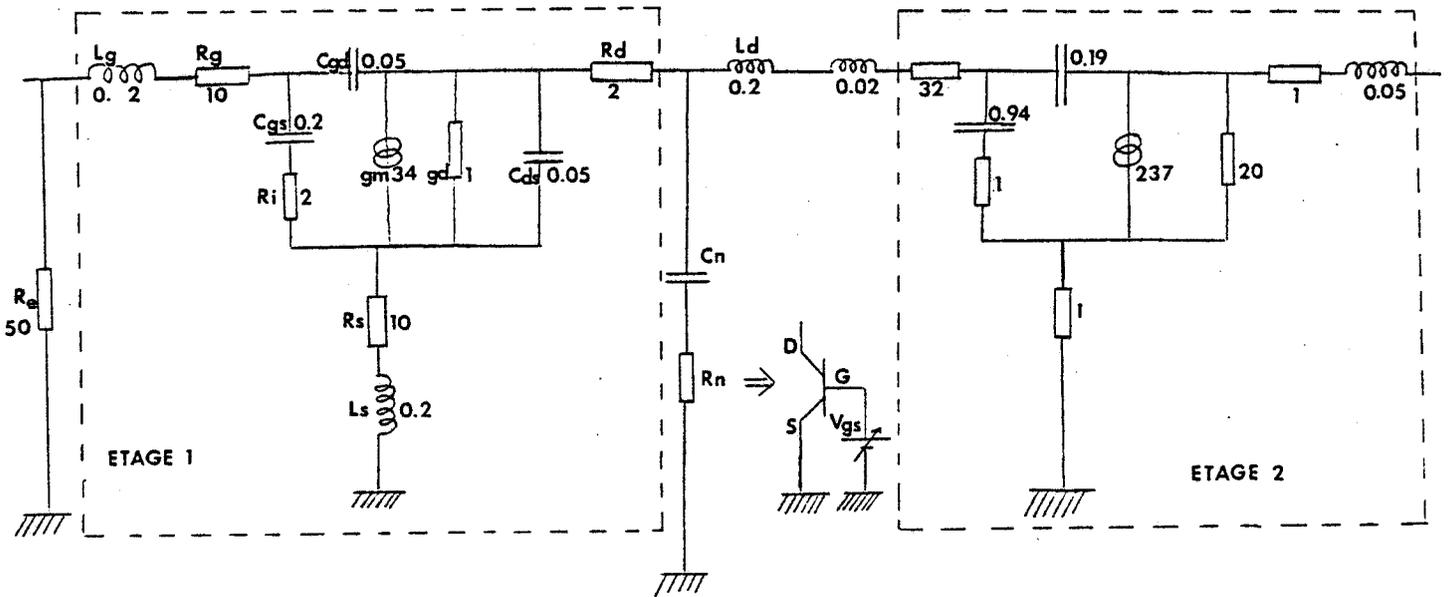
- la production d'oscillation hyperfréquence,
- le renforcement du gain en amplification,
- la compensation des pertes des éléments passifs.

4.5.2.1 PRODUCTION D'OSCILLATION

C'est l'application la plus évidente : la conductance négative obtenue peut compenser les pertes d'un circuit résonnant qui peut ainsi se mettre à osciller et le problème que nous devons nous poser concerne le domaine de fréquence où ce phénomène est utilisable, ainsi que celui de l'évaluation de la puissance de sortie. Remarquons que le dispositif utilisé étant un transistor, la troisième électrode (la grille) peut probablement être utilisée pour moduler soit la fréquence soit l'amplitude du signal de sortie.

4.5.2.2 RENFORCEMENT DU GAIN DANS UN AMPLIFICATEUR

Compte tenu des valeurs élevées obtenues pour le module des conductances négatives, celles-ci peuvent être utilisées, chaque fois que cela est nécessaire, pour augmenter ou diminuer (suivant le montage utilisé), dans un circuit comprenant des éléments actifs, la valeur d'une partie résistive. C'est ainsi que dans un amplificateur, une des limitations du gain d'un transistor est la valeur trop élevée de sa conductance de sortie, or cette valeur peut être fortement diminuée et même annulée en plaçant en parallèle la conductance négative présentée entre source et drain par un MISFET. Les figures 4.12 et 4.13 montrent un exemple pratique d'utilisation de ce procédé pour réaliser, avec deux transistors opérant en amplification et un transistor fonctionnant en résistance négative (cela peut être une partie isolée au niveau de la grille du premier transistor polarisé avec une tension grille différente), un amplificateur large bande cascadable (c'est-à-dire adapté à l'entrée et à la sortie). Dans le cas de cette exemple étudié par F. DANNEVILLE dans le cadre de son stage DEA, on remarque que le gain et aussi dans une large mesure l'adaptation de l'amplificateur sont considérablement augmentés en utilisant le phénomène de résistance négative.



- Capacités: pF
- Inductances: nH
- Résistances: OHMS
- Conductances: mS

Figure 4.12

Schéma électrique d'un amplificateur comprenant trois transistors. Deux transistors opèrent en amplification (TEC no. 1 : $W = 150 \mu\text{m}$, TEC no. 2 : $W = 540 \mu\text{m}$). Entre ces deux transistors nous en avons intercalé un troisième utilisé en résistance négative ($R = -50 \Omega$) afin de renforcer le gain de cet amplificateur.

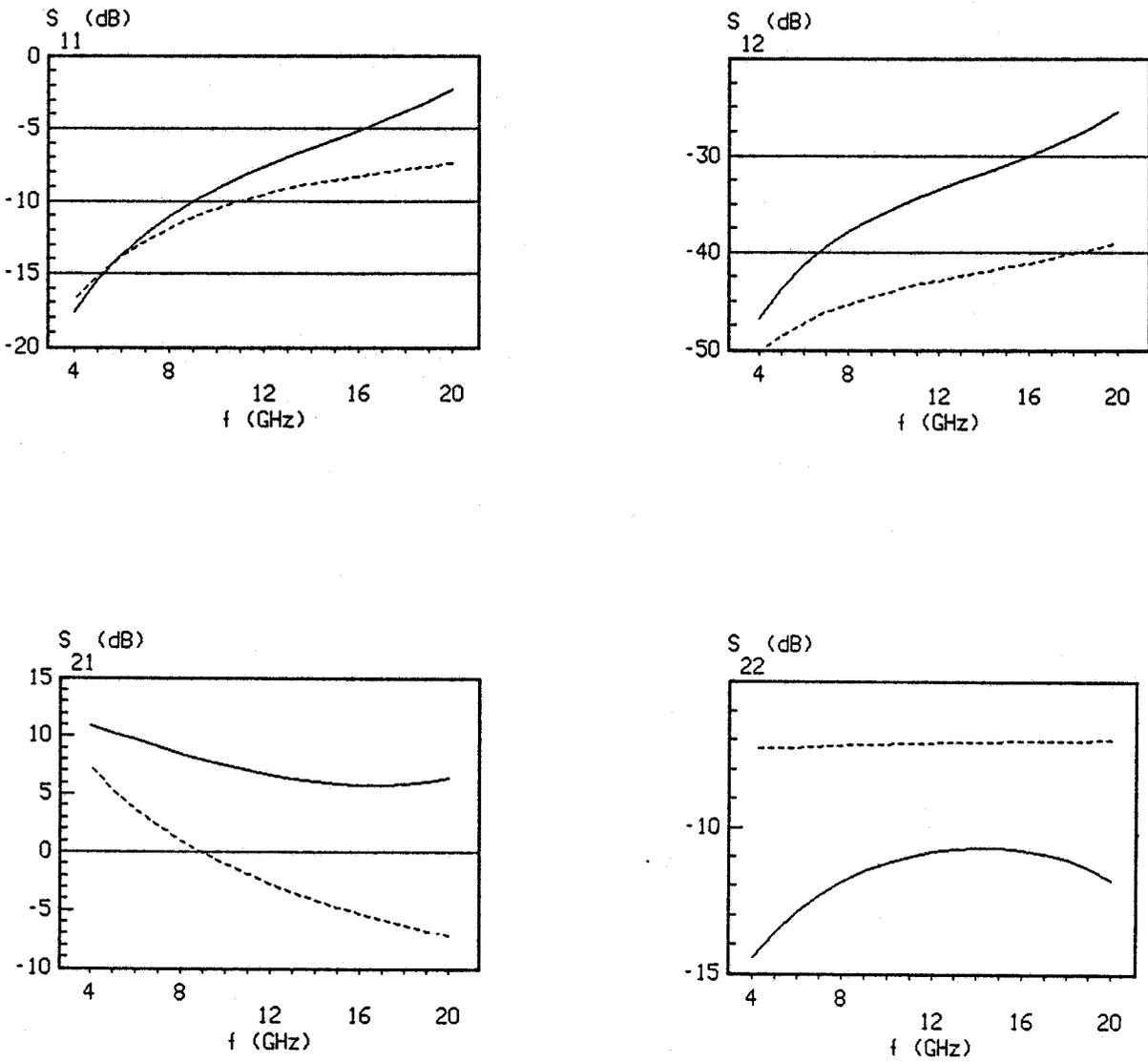


Figure 4.13

Evolution des différents paramètres S ("Scattering"), obtenus par le logiciel TOUCHSTONE, pour l'amplificateur présenté fig. 4.12. Nous avons considéré d'une part l'amplificateur sans résistance négative (courbes en pointillées) et d'autre part l'amplificateur comportant un transistor présentant une résistance négative de -50Ω , en parallèle entre les deux étages de l'amplificateur (traits continus).

4.5.2.3 COMPENSATION DES PERTES DES ÉLÉMENTS PASSIFS

L'un des gros problèmes rencontrés dans le domaine des circuits intégrés monolithiques est le fait qu'il n'est pas possible de réaliser des éléments passifs présentant des coefficients de qualité suffisants ; ceci est lié aux pertes résistives très élevées inhérentes à ce type de technologie. Or, il faut souligner que nous disposons d'un moyen d'annuler ces pertes chaque fois que cela est nécessaire en utilisant la conductance négative du MISFET. Des inductances, des résonateurs, et des filtres de coefficients de qualité très élevés devraient pouvoir être réalisés par ce procédé, pourvu que l'on puisse disposer de conductance de valeur (en module) suffisante fonctionnant dans un domaine de fréquences important sous des tensions hyperfréquences suffisamment élevées.

4.6 DEFINITION DE CRITERES DE QUALITE POUR LE FONCTIONNEMENT A

RESISTANCE NEGATIVE

4.6.1 INTRODUCTION DES CRITERES

Connaissant les applications dont pourrait faire l'objet le phénomène de résistance négative, nous pouvons essayer d'introduire un certain nombre de critères permettant de juger de la qualité des composants dans ce type d'application.

Dans ce but, nous allons considérer des régimes de fonctionnement de complexité croissante en envisageant tout d'abord le cas où la diode est soumise à une tension hyperfréquence négligeable devant la tension continue qui lui est appliquée (régime petit signal). C'est le cas lors du démarrage d'un oscillateur, de l'utilisation d'amplificateur faible bruit donc de très faible puissance, ou encore lorsque les éléments passifs dont on veut compenser les pertes sont placés dans des circuits soumis à de très faibles tensions hyperfréquences. S'il en est ainsi, le critère de qualité le plus important est le module correspondant à cette conductance négative. Plus la largeur de grille d'un MISFET est importante (nous rapporterons tous les résultats au millimètre de

largeur), plus la conductance négative obtenue sera élevée et plus il nous sera possible de compenser des pertes élevées et d'obtenir le déclenchement de l'oscillation avec des résistances de sortie suffisamment faibles. Un autre critère important sera bien sûr la fréquence de coupure de cette résistance négative, et l'idéal serait qu'elle puisse fonctionner dans une plage aussi étendue que possible.

La situation étudiée correspondant au régime petit signal constitue pour de nombreuses applications un cas limite. Très vite, l'amplitude de la tension hyperfréquence risque d'augmenter et il faut bien entendu que dans la mesure du possible, la conductance négative obtenue reste inchangée et surtout ne change pas de signe. Or, les résultats expérimentaux obtenus nous montrent que, si la dérivée (dI_D/dV_{DS}) présente des valeurs négatives importantes, cette propriété n'est obtenue que dans un intervalle de tension assez faible compris entre deux valeurs limites que nous noterons V_{min} et V_{Max} où le courant électrique vaut respectivement I_{Max} et I_{min} . Dans ces conditions la tension hyperfréquence maximale que l'on peut appliquer au composant tout en restant dans le domaine de résistance négative est égale à $(V_{Max} - V_{min})/2$ et c'est donc cette grandeur qu'il faut rendre aussi élevée que possible. Un calcul simple permet alors d'obtenir la puissance hyperfréquence que l'on peut recueillir en oscillation dans un fonctionnement à tension sinusoïdale en se polarisant en continu au "milieu" de la zone à résistance négative :

$$P_{hyp} = \frac{(V_{Max} - V_{min}) \cdot (I_{Max} - I_{min})}{8} \quad (4.3)$$

et compte tenu du fait que l'intensité et la tension continues de polarisation ont respectivement pour valeur :

$$I_o = \frac{(I_{Max} + I_{min})}{2} \quad \text{et} \quad V_o = \frac{(V_{Max} + V_{min})}{2} \quad (4.4)$$

le rendement hyperfréquence en oscillation est donné par :

$$\eta_{\text{hyp}} = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{I_{\text{Max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{Max}} + I_{\text{min}}} \right] \cdot \left[\frac{V_{\text{Max}} - V_{\text{min}}}{V_{\text{Max}} + V_{\text{min}}} \right] \quad (4.5)$$

et ces relations nous montrent qu'il faut essayer d'obtenir que I_{Max} et V_{Max} soient les plus élevés possible d'une part et que d'autre part I_{min} et V_{min} soient les plus faibles possibles.

Lorsque l'on travaille avec des signaux hyperfréquences correspondant à des puissances de plus en plus élevées, l'excursion de tension autour du point de polarisation va de plus en plus augmenter et inévitablement on va sortir au cours d'une partie plus ou moins longue de la période correspondant à la tension appliquée de la zone à résistance négative. Les caractéristiques présentées par l'évolution du courant drain en dehors de l'intervalle de tension compris entre V_{min} et V_{Max} vont alors intervenir. Généralement, on évite la zone $V < V_{\text{min}}$ où existe une conductance positive importante en augmentant le point de polarisation continue V_0 et c'est l'évolution du courant pour $V > V_{\text{Max}}$ qui va déterminer dans une large mesure les performances obtenues. Le point important est d'essayer d'obtenir que, dans cette région, la conductance soit la plus faible possible (dI_D/dV_{DS} tendant vers zéro) : en effet, il ne faut pas dissiper dans cette conductance une partie importante de la puissance produite entre V_{Max} et V_{min} . Dans ce régime de fonctionnement largement non linéaire, les performances du composant s'obtiennent à partir des relations suivantes :

$$P_{\text{hyp}} = V_0 \cdot I_0 - \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \cdot I(t) \cdot dt \quad (4.6)$$

$$\text{avec} \quad I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) \cdot dt$$

Une exploitation numérique de ces relations montre alors que, dans le cas où pour $V > V_{\text{Max}}$ et pour (dI_D/dV_{DS}) égal à zéro, on peut augmenter très largement la puissance hyperfréquence produite et le rendement correspondant par rapport aux valeurs prévues par les relations 4.3 et 4.5. Il faut cependant noter une diminution dramatique de P_{hyp} dès que

(dI_D/dV_{DS}) devient positif pour $V > V_{Max}$. Ces considérations montrent que les critères de qualité dépendent assez largement du type de fonctionnement envisagé : régime très petit signal, régime linéaire (excursion de tension restant dans la zone à résistance négative) et régime fortement non linéaire. C'est pourquoi nous avons résumé dans le tableau 4.I, suivant le type de fonctionnement, les critères à remplir et indiquer la forme simplifiée de la caractéristique qui pourrait être optimale.

4.6.2 EVALUATION DES MISFET REALISES AU LEP A PARTIR DE CES CRITERES

A ce stade, il paraît intéressant d'essayer d'évaluer dans quelle mesure les composants MISFET que nous avons étudiés expérimentalement correspondent aux critères de qualité que nous venons de définir. Les résultats obtenus avec les composants des deux dernières séries, sur lesquels nous avons particulièrement étudié le phénomène de résistance négative, sont rassemblés dans le tableau 4.II. Pour les composants les plus significatifs, nous avons reporté les valeurs observées expérimentalement pour V_{min} , V_{Max} , I_{Max} , I_{min} (valeurs recalculées pour une largeur de 1 mm), la conductance négative maximale et la valeur estimée de la conductance pour $V > V_{Max}$. A partir des relations 4.3 et 4.5, nous avons pu également calculer le rendement et la puissance hyperfréquence que l'on peut espérer obtenir dans un fonctionnement pas trop non linéaire. Nous avons essayé également de caractériser le fonctionnement largement non linéaire en exploitant numériquement les relations 4.6 en utilisant les caractéristiques expérimentales $I_D(V_{DS})$.

On remarque que les conductances négatives observées sont particulièrement importantes (de l'ordre de 100 mS / mm) et que les excursions de tension possible en régime restant linéaire sont de l'ordre du Volt, les courants maxima pouvant atteindre 200 mA / mm. Ce sont des résultats qui apparaissent assez remarquables compte tenu du fait que ces composants n'ont pas été du tout optimisés pour ce type d'application. Certes, les puissances et les rendements hyperfréquences que l'on peut obtenir en régime d'oscillation apparaissent un peu faibles. S'il semble donc difficile à partir de ce procédé de réaliser des fortes puissances, les valeurs reportées sont suffisantes pour permettre la réalisation d'oscillateurs locaux.

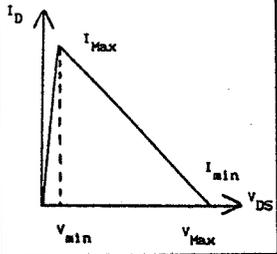
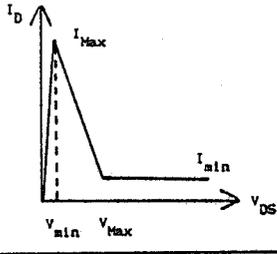
	Fonctionnement très petit signal	Fonctionnement non linéaire	Fonctionnement largement non linéaire
$-\left[\frac{dI_D}{dV_{DS}}\right]$	Maximale	Constante pour $V_{min} < V < V_{Max}$	
f_c fréquence où $\left[\frac{dI_D}{dV_{GS}}\right]=0$	Maximale	Maximale	Maximale
V_{min}		↘	
V_{Max}		↗	
I_{Max}		↗	↗
I_{min}		↘	↘
$\left[\frac{dI_D}{dV_{DS}}\right]_{V>V_{Max}}$			le plus faible possible
Caractéristique Idéale			

Tableau 4.1

Résumé des principaux critères de fonctionnement correspondant aux différents régimes de fonctionnement.

	MISFET DE LA 2 ^{ème} SERIE			MISFET DE LA 3 ^{ème} SERIE			F O N C T I O N N E M E N T L I N E A I R E
L_G (μm)	1.5	1.5	2	1.5	1.5	2	
W (μm)	20	10	20	10	20	20	
I_{Max}^* (mA)	225	220	165	56	33	80	
I_{min}^* (mA)	100	100	75	16	6	15	
$I_{\text{Max}}/I_{\text{min}}$	2.25	2.2	2.2	3.5	5.5	5.3	
V_{Max} (Volt)	1.5	1.5	2	1.7	1.3	2	
V_{min} (Volt)	0.7	0.9	0.8	0.6	0.6	0.8	
$-g_D^*$ (mS)	156	199	75	36	38	54	
P_{Hyp}^* (mW)	12.5	9	13.5	5.5	2.4	9.75	
η_{Hyp} (%)	6	5.5	8	13	12	14	
g_D^* ($V > V_{\text{Max}}$) (mS)	12.5	négligeable	négligeable	négligeable	négligeable	négligeable	N O N L I N E A I R E
P_{hyp}^* (mW)	27 ($V_o=2V$)	47 ($V_o=4V$)	50 ($V_o=4V$)	22 ($V_o=4V$)	12 ($V_o=4V$)	36 ($V_o=4V$)	
η_{hyp} (%)	9.5	10	13.5	24	31	33	
g_d (dans ce régime)	31	10	9.8	3.8	2.04	7	

Tableau 4.II

Valeurs expérimentales relevées sur les MISFETs et correspondant aux différents critères définis dans le paragraphe 4.2 (l'indice * signale que les valeurs obtenues ont été recalculées pour une largeur $W = 1 \text{ mm}$).

Il est particulièrement intéressant d'étudier la tenue en fréquence de ces MISFETs et nous donnons figure 4.14 les premiers résultats obtenus dans le domaine. Nous représentons l'évolution de S_{22} (coefficient de réflexion entre drain et source du MISFET) en fonction de la fréquence. Pour des transistors ayant de très faibles largeurs de grille comme celui étudié ici, S_{22} est pratiquement proportionnel à la conductance. Un calcul simple montre que les conductances mesurées à 1 Ghz sont tout à fait comparables à celles mesurées sur les caractéristiques continues ; mais l'on remarque sur la figure 4.14 que la valeur négative de S_{22} et donc de la conductance diminue ensuite et passe par zéro pour une fréquence de 10 Ghz. Ce résultat peut paraître légèrement décevant ; mais il faut noter que les boîtiers utilisés pour caractériser le composant ne sont pas bien adaptés à l'étude de transistors d'aussi faibles largeurs et surtout que la fréquence extrinsèque de coupure en courant de ces composants n'est que de quelques Ghz : il apparaît donc que le phénomène de résistance négative se produit dans une bande de fréquence plus importante que celle du transistor fonctionnant de "façon normale".

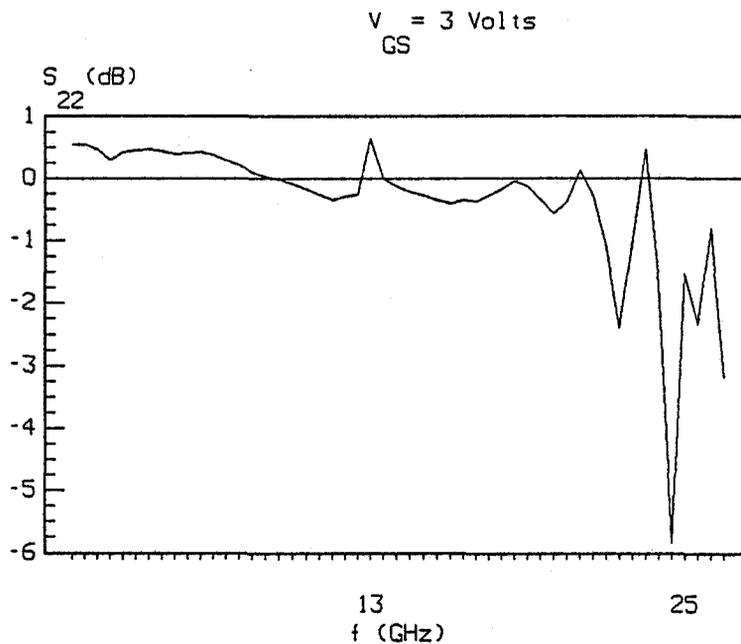


Figure 4.14

Evolution du coefficient de réflexion entre drain et source (S_{22}) en fonction de la fréquence pour le MISFET numéro 121.

4.7 PREMIER ESSAI DE DEFINITION DE STRUCTURES PLUS OPTIMALES

Pour essayer de définir les paramètres électriques ou géométriques de la structure optimale, il est nécessaire de rappeler les résultats de l'étude très qualitative du phénomène de résistance négative qui a été décrite au paragraphe 4.2. Pour obtenir un effet d'ampleur suffisante, il est nécessaire que la tension de saturation du transistor soit inférieure à la tension V_{DSi} au-delà de laquelle se produit le phénomène d'augmentation du courant grille d'une part et que d'autre part l'augmentation ΔI_g de ce courant grille soit comparable au courant source à saturation. En se référant à la figure 4.1 et aux figures du tableau 4.I, on peut en première approximation faire les assimilations suivantes :

$$I_{Max} = I_{SM}$$

ou lorsque le courant grille à $V_{DS} = 0$ n'est pas négligeable :

$$I_{Max} = I_{SM} - I_{GS}(V_{DS} = 0) \quad (4.7)$$

$$I_{min} = I_{Max} - \Delta I_g \quad (4.8)$$

$$V_{min} = V_{DSi} \quad (4.9)$$

D'ores et déjà, à partir de la relation 4.8, une remarque importante peut être effectuée : pour satisfaire au critère correspondant à l'obtention d'un courant I_{min} aussi faible que possible, il nous faut obtenir l'égalité entre I_{Max} et ΔI_g . Or, pour remplir cette condition, il faut que l'électrode de grille puisse être traversée sans détérioration par une densité de courant suffisante donnée par la relation :

$$J_G = \frac{I_{SM}}{L_G \cdot W} \quad (4.10)$$

Un calcul numérique simple à partir des valeurs du tableau 4.II montre que J_G est supérieure à 10^4 A / cm² et l'une des conditions nécessaires que devra remplir la structure optimale, ce sera d'utiliser une technologie permettant de supporter sans problème de tels courants grille.

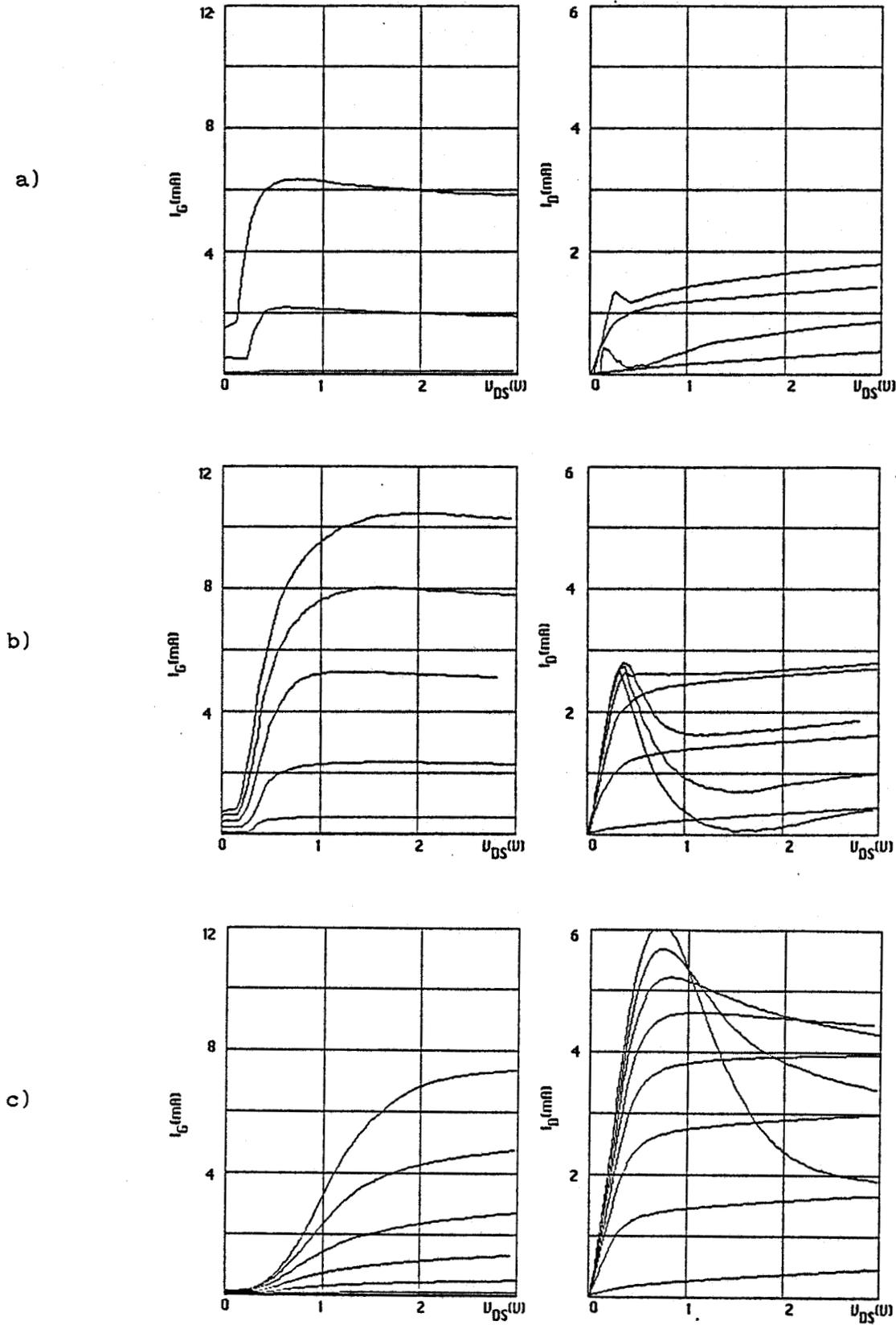


Figure 4.15

Evolution du courant grille et du courant drain pour trois valeurs différentes de ΔE_c :

a) $\Delta E_c = 0.3 \text{ eV}$, $1 \leq V_{GS} \text{ (V)} \leq 2.5$ b) $\Delta E_c = 0.36 \text{ eV}$, $1 \leq V_{GS} \text{ (V)} \leq 4$

c) $\Delta E_c = 0.4 \text{ eV}$, $1 \leq V_{GS} \text{ (V)} \leq 4.5$

Etudions maintenant plus en détail, à la lumière des relations et des simulations numériques, comment doit être réalisée la structure optimale. Nous étudierons, dans ce but, successivement le rôle joué par :

- les caractéristiques de l'épitaxie utilisée,
- la longueur de la grille employée,
- la distance entre le caisson n^+ et le bord de grille,
- les éléments résistifs d'accès.

4.6.1 CARACTERISTIQUES OPTIMALES DE L'EPITAXIE UTILISEE

Ce sont les caractéristiques de l'épitaxie qui vont déterminer de façon essentielle les évolutions du courant grille. Ainsi, lorsque I_G est faible (tension grille et drain peu élevées) c'est la discontinuité ΔE_C de la bande de conduction et donc la composition d'alliage x_{Al} de l'épitaxie GaAlAs utilisée qui va intervenir de façon essentielle : plus ΔE_C est élevé, plus $I_G(V_{DS} = 0)$ sera faible et plus I_{Max} (relation 4.7) risque d'être important et c'est ce qui apparaît très bien dans les résultats du calcul numérique reportés sur la figure 4.15 où, afin de bien cerner les phénomènes, nous avons effectué trois simulations en utilisant successivement trois valeurs différentes de ΔE_C , tous les autres paramètres restant constants et l'on note la croissance importante de I_{Max} lorsque ΔE_C passe de 0.3 eV à 0.4 eV. Un autre phénomène intéressant se produit lorsque l'on augmente ΔE_C ; la croissance de I_G sous l'effet de la tension drain se fait de plus en plus progressivement et il faut utiliser des tensions drain de plus en plus élevées pour obtenir la saturation (à tension grille constante) du courant grille. Ce résultat s'interprète aisément compte tenu du fait que, plus ΔE_C est élevé, plus il faut d'énergie aux électrons (et donc de tension drain pour les échauffer) pour les faire transférer. Il se traduit, lorsque ΔE_C augmente, par un accroissement sensible de l'intervalle de tension où existe une résistance négative et cet effet ne peut être que bénéfique pour toutes les applications envisagées. Remarquons cependant que l'on ne peut utiliser des valeurs trop importantes de ΔE_C puisque, lorsqu'il est trop élevé, le transfert dans

la gamme utilisable des tensions grille et drain devient impossible et il n'y a plus d'augmentation du courant grille et de phénomène de résistance négative. Une valeur de ΔE_C de l'ordre de 0.4 eV semble être l'optimale.

L'examen des résultats reportés sur la figure 4.15 montre qu'au delà d'une certaine tension drain, le courant grille n'augmente plus et se sature. Les électrons sont devenus alors, sous l'effet de la tension V_{DS} , suffisamment chauds pour franchir sans difficulté la discontinuité de potentiel ΔE_C . C'est la couche isolante constituée par la couche de GaAlAs non intentionnellement dopé qui s'oppose alors au passage d'un courant plus élevé et il est évident que si l'on veut augmenter ce courant et donc ΔI_G , il faut utiliser des couches GaAlAs aussi fines que possible. Malheureusement, on est limité dans cette voie par l'existence d'un courant tunnel qui devient très vite trop important et en pratique l'utilisation d'une épaisseur comprise entre 200 et 400 Å semble être un bon compromis.

4.7.2 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE GRILLE

A première vue, il semble intéressant d'utiliser une grille de longueur importante. Compte tenu de la relation 4.10, on doit ainsi pouvoir limiter les valeurs de la densité des courants grille que doit pouvoir supporter sans détérioration cette électrode. Par ailleurs, plus la grille est longue, plus elle doit pouvoir collecter d'électrons et plus ΔI_G risque d'être important. Les résultats de nos simulations numériques reportés sur les figures 4.16 et 4.17 montrent cependant que ce raisonnement qualitatif est erroné. L'examen de la figure 4.16, où nous avons reporté l'évolution de la densité de courant récolté par la grille (nous traitons ici le cas où ce courant grille présente une valeur très importante) en fonction d'une abscisse x repérée suivant l'axe source drain. Quelle que soit la longueur de grille utilisée (entre 0.3 μm et 2 μm), il apparaît que les densités de courant grille obtenues sont toujours du même ordre de grandeur et ne sont importantes qu'au début de la grille (côté source) sur les quelques premiers dixièmes de microns. Ce résultat n'était pas a priori aisé à prévoir dans la mesure où les électrons sont plus chauds du côté drain et peuvent donc

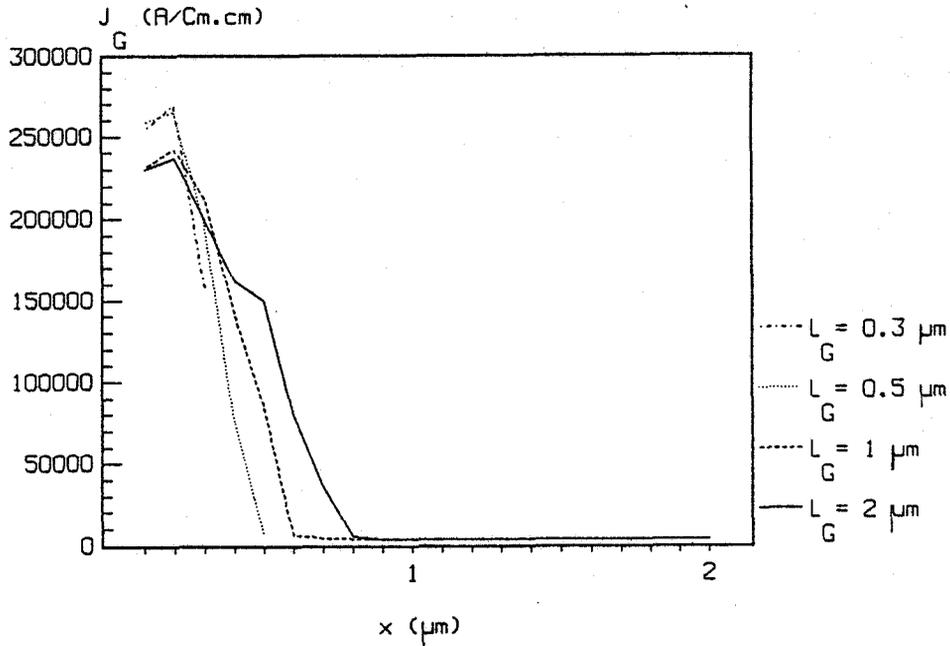
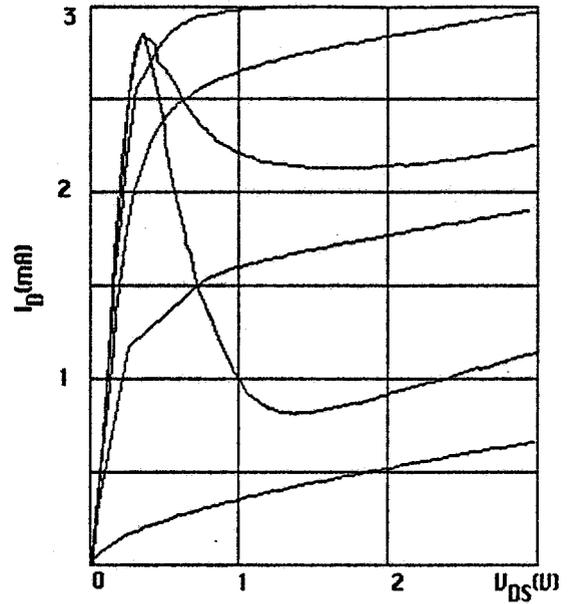
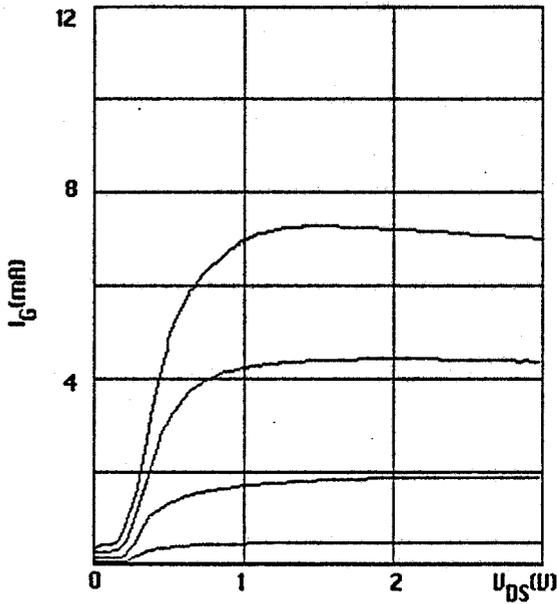


Figure 4.16

Evolution de la densité du courant de grille pour différentes longueurs de grille en fonction de l'abscisse x entre source et drain ($V_{DS} = 1 V$, $V_{GS} = 3.5 V$).

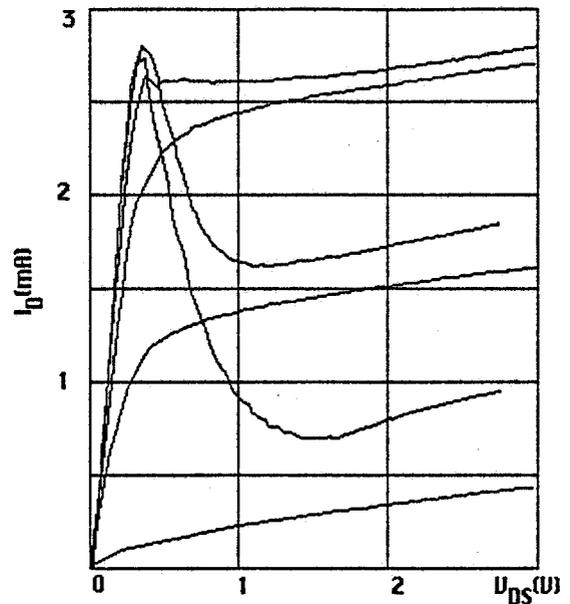
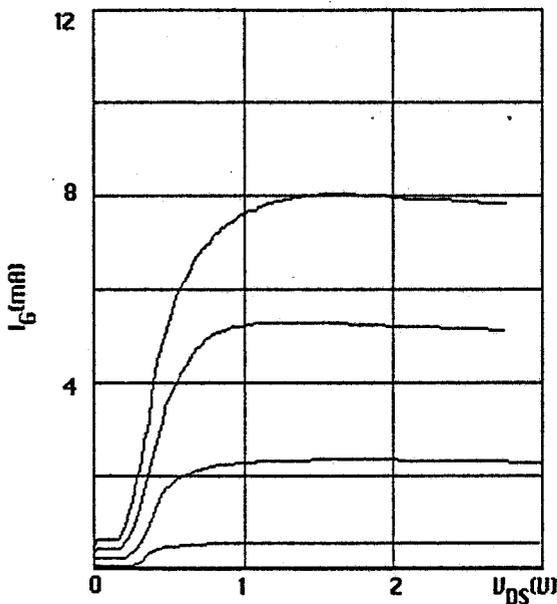
transférer plus facilement, mais il faut remarquer que, de ce côté de la grille, compte tenu de l'existence de la tension drain, la tension grille-canal conducteur n'est pas suffisamment positive pour permettre la collection des électrons par la grille. Il en résulte, en régime d'électrons chauds, lorsque la tension drain est importante, que le courant total grille collecté devient assez largement indépendant de la longueur de grille (comme on peut le remarquer sur la figure 4.17). Au contraire, lorsque V_{DS} est nul, on peut remarquer (fig. 4.17) que le courant grille redevient proportionnel à la longueur L_G et l'existence à faible tension drain d'un courant grille qui devient important lorsque l'on utilise des longueurs de grille trop grandes limite légèrement la valeur du courant I_{Max} et de façon importante l'intervalle de tension où existe le phénomène de résistance négative par rapport aux résultats observés pour des grilles submicroniques (fig. 4.17). Ainsi, il apparaît préférable d'utiliser des grilles pas trop longues, si possible

a)



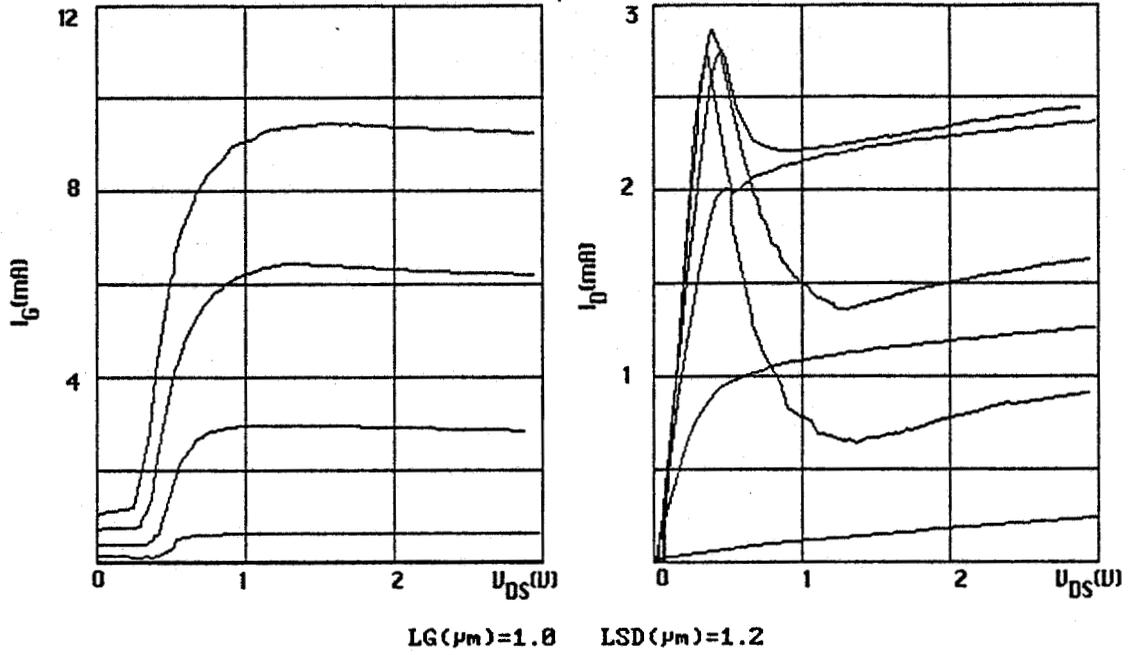
$LG(\mu m) = 0.3$ $LSD(\mu m) = 0.5$

b)



$LG(\mu m) = 0.5$ $LSD(\mu m) = 0.7$

c)



d)

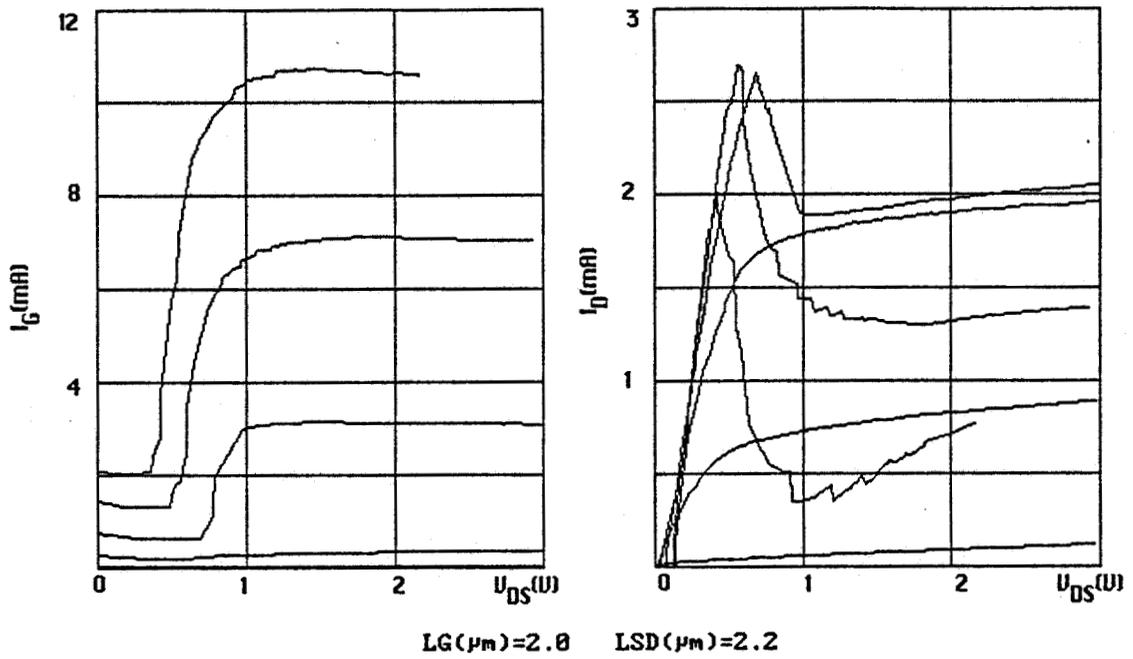


Figure 4.17

Evolution du courant de grille et du courant drain en fonction de V_{DS} et de V_{GS} pour différentes longueurs de grille L_G ($1 \leq V_{GS}(V) \leq 3.5$).

a) $L_G = 0.3 \mu\text{m}$ b) $L_G = 0.5 \mu\text{m}$ c) $L_G = 1 \mu\text{m}$ d) $L_G = 2 \mu\text{m}$

submicroniques, d'autant plus que les capacités associées seront ainsi plus faibles et que la tenue en fréquence devrait pouvoir être améliorée.

4.6.3 ETUDE DU ROLE JOUE PAR LA DISTANCE SEPARANT LE CAISSON N^+ DU BORD DE GRILLE

En utilisant une technologie adaptée, le LEP peut, dans une large mesure, régler à volonté la distance L_{SG} séparant le caisson n^+ correspondant à l'implantation du bord de la grille. Il est donc particulièrement intéressant d'étudier maintenant l'influence de ce paramètre. Les résultats des différentes simulations numériques effectuées en utilisant successivement, tous les autres paramètres restant constants, quatre valeurs différentes de la distance L_{SG} sont illustrés sur la figure 4.18. L'examen de cette figure fait apparaître les points suivants :

- les courants drains observés et donc I_{Max} diminuent légèrement lorsque L_{SG} augmente,

- l'augmentation du courant grille, sous l'effet de la tension de drain, se fait plus progressivement lorsque L_{SG} augmente et ce résultat se traduit par une excursion de tension plus importante en zone de fonctionnement à résistance négative.

Notons que ces deux constatations théoriques sont bien vérifiées par l'expérience : il suffit de comparer les caractéristiques expérimentales reportées sur la figure 4.19 correspondant d'une part à un composant de la seconde série ($L_{SG} = 0.05 \mu m$) et d'autre part à un composant de la seconde série ($L_{SG} = 0.4 \mu m$). Ainsi les résultats obtenus, tant théoriques qu'expérimentaux, montrent que si l'on veut fonctionner à puissance élevée (nécessité d'obtenir des I_{Max} les plus importants possibles), il faut utiliser des distances L_{SG} les plus faibles possibles ; par contre, si l'on veut fonctionner dans une plage étendue de tension de façon aussi linéaire que possible (obtention d'une résistance négative largement indépendante du niveau de la tension hyperfréquence), il est préférable, quitte à perdre en puissance maximale d'utilisation, d'utiliser des distances L_{SG} plus importantes.

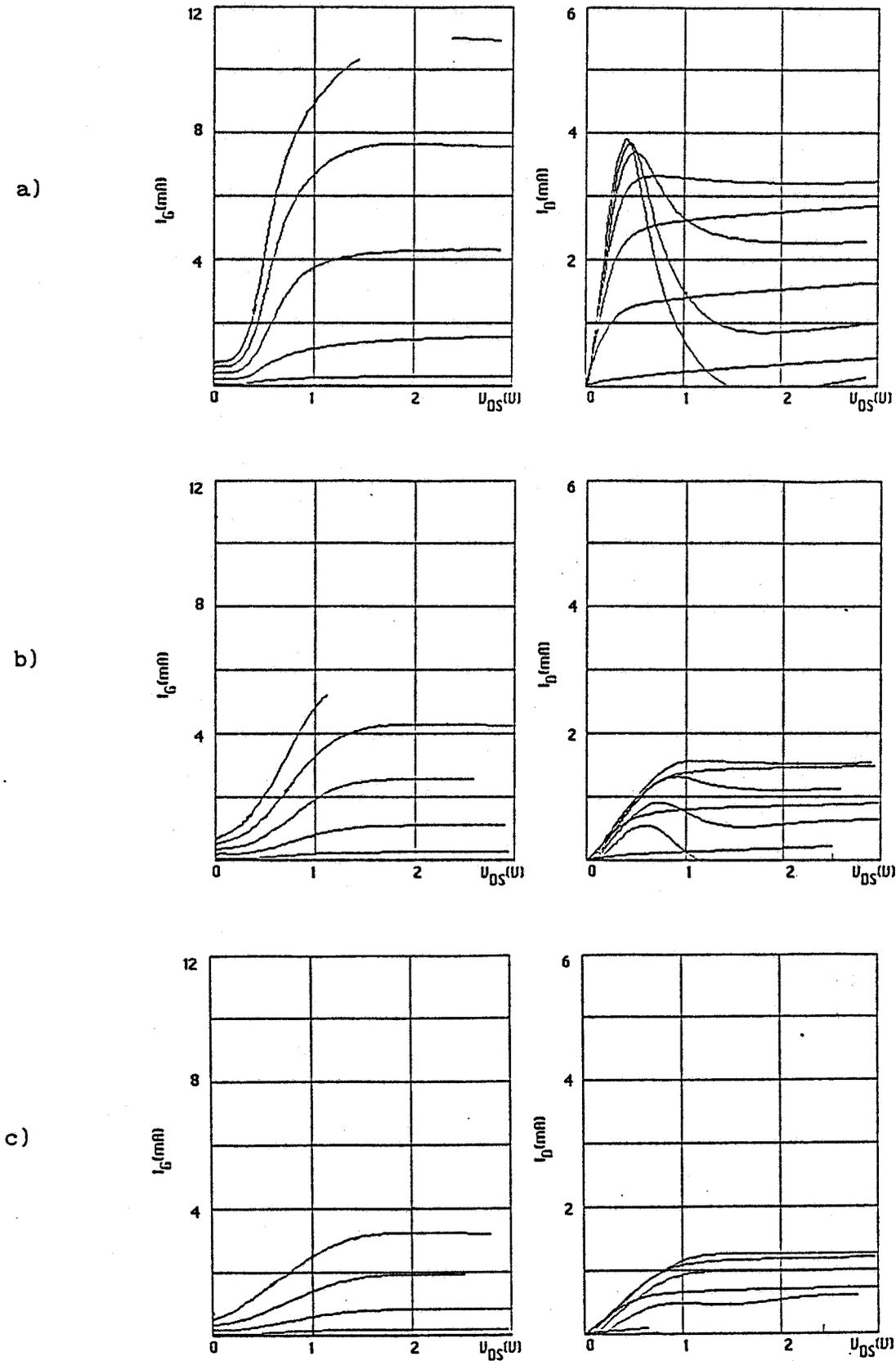


Figure 4.18

$I_G(V_{DS}, V_{GS})$ et $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ pour différentes distances source grille.

a) $L_{SG} = 0.1 \mu\text{m}$ $1 \leq V_{GS}(V) \leq 4$ b) $L_{SG} = 0.3 \mu\text{m}$ $1 \leq V_{GS}(V) \leq 4$

c) $L_{SG} = 0.4 \mu\text{m}$ $1 \leq V_{GS}(V) \leq 3.5$

a)

b)

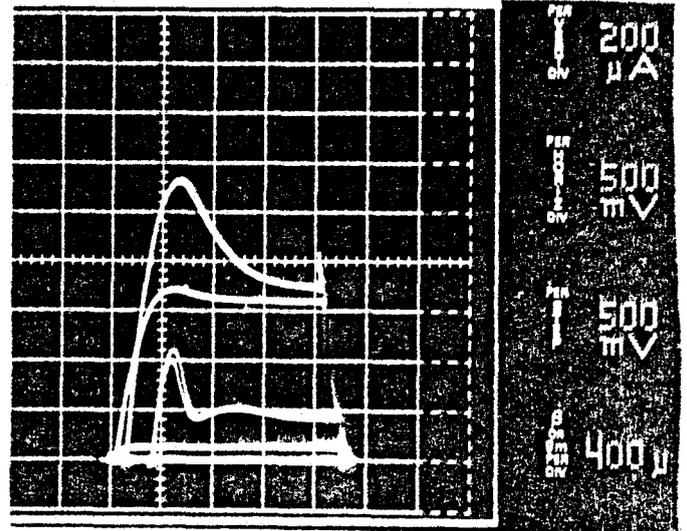
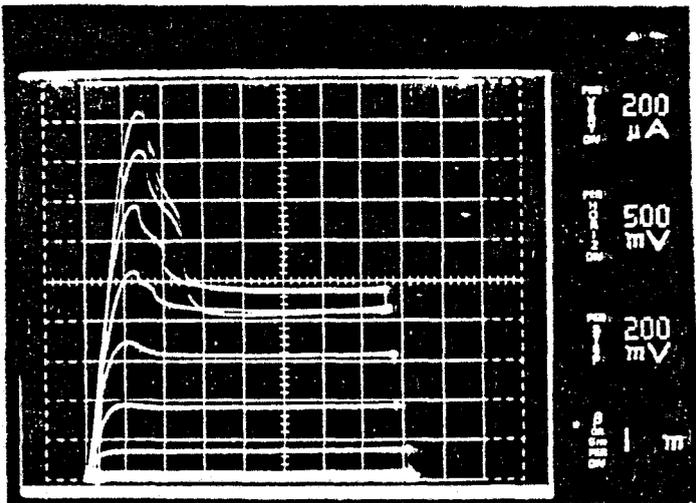


Figure 4.19

a) caractéristique $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ expérimentale pour un MISFET de la deuxième série ($L_{SG} = 0.05 \mu\text{m}$, $W = 20 \mu\text{m}$, $L_G = 1.35 \mu\text{m}$, $1 \leq V_{GS}(V) \leq 3$ par pas de $0.5 V$)

b) caractéristique $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ expérimentale pour un MISFET de la troisième série ($L_{SG} = 0.4 \mu\text{m}$, $W = 10 \mu\text{m}$, $L_G = 1.5 \mu\text{m}$, V_{GS} maximum = $3 V$ par pas de $0.2 V$).

4.6.4 ROLE DES RESISTANCES D'ACCES

L'existence dans un transistor d'éléments résistifs d'accès à la source R_S et au drain R_D se traduit généralement par une augmentation de la tension de saturation du transistor V_{DSat} et l'on peut craindre que la condition :

$$V_{DSat} < V_{DSi}$$

nécessaire à l'obtention d'un phénomène de résistance négative importante (paragraphe 4.2) ne soit plus respectée. Afin de vérifier ce point, nous avons dans un cas typique effectué deux simulations en prenant successivement une valeur nulle pour R_S et R_D puis une valeur

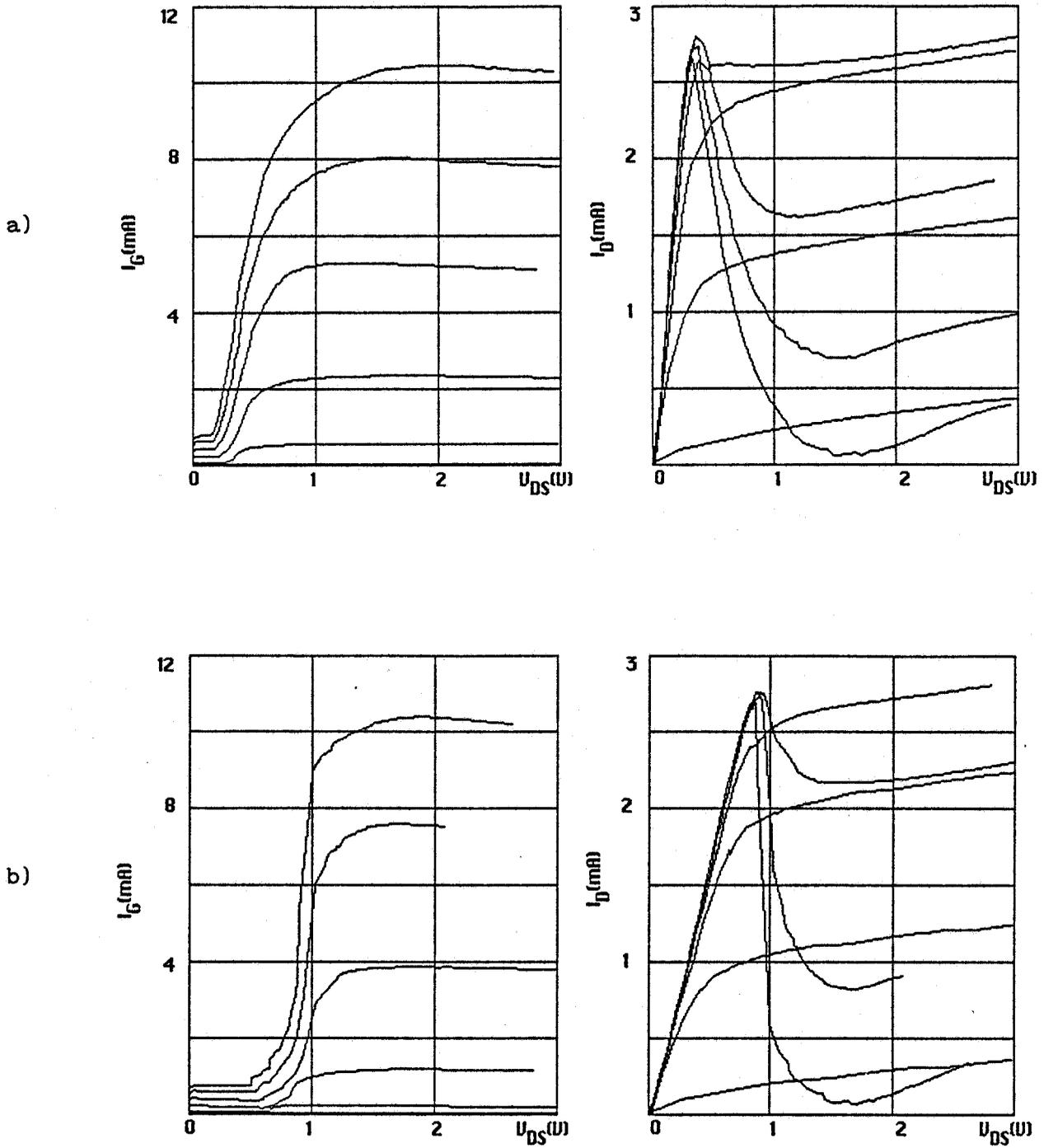


Figure 4.20

Caractéristiques théoriques $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$

a) $R_S = R_D = 0$,

b) $R_S = R_D = 1.5 \Omega / mm$.

relativement élevée compte tenu de ce qui est habituellement réalisé par les bons technologues ($1.5 \Omega / \text{mm}$). Nous constatons sur la figure 4.20 que l'ampleur du phénomène de résistance négative (valeur de I_{Max} et de I_{min}) reste inchangé et ce résultat un peu surprenant s'explique par le fait que, si la tension de saturation du transistor a augmenté, il en est également de même de la tension V_{DSi} au-delà de laquelle se produit l'augmentation du courant grille. Bien entendu, compte tenu de la relation 4.3, l'augmentation de V_{DSi} et donc de V_{min} va se traduire par une diminution du rendement et de la puissance hyperfréquence utilisable et de ce fait, il faudra en pratique ne pas trop augmenter les valeurs de R_{S} et de R_{D} .

4.6.5 CONCLUSION

Au terme de cette étude préliminaire de ce qui pourrait être une structure MISFET optimale pour la "production" de conductance négative, on peut tenter de résumer les résultats obtenus. Le composant "idéal" devrait :

- être élaboré à partir d'une couche semiconductrice isolante de 300 Å d'épaisseur présentant une discontinuité dans la bande conduction de l'ordre de 0.4 eV avec le semiconducteur, à faible largeur de bande interdite, utilisé pour créer le gaz 2 D (d'où le choix des matériaux et des compositions d'alliages),

- utiliser des longueurs de grille submicroniques de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$,

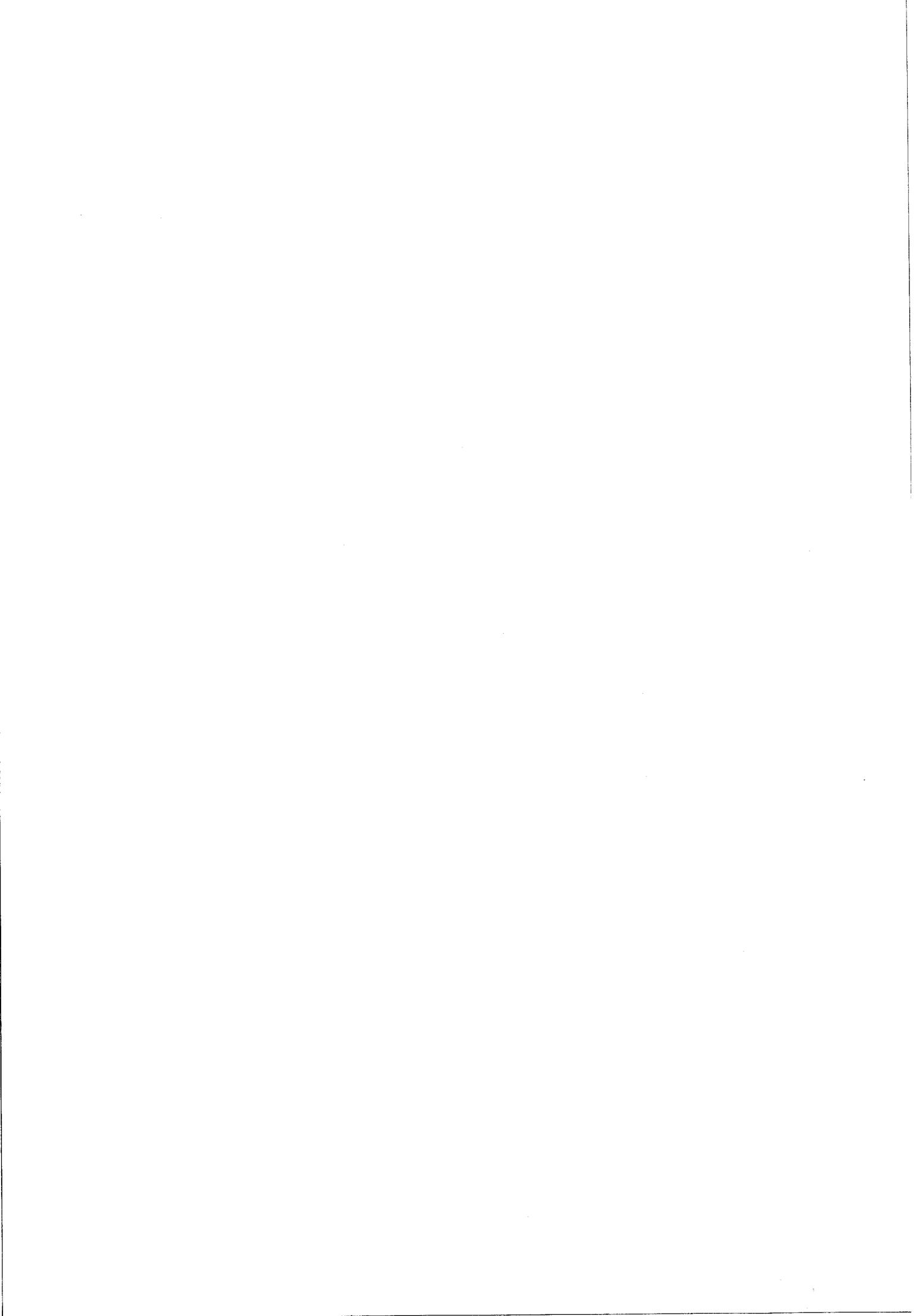
- être caractérisé par des distances entre caisson N^+ et grille aussi faible que possible pour les applications où un maximum de puissance hyperfréquence doit être obtenu et par des distances plus importantes (typiquement $0.2 \mu\text{m}$) pour les applications où un fonctionnement très linéaire est souhaité,

- posséder des éléments d'accès résistifs de valeur pas trop élevée.

Bien entendu, des études supplémentaires tant théoriques qu'expérimentales sont nécessaires pour affiner cette conclusion qui devrait néanmoins permettre la réalisation dans un proche avenir de composants performants pour ce type d'application.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE 4

- [1] K. HESS, H. MORKOC, H. SHICHIJO and B. G. STREETMAN
Negative differential resistance through real-space electron transfer,
Appl. Phys. Lett. 35(6), 15 September 1979
- [2] M. S. SHUR, D. K. ARCH, R. R. DANIELS, J. K. ABROKWAH
New Negative Resistance Regime of Heterostructure Insulated Gate Transistor (HIGFET) Operation,
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, NO. 2, February 1986
- [3] M. MOUIS
Etude théorique du fonctionnement des dispositifs à effet de champ haute mobilité à hétérojonction
Thèse d'état, Université de Paris-Sud le 7 Mars 1988
- [4] A. KASTALSKY and S. LURYI
Novel Real-Space Hot Electron Transfer Devices
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-4, NO. 9, September 1983
- [5] M. R. FRISCOURT
Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique,
Thèse d'état, Université de Lille le 6 Mai 1985
Thèse d'état
- [6] C-H CHEN, S. M. BAIER, D. K. ARCH and M. S. SHUR
A New and Simple Model for GaAs Heterojunction FET Gate Characteristics
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 35, NO. 5, MAY 1988



CONCLUSION

Au terme de ce travail, on peut tenter de dresser un bilan des résultats qu'il a permis d'obtenir.

A partir de modèles très simples, nous avons tout d'abord passé en revue les différents types de transistors à hétérojonctions susceptibles d'être utilisés avec des semiconducteurs III V et dressé dans le tableau 1.I la liste de leurs avantages et inconvénients respectifs. Afin d'étudier plus quantitativement et plus particulièrement le MISFET, qui s'avère un des composants les plus prometteurs, nous avons alors tenté de mettre au point une méthode de modélisation aussi complète que possible de l'hétérotransistor à effet de champ.

L'objectif que nous nous sommes assignés a été de construire, en collaboration avec P. GODTS, un logiciel utilisable sur microordinateur et prenant malgré tout en compte l'ensemble des phénomènes physiques se produisant dans le composant. Exploitant les nombreux travaux effectués dans le domaine au laboratoire, nous pensons avoir réussi ce pari en construisant un outil d'utilisation commode dont les originalités les plus importantes résultent de la prise en compte du courant grille, des effets quantiques dans le gaz 2 D et de concentrations quelconques de niveaux accepteurs ou donneurs, légers ou profonds.

Nous avons ainsi pu entreprendre l'étude théorique puis expérimentale sur des composants réalisés au LEP du MISFET GaAlAs/GaAs. Nous avons montré que ce composant possédait par rapport au TEGFET des avantages importants : meilleure uniformité des tensions de pincement, linéarité accrue de la commande de charge conduisant à des transconductances et des capacités grille largement indépendantes de la tension grille source. Nous nous sommes également aperçu qu'une des limitations les plus fondamentales de ce type de composant pouvait résulter de la présence, à fort courant drain, de courant grille de valeurs élevées. Nous avons donc étudié plus particulièrement ce problème et montré par une théorie simple, originale et vérifiée par l'expérience que l'intensité de ce courant grille dépendait directement de la densité du gaz 2 D par une relation indépendante de l'épaisseur de la couche semiconductrice isolante utilisée et ne faisant intervenir que les propriétés électroniques de l'hétérojonction employée (densité d'états et mobilité dans le semiconducteur à forte bande interdite,

discontinuité de la bande de conduction à l'interface). Utilisant l'expression obtenue, nous avons enfin montré que la composition d'alliage optimale de la couche GaAlAs constituant l'isolant du MISFET devait être comprise entre 0.4 et 0.45 et qu'une diminution très importante du courant grille devait pouvoir être assurée en utilisant l'hétérojonction AlInAs/GaInAs.

Lors de l'étude tant théorique qu'expérimentale du MISFET GaAlAs/GaAs, nous avons constaté une importante augmentation du courant grille lié à l'accroissement de la tension drain et à l'échauffement des électrons qui en résulte. Ce phénomène se traduit par l'apparition à forte tension grille et drain d'une conductance négative entre source et drain et nous avons étudié les possibilités d'utilisation pratique de cet effet. Dans ce but, nous avons tout d'abord élaboré un modèle physique très simple et original permettant la prise en compte de ce phénomène et donnant des résultats conformes à l'expérience. Son utilisation nous a permis la détermination de l'évolution de la température transverse du gaz d'électron piégé dans le GaAs en fonction de son énergie moyenne et une première évaluation des caractéristiques du phénomène de résistance négative. Il apparaît tant théoriquement qu'expérimentalement que l'on peut obtenir des rapports $I_{\text{Max}}/I_{\text{min}}$ supérieurs à 4, des conductances négatives aussi élevées que 100 mS par millimètre de grille et présentant des fréquences de coupures plus importantes que le transistor dans lequel il se produit. Ces résultats qui pourraient sans doute être améliorés en utilisant les structures optimales que nous avons essayé de définir, permettent d'envisager un certain nombre d'applications de ce phénomène de résistance négative. Il apparaît possible, à partir de circuits monolithiques à base de MISFET polarisé en zone de résistance négative, de réaliser très simplement des oscillateurs directement modulables et de fréquences élevées, des amplificateurs particulièrement performants et des résonateurs ou des filtres à coefficient de qualité important. C'est certainement une direction intéressante de recherche pour l'avenir que d'étudier de façon plus approfondie ces différentes possibilités.

RESUME

Les progrès technologiques dans l'élaboration des épitaxies ont permis la réalisation de nombreux et nouveaux types de Transistors à Effet de Champ (TEC) à base d'homojonctions ou d'hétérojonctions utilisant principalement le GaAs et le GaAlAs comme semiconducteur III V (MESFET, TEGFET, MISFET, SISFET, MISFET à canal dopé, TEC à multipuits...). Nous développons, tout d'abord, une méthode générale de modélisation permettant de prendre en compte pratiquement tous les phénomènes physiques se produisant dans ces différents types de transistors. Nous appliquons ensuite ce modèle à l'étude du MISFET GaAlAs / GaAs. Une confrontation avec l'expérience nous montre l'intérêt d'affiner la méthode du calcul du courant de grille qui joue un rôle fondamental dans le fonctionnement du MISFET. Nous exposons, pour cela, une théorie analytique simple, originale et sans paramètres ajustables qui nous permet, en tenant compte de la température électronique transverse, de modéliser la résistance différentielle négative due au transfert électronique dans l'espace réel et d'effectuer une comparaison avec l'expérience. Après avoir montré la validité de la méthode, nous effectuons une étude prospective des différentes applications de cette résistance différentielle négative et nous définissons, dans différents régimes de fonctionnement, la ou les structures optimales permettant de les exploiter.

MOTS CLES

- Transistor à Effet de Champ
- Hétérojonction
- Modélisation
- Caractérisation
- MISFET GaAlAs / GaAs
- Gaz 2 D
- Transfert électronique dans l'espace réel
- Résistance différentielle négative