

N° d'ordre : 98

50376  
1987  
181

50376  
1987  
181

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : Composants, Signaux et Systèmes**

par

**Frédéric HELIODORE**



301  
036 112 260

## **SIMULATION BIDIMENSIONNELLE DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP AsGa A GRILLE SUBMICRONIQUE : APPLICATION A L'OPTIMISATION DES COMPOSANTS FAIBLE BRUIT**



Soutenu le 2 Avril 1987 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

MM. E. CONSTANT  
G. SALMER  
J. GRAFFEUIL  
Y. CROSNIER  
P. HUGUET  
Y. MANCUSO  
M. LEFEBVRE

Président  
Directeur de Thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur

A mes parents -

A ma famille -

ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille - Flandres - Artois.

J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur G. SALMER, directeur du CHS, qui a assuré la direction de ce travail. Son aide constante et efficace a permis de mener à bien ce travail.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à :

Monsieur J. GRAFFEUIL, Professeur à l'Université de Toulouse,

Monsieur Y. CROSNIER, Professeur à l'Université de Lille,

Monsieur M. LEFEBVRE, Maître de Conférences à l'Université de Lille,

Monsieur P. HUGUET, Ingénieur au Laboratoire d'électronique et de physique appliquée de Lille-Breannes,

Monsieur Y. MANCUSO, Ingénieur à la THOMSON-CSF de Arakhoff,

qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen et de juger ce travail.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à  
Messieurs K. KOZLOWSKI, A. CAPPY, A. YANOVERSCHELDE,  
A. BELLACHE pour l'aide essentielle qu'ils m'ont apportée.

Mes remerciements s'adressent également à :

T. AHMAD-SHAWKI ; C. ALLET ; Y. BONNAIRE ; J. CHARVET ;  
A. CROSNIER ; G. DAMBRINE ; J.P. DEHORTER ;  
J.C. DÉJAEGER ; E. DELOS ; Y. DRUELLE ; J.J. FABRE ;  
A. FARGUE ; R. FAUQUEMBERGUE ; H.R. FRISCOURT ; H. GERARD ;  
B. GRIMBERT ; P. LEGRIS ; A. LEROY ; J.L. LORRAUX ; M. PERNISEK ;  
F. PERRI ; E. PLAYEZ ; J. PRIJBETICH ; N. SCHORTGEN ; F. TENCAMANI ;  
J.L. THOBEL ; Y. TIMEL ; A. VANDERMOERE ; J. VANBREMEERSCH ;  
C. VERSNAEYEN ; J. WYRWINSKI ; le personnel de la  
Centrale de Technologie ; le personnel du Centre  
interUniversitaire du traitement de l'information,  
qui ont tous contribué de manière et de façon directe  
à l'aboutissement de ce travail.

## CHAPITRE I

### I - RAPPELS

I.1. LE COMPOSANT.....	5
I.1.a) Présentation du TEC AsGa .....	5
I.1.b) Principe de fonctionnement .....	6
I.1.c) Prise en compte du matériau .....	8
I.2. LE MATERIAU .....	8
I.2.a) L'Arséniure de Gallium .....	8
I.2.b) Effets de dynamique non stationnaire .....	10
I.2.c) Intérêt dans les composants .....	10

### II - PRINCIPAUX MODELES EXISTANTS

II.1. MODELES MONTE-CARLO .....	11
II.1.a) Principe - Hypothèses .....	11
II.1.b) Traitement numérique .....	12
II.1.c) Exemples d'effets étudiés.....	13
II.1.d) Avantages - Inconvénients .....	13
II.1.e) Utilisation.....	14
II.2. MODELES BIDIMENSIONNELS .....	14
II.2.a) Principe - Hypothèses .....	14
II.2.b) Traitement numérique .....	15
II.2.c) Exemples - Effets .....	16
II.2.c.1) Modèles "Dérive-Diffusion".....	16
II.2.c.2) Modèles incluant la relaxation .....	17
II.2.d) Avantages - Inconvénients .....	17
II.2.d.1) Modèles "Dérive-Diffusion".....	18
II.2.d.2) Modèles incluant la relaxation.....	18
II.2.e) Utilisation.....	19
II.3. MODELES UNIDIMENSIONNELS .....	19
II.3.a) Modèles unidimensionnels analytiques .....	19
II.3.a.1) Principes - Hypothèses .....	19
II.3.a.2) Exemples .....	20
II.3.a.3) Avantages - Inconvénients.....	21

II.3.b) Modèles unidimensionnels incluant la relaxation .....	21
II.3.b.1) Principe - Hypothèses .....	21
II.3.b.2) Equations - Traitement numérique .....	22
II.3.b.3) Avantages - Inconvénients .....	24
II.3.b.4) Utilisation .....	25

### **III - INTRODUCTION D'EFFETS PHYSIQUES LIES A LA TECHNOLOGIE,**

#### **DANS LES MODELES**

III.1. EFFETS DE SURFACE .....	25
III.1.a) Origine .....	25
III.1.b) Prise en compte de l'effet de surface .....	26
III.1.b.1) Modèles analytiques unidimensionnels...	26
III.1.b.2) Modèles bidimensionnels.....	26
III.2. INFLUENCE DU SUBSTRAT .....	27
III.2.a) Origine .....	27
III.2.b) Prise en compte dans les modèles .....	28
III.2.b.1) Modèles analytiques .....	28
III.2.b.2) Modèles particulières .....	28
III.3. INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE .....	29
III.3.a) Origine.....	29
III.3.b) Prise en compte dans les modèles .....	30
III.3.b.1) Modèles unidimensionnels analytiques ..	30
III.3.b.2) Modèles unidimensionnels permettant une description simplifiée des effets de relaxation...	31
III.3.b.2.a) Modèle analytique .....	31
III.3.b.2.b) Modèle numérique .....	31
III.3.b.2.c) Modèle particulière .....	32
III.3.c) Conclusion.....	32

### **IV - CONCLUSION**

IV.1. Objectifs poursuivis.....	33
IV.2. Définition de structures.....	33
IV.3. Définition de modèles .....	34
IV.4. Utilisation de modèles existants.....	35

## CHAPITRE II

### I - MODELE PHYSIQUE DU COMPOSANT

I.1. PRINCIPE DE BASE .....	36
I.1.a) Equations fondamentales .....	36
I.1.a.1) Obtention.....	36
I.1.a.2) Expression des termes de collisions.....	38
I.1.b) Définition du modèle - Hypothèses.....	39
I.1.b.1) Equation de conservation des porteurs....	40
I.1.b.2) Equation de l'énergie.....	41
I.1.b.3) Equation du moment.....	42
I.1.c) Equations finales.....	44
I.1.d) Obtention des fonctions $\mu(\epsilon)$ , $T(\epsilon)$ , $\tau_{\epsilon}(\epsilon)$ .....	45
I.2. MODELE NUMERIQUE.....	47
I.2.a) Equations utilisées .....	47
I.2.b) Conditions aux limites.....	48
I.2.b.1) Condition sur les surfaces libres.....	48
I.2.b.2) Condition sur les électrodes.....	48
I.2.c) Méthode numérique.....	50
I.2.c.1) Maillage .....	50
I.2.c.2) Algorithme.....	52
I.2.c.3) Méthode de résolution.....	53
I.2.c.3.a) Equation de Poisson.....	53
I.2.c.3.b) Equation de continuité et de conservation de l'énergie.....	54
I.2.c.3.c) Stabilité numérique.....	55
I.2.c.3.d) Réduction du temps calcul.....	55
I.2.d) Obtention du réseau $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ .....	57
I.2.e) Amélioration envisageable.....	57
I.2.f) Comparaison avec d'autres modèles.....	58

### II - RESULTATS TYPIQUES OBTENUS

II.1. OBTENTION DES PARAMETRES.....	60
II.2. RESULTATS TYPIQUES.....	61
II.3. COMPARAISON AUX AUTRES MODELES.....	63

**III - DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT DYNAMIQUE**

III.1. DETERMINATION DE LA MATRICE ADMITTANCE.....	65
III.2. SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL.....	66
III.3. MISE EN OEUVRE PRATIQUE.....	68
III.4. EXEMPLE D'APPLICATION.....	68

**IV - CONCLUSION**



## CHAPITRE III

### I - INTRODUCTION - DEFINITION DE CRITERES

### II - INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE DE LA COUCHE ACTIVE

II.1. TENTATIVE DE PRISE EN COMPTE DU PROFIL DE DOPAGE PAR LA MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DE A. CAPPY .....	76
II.1.a) Modifications apportées .....	76
II.1.b) Confrontation théorie-expérience .....	80
II.1.c) Comparaison avec le modèle bidimensionnel.....	81
II.1.d) Conclusion.....	82
II.2. INFLUENCE DE LA "RAIDEUR" DU PROFIL DE DOPAGE.....	83
II.2.a) Résultats .....	83
II.2.b) Influence sur le gain et le facteur de bruit..	86
II.2.c) Conclusion.....	87
II.3. ANALYSE DES PERFORMANCES DES COUCHES PRESENTANT UN FAIBLE DOPAGE EN TETE.....	88
II.3.a) Influence du faible dopage en "tête" .....	89
II.3.b) Influence du surdopage.....	92
II.3.c) Performances .....	96
II.3.c.1) Amplification faible bruit.....	96
II.3.c.2) Régime moyenne puissance .....	97
II.3.c.3) Conclusion.....	98

### III - INFLUENCE DE LA SURFACE

III.1. ORIGINE PHYSIQUE.....	99
III.2. COMPORTEMENT ELECTRIQUE.....	101
III.2.a) Nature de la charge .....	101
III.2.b) Prise en compte de l'effet de surface.....	102
III.3. INTRODUCTION DANS LE MODELE.....	104

III.4. INFLUENCE DU POTENTIEL DE SURFACE SUR LES STRUCTURES PLANAIRES.....	105
III.4.a) La caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds} = 2 V)$ ..	105
III.4.b) Les paramètres du schéma équivalent .....	106
III.4.c) Conclusion.....	109
III.5. ETUDE DES STRUCTURES A GRILLE CREUSEE.....	109
III.5.a) Hypothèse de départ .....	110
III.5.b) Etude paramétrique en fonction de la largeur de la zone creusée.....	111
III.5.c) Influence de la largeur de la zone creusée sur les performances en gain et en faible bruit.....	113
III.5.d) Conclusion.....	116
III.6. CONCLUSION.....	117

#### **IV - INFLUENCE DE LA NATURE DU SUBSTRAT - PHENOMENES D'INTERFACE**

IV.1. COMPENSATION DU SUBSTRAT.....	118
IV.2. COMPORTEMENT ELECTRIQUE.....	119
IV.3. CAS ENVISAGES - PRINCIPAUX RESULTATS.....	120
IV.4. CONCLUSION .....	123

#### **V - CONCLUSION**

## CHAPITRE IV

### I - LA CARACTERISATION

I.1. LA CARACTERISATION STATIQUE .....	127
I.1.a) La caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ .....	127
I.1.b) La caractéristique $V_{ds} = f(I_{gs})$ .....	128
I.2. LA CARACTERISATION BASSE FREQUENCE .....	
I.2.a) La caractéristique $C_g = f(V_{gs})$ .....	128
I.2.b) La caractéristique $R_{ds} = f(V_{gs})$ .....	130
I.2.b.1) Mesure du profil de mobilité par magnétorésistance .....	131
I.2.b.2) Détermination de la résistance $R_s + R_d$ ..	131
I.3. DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL - CARACTERISATION HYPERFREQUENCE .....	133
I.3.a) Détermination des éléments extrinsèques .....	134
I.3.b) Détermination des éléments intrinsèques .....	136
I.3.c) Caractérisation hyperfréquence .....	137
I.3.d) Système d'étalonnage .....	138
I.3.e) Conclusion.....	139

### II - COMPOSANTS ETUDIES - ETUDE EXPERIMENTALE

II.1. COMPOSANTS LEP.....	140
II.2. COMPOSANTS CHS .....	141

### III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1. IMPACT DU PROFIL DE DOPAGE .....	142
III.1.a) La transconductance $G_m$ - La capacité $C_{gs}$ .....	142
III.1.b) Performances hyperfréquences .....	145
III.1.c) Conclusion .....	146
III.1.d) Performances présentées pour les séries BL 309, BL 306,, BL 310.....	147
III.1.e) Conclusion.....	148

III.2. COMPOSANTS CHS - REALISATION D'UN TEC DE TYPE "BURIED"

III.2.a) Caractérisation statique et basse fréquence..	149
III.2.b) Caractérisation hyperfréquence.....	150
III.2.c) Conclusion .....	152

## INTRODUCTION

Le développement accru des systèmes de communication par satellites et par faisceaux hertziens opérant dans des gammes de fréquences de plus en plus élevées, nécessite l'utilisation de composants amplificateurs microondes performants tant en puissance qu'en faible bruit.

D'autre part, pour répondre aux besoins sans cesse croissants du traitement numérique, il est nécessaire de disposer de circuits logiques alliant les critères de rapidité et de faible consommation.

Dans ces domaines, le transistor à effet de champ à l'Arséniure de Gallium (TEC AsGa) apparait comme l'un des composants les plus aptes à réaliser de telles fonctions ; en effet durant la dernière décennie de nombreux travaux ont montré la faisabilité des applications de ce composant tant en hyperfréquence qu'en logique rapide. De plus l'avènement de technologies permettant une intégration monolithique des circuits logiques à moyenne et haute densité (BFL, DCFL, LPFL, SDFL) et des circuits microondes (MMIC) accentue les avantages du transistor à effet de champ à l'Arséniure de Gallium, en offrant la possibilité de réaliser ces différentes fonctions tout en réduisant l'encombrement. Aussi, dans le but d'accroître les performances du transistor pour de telles applications, en particulier à des fréquences élevées, il est nécessaire d'optimiser l'ensemble de ses paramètres caractéristiques ; l'amélioration des performances passe alors par :

- la réduction de la longueur de la grille et la réduction

concomitante des éléments d'accès tels que les résistances et les capacités parasites.

- l'optimisation du profil de dopage de la couche active. Celui-ci correspond en effet à un degré de liberté supplémentaire.

Dans ce cadre, l'utilisation de technologies performantes (MBE, MOCVD) permet la réalisation de structures à profils de dopage non uniforme, tout particulièrement intéressantes pour des applications en gamme millimétrique.

Il est d'autre part très important de cerner l'influence des phénomènes parasites sur les performances hyperfréquences du transistor. A ce niveau, l'étude des propriétés de la surface du semiconducteur et de l'interface couche active - substrat semi-isolant doit aider à la définition de structures optimales.

Or, pour mener à terme ces différentes études, il est indispensable de disposer d'un modèle théorique suffisamment efficace et exact. Ce modèle doit, en premier lieu, fournir une description précise du comportement physique du composant : en effet, quand la longueur de grille devient inférieure au micron de nouveaux phénomènes interviennent, phénomènes dits de dynamique non stationnaire ; il est donc fondamental de pouvoir décrire la dynamique des électrons dans ces conditions particulières, en présence de gradients spatiaux et/ou temporels de champ électrique. En deuxième lieu, le modèle doit rester d'une mise en oeuvre simple et rapide afin de permettre une exploitation systématique.

La définition d'un tel modèle et les différentes études nécessaires à l'optimisation des performances du transistor à effet de champ constituent les objectifs de ce travail.

Dans la première partie, après le rappel des principes de

base du transistor à effet de champ, et des propriétés du matériau utilisé, permettant de mettre en évidence l'intérêt du transistor à grille submicronique, nous développons les idées des principaux modèles existants à l'heure actuelle. L'analyse comparative de ces modèles nous permettra d'en préciser les limitations et donc de justifier la présentation d'un nouveau modèle.

D'autre part, afin de mieux situer l'influence des phénomènes liés à la réalisation technologique sur les performances du transistor, nous présentons les principaux résultats théoriques obtenus à ce jour.

La deuxième partie est consacrée à la description du modèle que nous avons utilisé. A l'époque où ce travail fut abordé, le modèle était en cours de mise au point ; nous y avons naturellement contribué avant d'étendre son domaine d'application. Ce modèle est basé sur la résolution bidimensionnelle des équations fondamentales de l'électrocinétique et prend en compte de façon précise les effets de dynamique électronique non stationnaire.

Nous développons à ce titre les principes de base de ces équations et justifions les hypothèses permettant de les obtenir. En particulier, nous considérons que les principales grandeurs physiques ne dépendent que de l'énergie moyenne totale de l'ensemble de la population électronique.

Dans la description des méthodes numériques utilisées pour la résolution de ces équations, nous insistons plus particulièrement sur l'effort fourni pour réduire le temps de simulation. Après avoir montré les principaux avantages de notre modèle vis-à-vis des autres utilisant la même démarche fondamentale et validé ses prévisions théoriques, nous précisons comment accéder à l'ensemble des éléments du schéma équivalent petit signal.

L'utilisation de notre modèle pour réaliser plusieurs études spécifiques constitue l'objet de la troisième partie :

Nous y décrivons l'influence du profil de dopage et en particulier de la raideur du profil sur les performances faible bruit. Cette étude fut menée en collaboration avec le laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (LEP).

De plus nous précisons l'intérêt des structures à faible dopage sous la grille (structure à canal enterré ou buried channel) pour le fonctionnement en amplification faible bruit.

Nous nous attachons ensuite à établir l'influence des phénomènes de surface, en particulier du potentiel de surface, sur les principaux éléments du schéma équivalent ; nous en déduisons les éléments d'optimisation des structures à grille creusée (structure Recess).

Nous procédons enfin à une étude comparative de différents types de substrats.

La quatrième partie est essentiellement consacrée à l'étude expérimentale : nous décrivons les différentes méthodes permettant d'accéder aux éléments du schéma équivalent, ainsi que la mise au point d'un logiciel d'exploitation adapté à une caractérisation systématique. Nous développons ensuite une étude réalisée sur différents composants fournis par le LEP qui permet de confirmer notre approche théorique de l'influence de la raideur du profil de dopage.

Nous présentons, enfin, les principaux résultats expérimentaux et théoriques qui confirment la parfaite adéquation du modèle, en particulier sur une structure à canal enterré réalisée par la Centrale de Technologie du C.H.S.



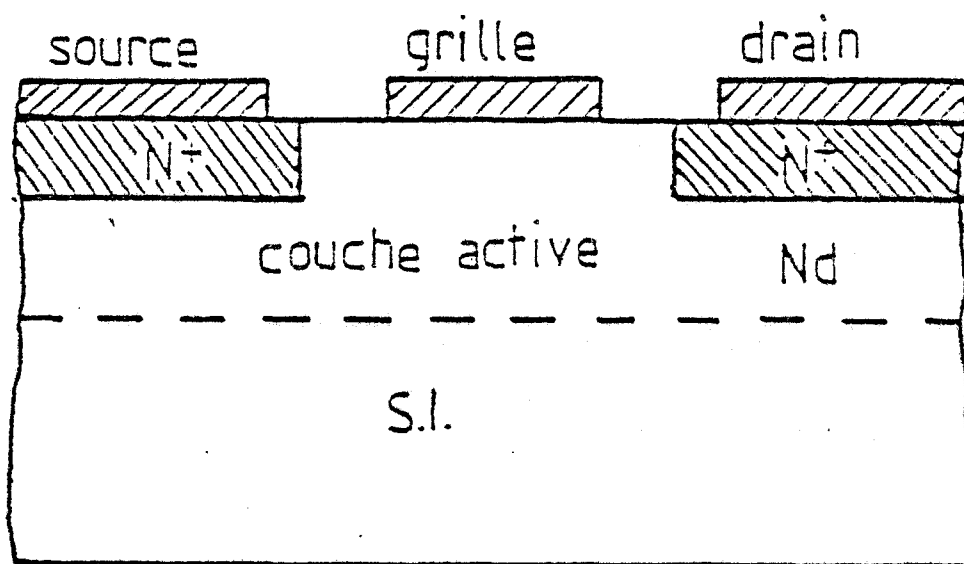


FIGURE I.1 : Structure simplifiée d'un transistor à effet de champ sur Arséniure de Gallium (TEC AsGa)



Avant de développer les modèles permettant de préciser les propriétés essentielles du transistor à effet de champ et d'en faire une étude critique comparative, il nous semble nécessaire de rappeler quelques données essentielles relatives à ces composants et au matériau dans lequel ils sont réalisés, l'Arséniure de Gallium.

## I - RAPPELS

### I.1. LE COMPOSANT

#### I.1.a) Présentation du TEC AsGa

La figure (I.1) présente la structure simplifiée d'un transistor à effet de champ sur Arséniure de Gallium. La couche active est réalisée soit par épitaxie sur substrat semi-isolant, soit par implantation directe d'impuretés dopantes dans le substrat semi-isolant ou dans une couche dite tampon, déposée sur le substrat.

A la surface de la couche sont disposées les trois électrodes :

- électrodes de source et de drain qui constituent des contacts ohmiques avec la couche active ;
- électrode de grille qui réalise un contact Schottky sur celle-ci.

Dans de nombreux cas, afin de réduire les résistances d'accès à la zone active, on surdope les régions de source et de drain

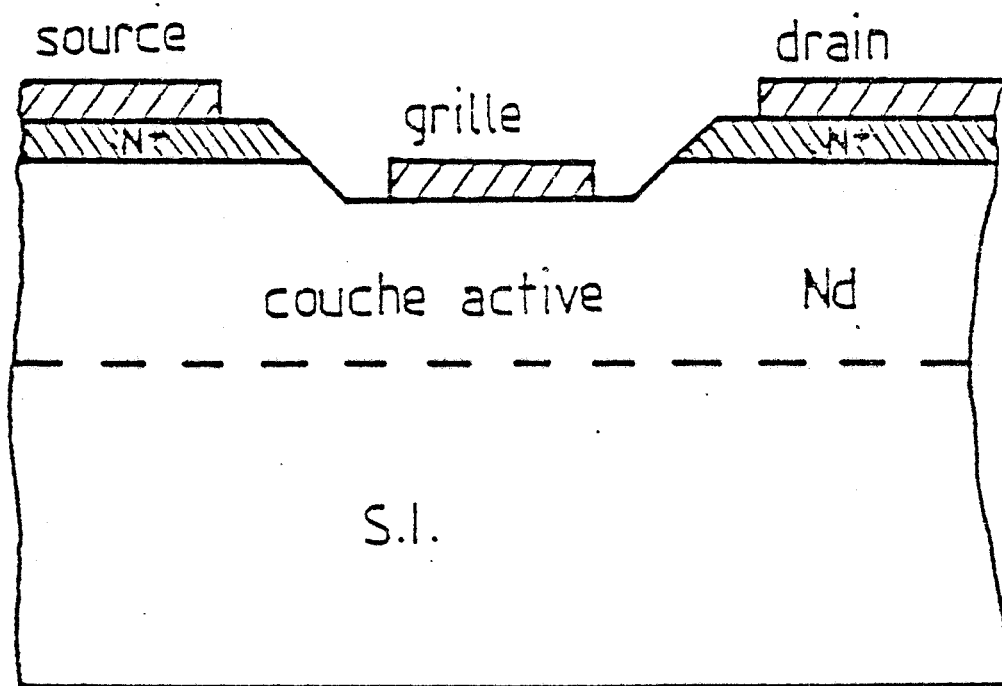


FIGURE I.2 : Structure simplifiée d'un transistor à effet de champ à grille creusée



en réalisant par exemple une implantation localisée. Plus souvent, cette réduction des éléments d'accès est réalisée par l'utilisation de la structure à grille creusée (structure Recess : figure (I.2)). Celle-ci, de plus, évite la formation d'une zone de constriction de champ électrique autour du contact de drain, et permet d'ajuster la tension de pincement.

#### I.1.b) Principe de fonctionnement

En l'absence de polarisation extérieure, il existe sous la grille une zone désertée, liée au potentiel de diffusion du contact Schottky.

On peut définir ainsi deux types de composants :

##### - Normally OFF

Cette zone désertée s'étend sur l'épaisseur totale de la couche active. Même si l'on applique une tension entre drain et source, le courant de drain-source est nul.

##### - Normally ON

La zone désertée ne s'étend, à  $V_{gs} = 0$  V, que sur une fraction de la couche active. Un courant circule entre drain et source quand on applique une différence de potentiel entre les électrodes.

En effet, une tension étant appliquée entre le drain et la source, il s'établit un champ électrique dans le matériau, entraînant l'existence d'un courant d'électrons. La valeur de la largeur de la zone désertée étant largement dépendante de la tension entre grille et source, les dimensions du canal conducteur, et donc le courant drain-source  $I_{ds}$ , sont étroitement dépendants de la valeur de cette tension.

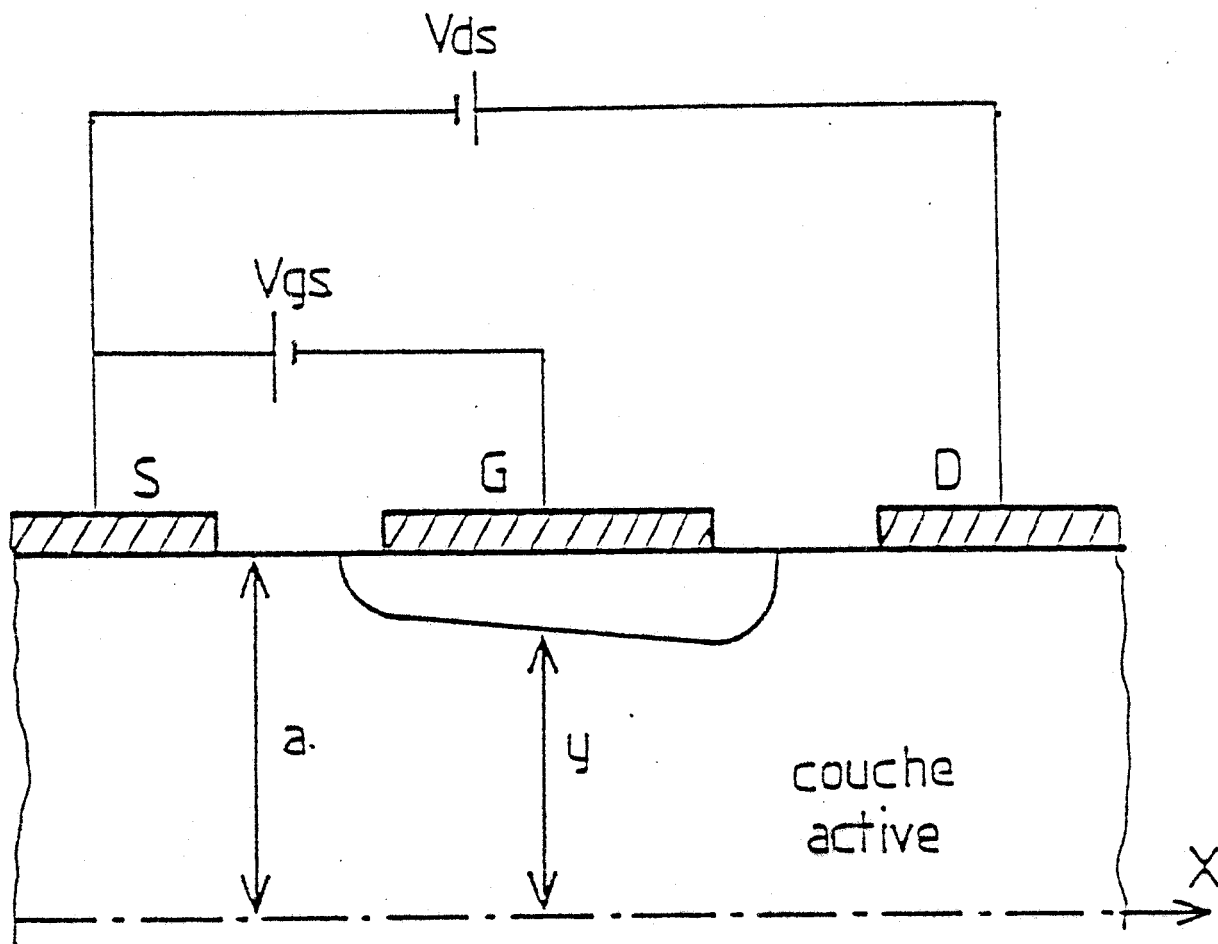


FIGURE I.3 : Polarisation du TEC , existence de la zone désertée

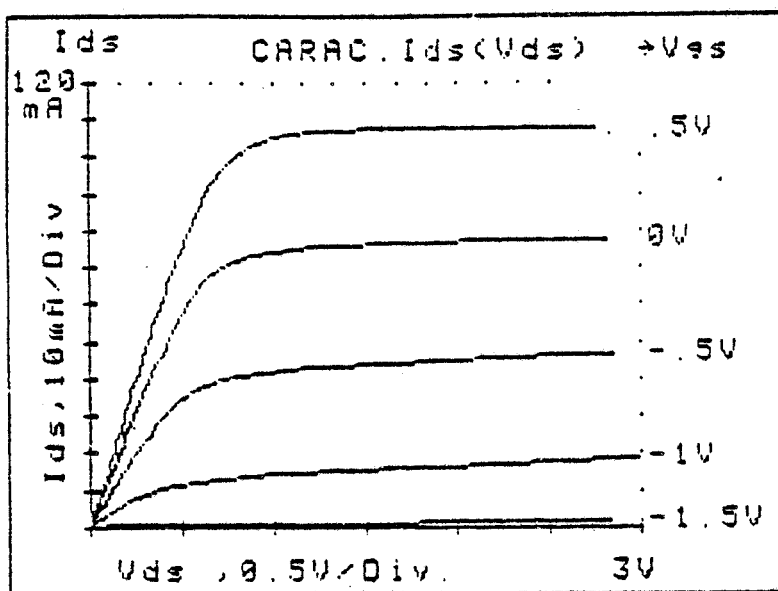


FIGURE I.4 : Réseau de caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$  d'un TEC

Les régions se situant de part et d'autre de la grille ont un comportement ohmique et sont considérées comme des résistances d'accès.

Sous la grille, en raison de l'extension de la zone désertée, le canal conducteur voit son épaisseur réduite. En définissant le courant drain-source par (figure (I.3))

$$(I-1) \quad I_{ds} = qzmvny$$

avec  $y$  : épaisseur du canal conducteur  
 $n$  : densité de porteurs  
 $v$  : vitesse des porteurs  
 $z$  : largeur du TEC

On peut distinguer deux régimes dans le fonctionnement statique :

- A tension  $V_{ds}$  faible, la vitesse des porteurs reste proportionnelle au champ électrique ; le courant  $I_{ds}$  croît linéairement avec la tension appliquée. On retrouve un régime de fonctionnement de type ohmique.

- A tension  $V_{ds}$  élevée, le canal n'est plus uniforme, la différence de potentiel entre les différents points du canal et la grille évolue continûment de l'entrée vers la sortie. Il en est de même de la longueur de la zone désertée et donc de la hauteur  $y$  du canal. Comme le courant se conserve, le champ n'est plus uniforme. On peut distinguer grossièrement deux zones : la première où les porteurs se déplacent en régime de mobilité, la deuxième où ils ont atteint leur vitesse de saturation. Dès que la tension  $V_{ds}$  est suffisante pour que ce régime soit atteint à la sortie de la grille, le courant tend à se saturer.

Ces deux modes de fonctionnement sont illustrés sur la figure (I.4), ainsi que l'effet de commande de la grille.

Pour estimer de manière quantitative ces différents aspects,

on peut définir deux paramètres caractéristiques :

$$\text{- la transconductance } G_m, G_m = \left( \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right)_{V_{ds} = \text{Cte}}$$

$$\text{- la conductance } G_d, G_d = \left( \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right)_{V_{gs} = \text{Cte}}$$

### I.1.c) Prise en compte du matériau

Le comportement décrit précédemment serait tout à fait valable dans les cas où le matériau semiconducteur aurait des propriétés identiques à celles du silicium, en particulier une caractéristique vitesse des porteurs en fonction du champ électrique qui soit du même type.

On peut se poser la question de la validité d'une telle approche pour l'AsGa : dans ce but, il faut rappeler les particularités de ce matériau.

## I.2. LE MATERIAU

### I.2.a) L'Arséniure de Gallium

Parmi les composés binaires III-V existants, l'Arséniure de Gallium est à l'heure actuelle un des plus utilisés. Ses propriétés électroniques ont fait l'objet de nombreuses études [1], [2].

- Sa structure de bande est à gap direct, et sa hauteur de bande interdite  $E_g$  est de 1,424 eV à 300°K (figure (I.5)).

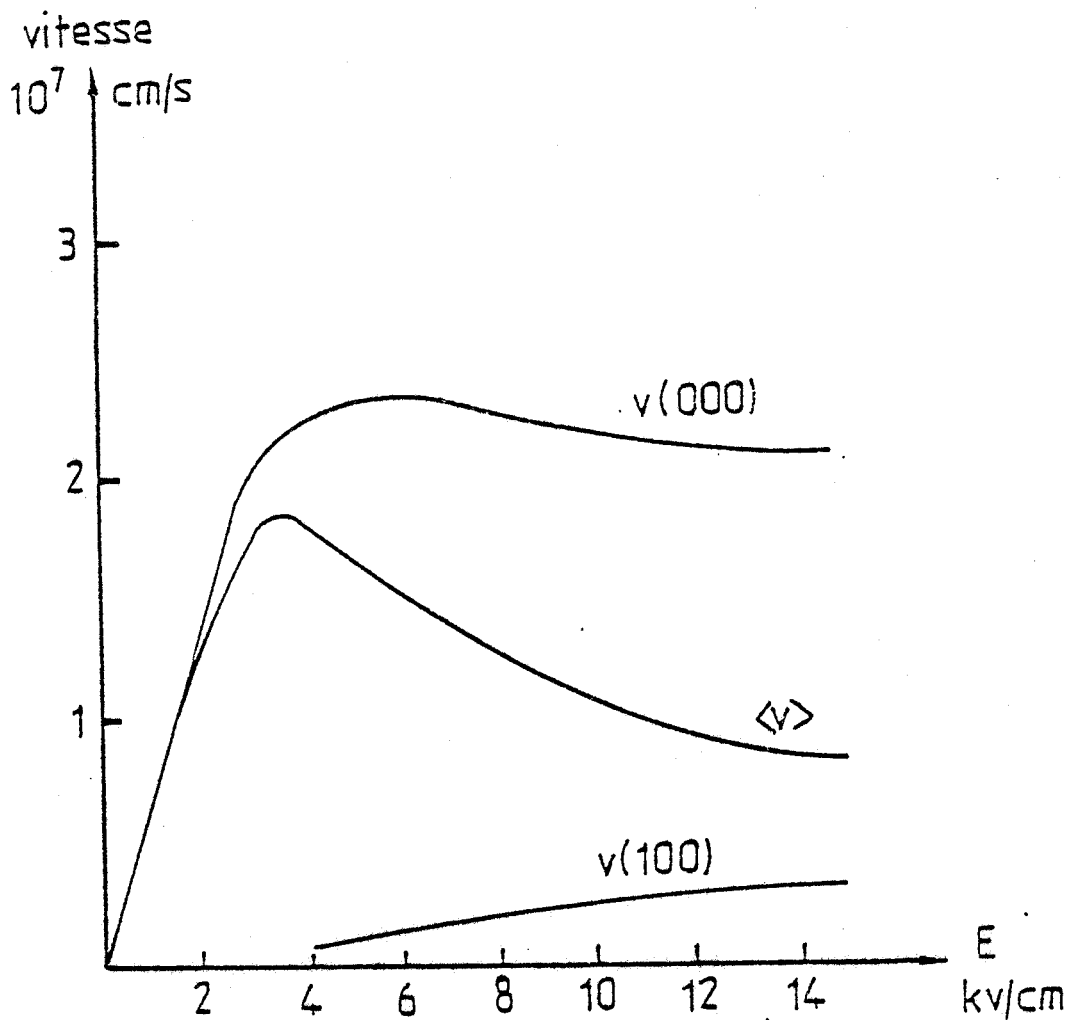


FIGURE 1.6 : Evolution de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique dans l'Arséniure de Gallium

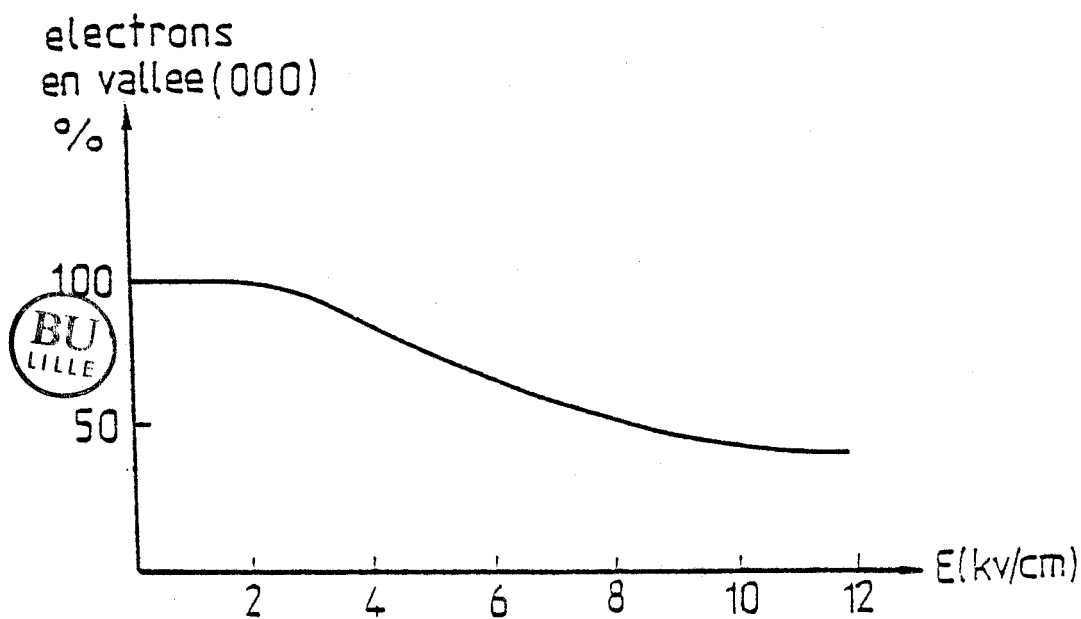
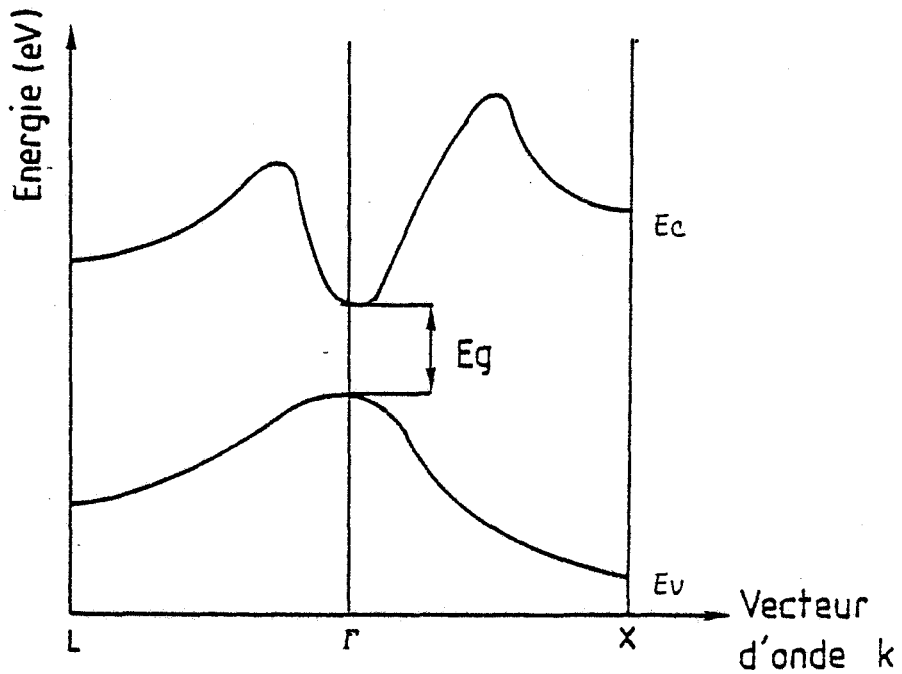


FIGURE 1.7 : Transfert électronique intervallée





**FIGURE I.5**

La bande de conduction présente une vallée centrale  $\Gamma$ , séparée des deux vallées satellites (L,X) par des niveaux d'énergie [3] :

$$\Delta L = 0,33 \text{ eV}$$

$$\Delta X = 0,56 \text{ eV}$$

Quand les électrons sont soumis à un champ électrique uniforme, en régime stationnaire la caractéristique vitesse des porteurs fonction du champ électrique  $v(E)$  (figure (I.6)) met en évidence les deux principales propriétés de l'Arséniure de Gallium, c'est à dire une mobilité élevée à champ faible et une zone de mobilité différentielle négative au-delà d'un champ de seuil  $E_S$ . Ceci peut s'expliquer en considérant le phénomène de transfert électronique intervallée (figure (I.7))[4].

Cette caractéristique est donc très différente de celle des électrons dans le silicium. Mais, en pratique, les comportements sont plus complexes car le régime stationnaire n'est pas toujours obtenu.

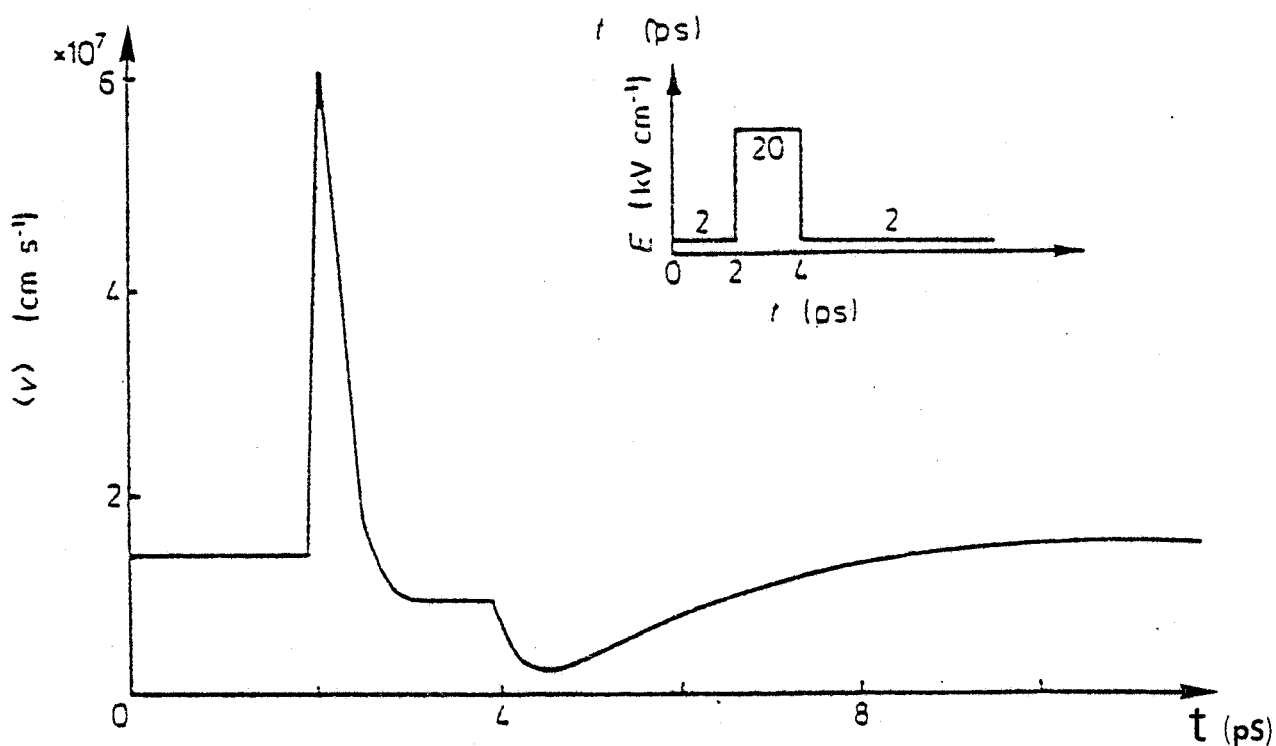


FIGURE I.8 : Evolution temporelle de la vitesse des électrons en réponse à un créneau de champ électrique ( $E=20\text{kV/cm}$ ).

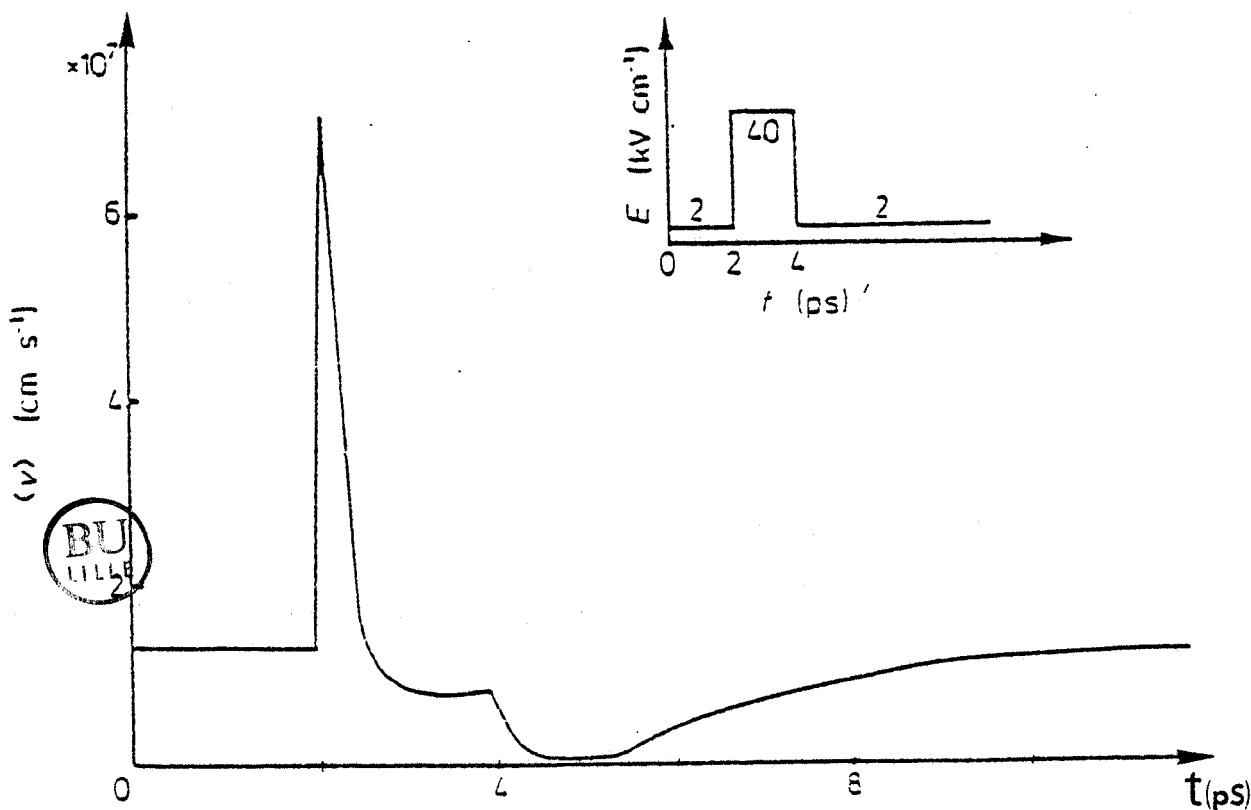


FIGURE I.9 : Evolution temporelle de la vitesse des électrons en réponse à un créneau de champ électrique ( $E=40\text{kV/cm}$ )

Mise en évidence des phénomènes de sur-vitesse et sous-vitesse

### I.2.b) Effets de dynamique non stationnaire

Quand les porteurs sont soumis à des variations spatio-temporelles très brutales du champ électrique, comme c'est le cas sous la grille d'un TEC, on ne peut plus considérer que le régime stationnaire soit toujours atteint.

De nouveaux effets apparaissent, dits de dynamique électronique non stationnaire.

La cause principale réside dans le fait que les variations de l'énergie moyenne des porteurs ne suivent pas instantanément les variations du champ électrique. Ainsi quand les porteurs sont soumis à un créneau temporel de champ électrique (figure (I.8)) on peut trouver un régime de survitesse, c'est à dire que les porteurs restent froids même quand  $E > E_{\text{seuil}}$  et un régime de sousvitesse, c'est à dire que les porteurs restent chauds même quand  $E < E_{\text{seuil}}$ . Un tel régime de survitesse sera d'autant plus prononcé que la valeur du champ électrique sera importante (figure (I.9)) [5].

On peut trouver également un régime quasi-balistique, qui se produit dans le court laps de temps où les porteurs se déplacent sans interaction avec le réseau et les impuretés [6].

L'interprétation physique de ces phénomènes fut faite par de nombreux auteurs [7,8]. Ils évaluèrent en particulier la distance sur laquelle les porteurs pouvaient acquérir une vitesse très supérieure à celle décrite en régime statique. Dans l'Arséniure de Gallium, cette distance peut atteindre  $1\mu\text{m}$ .

### I.2.c) Intérêt dans les composants

On peut estimer qualitativement l'intérêt de ces effets de survitesse dans le fonctionnement du transistor à effet de champ.

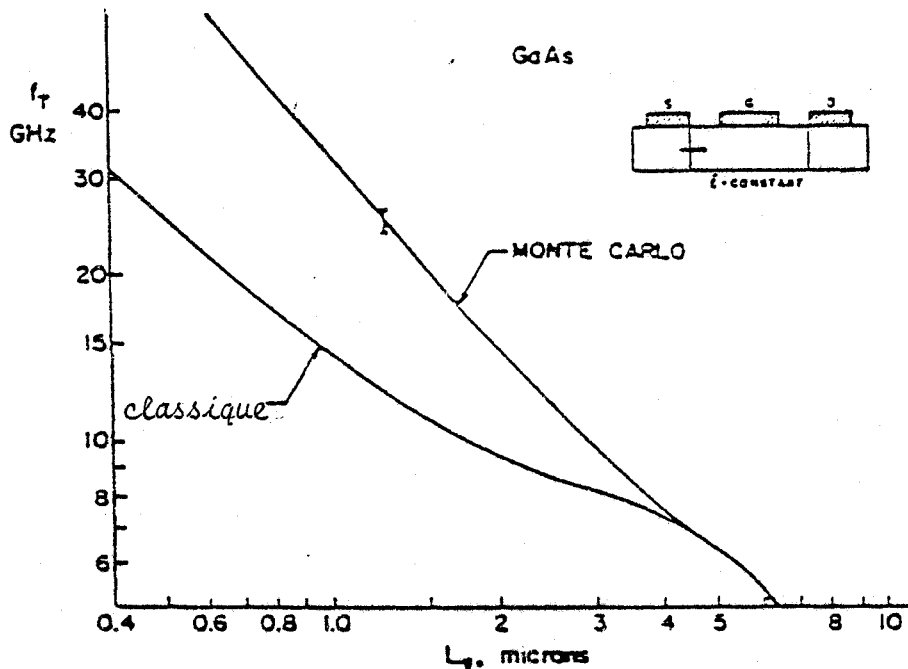


FIGURE I.10 : Evolution de la fréquence de transition en fonction de la longueur de grille  $L_g$  d'après [7]  
Mise en évidence de l'intérêt des effets de dynamique non-stationnaire

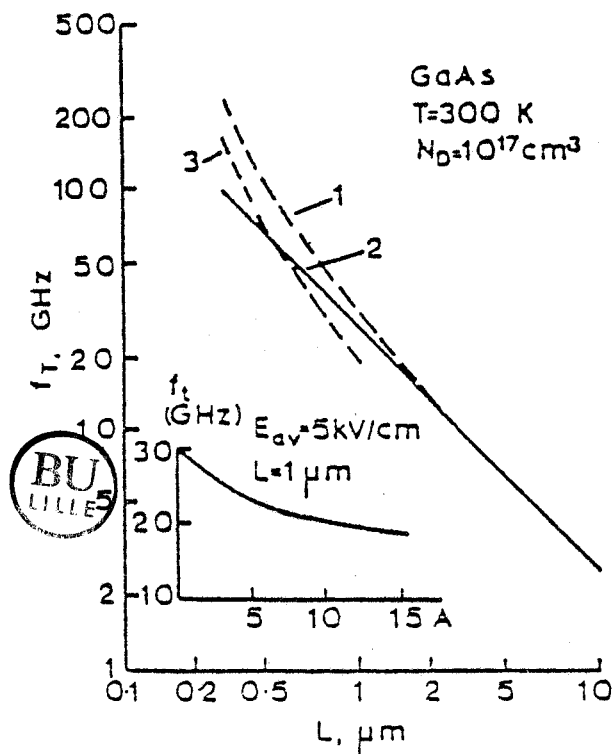


FIGURE I.11 : Evolution de la fréquence de transition en fonction de la longueur de grille  $L_g$  en présence d'une distribution non uniforme de champ électrique . [10]

La fréquence de "transition", proche de la fréquence de coupure du gain en courant peut être définie par

$$(II.2) \quad f_T = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\langle v \rangle}{2\pi L_g} \quad ; \quad \tau = \frac{L_g}{\langle v \rangle}$$

où  $\tau$  représente le temps de transit sous la grille de longueur effective  $L_g$ ,  $\langle v \rangle$  la vitesse moyenne des porteurs. En considérant une distribution de champ uniforme, et en optimisant sa valeur en vue d'obtenir une vitesse maximale, la figure (I.10) permet de mettre en évidence l'influence de ces effets et le domaine de dimensions où ils interviennent de façon prééminente. On peut ainsi entrevoir l'intérêt potentiel de ces composants. En réalité, en fonctionnement normal, la distribution de champ n'est pas uniforme et le comportement est beaucoup plus complexe. M. SHUR [10] et A. CAPPY [20] furent les premiers à prendre en compte ce phénomène (figure (I.11)).

Bien que ces approches restent qualitatives, il apparaît que, pour des composants submicroniques, malgré la non-homogénéité des distributions de champ électrique, les effets de survitesse interviennent systématiquement [11].

Ceux-ci constituent l'un des aspects fondamentaux dans la modélisation du transistor à effet de champ, dès que l'on cherche à définir des structures optimales en gamme millimétrique.

## II - PRINCIPAUX MODELES EXISTANTS

### II.1. MODELES MONTE-CARLO

#### II.1.a) Principe et hypothèses

Dans le domaine de la modélisation, ce sont les modèles bidimensionnels particuliers qui sont les plus rigoureux. L'équation de BOLTZMANN est résolue par la procédure numérique dite de Monte

Carlo. L'idée de cette simulation est de suivre un ou plusieurs porteurs soumis à diverses interactions à l'intérieur du composant. Ce ou ces porteurs sont considérés comme représentatifs de la population électronique. Dans cette simulation, on tient compte de l'accélération due aux forces déterministes appliquées, principalement du champ électrique et de l'effet indéterministe des interactions.

Cette simulation constitue une description microscopique rigoureuse du déplacement des porteurs (à la fois dans l'espace direct et dans l'espace réciproque), mais elle est fondamentalement basée sur les hypothèses suivantes :

- caractère instantané des interactions ;
- non prise en compte de certains effets quantiques (par exemple la dégénérescence du matériau).

De plus, certaines interactions sont souvent négligées (Interaction électron-électron) ou traitées de façon très schématique (Interaction avec les impuretés totalement ionisées).

La méthode de Monte Carlo développée au laboratoire [12.a] est à discrétisation régulière sur le temps. L'étude à intervalles de temps réguliers permet de connaître les grandeurs  $\vec{r}$ ,  $\vec{v}$ ,  $\epsilon(\vec{k})$ , (respectivement position, vitesse dans l'espace géométrique et énergie et vecteur d'onde dans l'espace réciproque) caractéristiques de l'état des porteurs à un instant précis. En conséquence, on peut en déduire le champ électrique, les différentes valeurs moyennes des grandeurs dans l'espace direct dont on déduit le courant et la tension aux électrodes.

### II.1.b) Traitement numérique

La résolution de l'équation de POISSON, nécessaire à la détermination du champ électrique s'effectue par la méthode des diffé-

rences finies [12.b]. Bien que ne s'appliquant facilement que pour des structures géométriques relativement simples, celle-ci permet la résolution en des temps de calcul raisonnables comparativement, semble-t-il, à la méthode des éléments finis. Les équations de continuité et du courant sont résolues implicitement.

#### II.1.c) Exemples d'effets étudiés

Cette technique a permis d'étudier le comportement de transistors en fonction de la longueur de grille [13], de la présence d'un recess de grille [14]. Y. AWANO [15] en considérant un transistor de 0,25  $\mu\text{m}$  de longueur de grille, confirma le comportement "presque balistique" des électrons, et par conséquent, les valeurs élevées obtenues pour la transconductance  $G_m$  à canal ouvert ( $V_{gs}$  appl  $\neq$  0V).

Des travaux complémentaires sur la nature de l'interface couche active-substrat semi-isolant [16,17] permirent de fournir une explication sur la saturation du courant de drain.

D'autre part, grâce à cette méthode l'étude du bruit a été poursuivie par C. MOGLESTUE [18].

#### II.1.d) Avantages - Inconvénients

Il est clair que cette méthode permet une étude précise et exacte du composant en prenant en compte les différentes caractéristiques de transport des porteurs.

En contrepartie, elle nécessite des moyens et des temps de calcul assez importants, en particulier, elle semble mal adaptée pour des études en régime dynamique impulsionnel.

### II.1.e) Utilisation

L'usage de cette modélisation est double :

- elle est à la base de la compréhension des phénomènes se produisant dans le fonctionnement du TEC ;

- elle permet la validation de modèles simplifiés [19] ou fournit des résultats utilisables dans des modélisations approchées [20,21].

### II.2. MODELES BIDIMENSIONNELS

#### II.2.a) Principe - Hypothèses

On distingue généralement deux catégories de modèles. La résolution bidimensionnelle des équations macroscopiques des semiconducteurs leur étant communes :

$$(I-3) \quad \vec{\nabla}(\epsilon \vec{E}) = q(N_D - n) \quad \text{Equation de POISSON}$$

$$(I-4) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + q \frac{\delta n}{\delta t} = 0 \quad \text{Equation de continuité}$$

ils se différencient par la prise en compte ou non des effets de dynamique non stationnaire.

Dans le premier cas, le courant est déterminé par une équation incluant les effets de relaxation, c'est à dire la vitesse des porteurs dépend non seulement du champ électrique et du gradient



de concentration mais cette relation est elle-même fonction de l'énergie moyenne. Les variations de cette énergie moyenne sont régies par une équation de relaxation. Ces deux équations peuvent être déduites de l'intégration de l'équation de BOLTZMANN :

$$(I-5) \quad \vec{J} = \frac{q\tau_m(\epsilon)}{m^*(\epsilon)} (nE - \vec{\nabla}(nk_B T(\epsilon)))$$

$$(I-6) \quad q \frac{\delta(n\epsilon)}{\delta t} + \vec{\nabla}(\vec{J}\epsilon) = \vec{J}E - \vec{\nabla}(\vec{J}k_B T(\epsilon)) - \frac{qn(\epsilon - \epsilon_0)}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

où  $\tau_m$ ,  $\tau_\epsilon$ ,  $m^*$ ,  $T$  sont respectivement le temps de relaxation du moment, le temps de relaxation de l'énergie, la masse effective, la température électronique et sont supposés être des fonctions instantanées de l'énergie moyenne des porteurs.

Dans le second cas, encore appelé modèle "Dérive-Diffusion" la vitesse des porteurs et le coefficient de diffusion sont des fonctions instantanées du champ électrique :

$$(I-7) \quad \vec{J} = qn\vec{v}_d(E) + qD_n(E) \vec{\nabla}n$$

## II.2.b) Traitement numérique

L'équation de Poisson est généralement résolue en utilisant une description en différences finies. Cette solution peut être obtenue par l'utilisation de méthodes itératives (méthode de relaxation) ou par des méthodes directes (méthode du double balayage, méthode FACR [22]). Les équations de continuité et du courant sont résolues le plus souvent par des méthodes itératives.

Toutefois, on trouve aussi des descriptions en éléments finis avec l'utilisation d'autres grandeurs de base telles que, par

exemple, les pseudo-niveaux de Fermi [23].

On distingue deux modes de résolution : la solution du régime statique est obtenue soit directement (les termes dépendants du temps sont nuls), soit après le régime transitoire.

## II.2.c) Exemples d'effets étudiés

### II.2.c.1) Modèles "Dérive-Diffusion"

Se basant sur une résolution bidimensionnelle numérique et en utilisant une caractéristique  $\bar{v}(\bar{E})$ , identique à celle du silicium, K.YAMAGUSHI et al [24] expliquèrent l'existence d'une conductance de drain par la rotation de la direction de la vitesse des porteurs, quand  $V_{ds}$  augmente. La validité de cet effet nous semble discutable car il repose tout d'abord sur l'hypothèse d'un substrat parfaitement isolant et sur la dépendance de la mobilité apparente en fonction du champ électrique. En effet, en présence d'un champ antagoniste, les porteurs se trouvent systématiquement chauds dans certaines zones et par conséquent ont une mobilité faible, ce qui physiquement n'est pas acceptable.

Dans une version postérieure [25], ils prirent en compte d'une part une courbe de mobilité plus réaliste, négative sur une certaine plage de champ électrique, et d'autre part une évolution du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique [26]. La mise en évidence d'instabilités dues à un domaine Gunn fut poursuivie par M. SHUR et L.F. EASTMAN [27] en considérant une accumulation de porteurs dans le canal, celle-ci assurant la continuité du courant.

La mise en évidence de la conduction par la couche tampon fut faite par M. REISER [28]. Par la suite, il montra [29] l'intérêt des grilles courtes tout en précisant les problèmes posés par l'utilisation de dimensions très faibles. Ainsi, pour des longueurs de grille très petites, la limite de la zone désertée devient "circulaire", ce

qui contribue à diminuer la transconductance. D'autre part le rapport  $L_g/a$  (longueur de grille/épaisseur de la couche active) doit rester le plus grand possible en vue de minimiser la conductance de sortie. Dans le modèle de T. WADA et J. FREY [30], l'évolution de la vitesse des porteurs et du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique est tiré de modèles Monte Carlo ce qui leur permet d'étudier le comportement du transistor suivant le matériau semiconducteur utilisé. Ils mirent en évidence la nécessité de prendre en compte le phénomène de relaxation dans la modélisation de composants à grille courte.

#### II.2.c.2) Modèle incluant la relaxation

W. CURTICE et Y. YUN [31] étudièrent ce phénomène en considérant une mobilité et un coefficient de diffusion fonction de la température électronique moyenne, celle-ci étant déterminée à partir d'une équation de l'énergie simplifiée [32]. Des résultats sur l'influence de la longueur de grille (en particulier submicronique), de la couche active, de la couche tampon en furent déduits [33]. Des démarches un peu similaires à celle de CURTICE ont été proposées par M. IBRAHIM [34], R.K. COOK et J. FREY [35] et C.R. BREWITT TAYLOR [36].

#### II.2.d) Avantages - Inconvénients

La résolution bidimensionnelle des équations des semi-conducteurs permet une description précise des effets bidimensionnels, principalement en sortie de grille. De plus, le traitement de ces équations par des méthodes appropriées (directes ou itératives) offre la possibilité de prendre en compte les données technologiques réelles du transistor (densité d'impuretés [37]) tout en gardant un temps de calcul raisonnable. Le temps est en effet largement inférieur à celui nécessité par les modèles particuliers (facteur 5), mais ce type de simulation ne peut être implanté que sur des ordinateurs de taille

importante, ou à la limite des miniordinateurs. (ordre de 0.5 à 1 Mips minimum).

Par ailleurs, on peut s'interroger sur l'opportunité d'utiliser la méthode des éléments finis [38] dans le traitement de composant, comparativement à celle des différences finies. Cette approche devrait permettre une meilleure description du composant, eu égard à ces caractéristiques géométriques (structures recess complexes, par exemple) et au fait que les zones actives ne représentent qu'une faible part de l'ensemble. Mais il semble qu'elles posent des problèmes de stabilité et de temps calcul non encore parfaitement résolus.

#### II.2.d.1) Modèles "Dérive-Diffusion"

Ils ne permettent que l'étude de composants dont la longueur de grille est typiquement supérieure à un micron.

Signalons que certains effets mis en évidence par ces modèles, tels que la transition graduelle des porteurs entre la zone désertée et le canal conducteur (de l'ordre de quelques longueurs de Debye), l'extension de la zone désertée aux extrémités de la grille, furent l'objet d'approximations analytiques utilisables dans des modélisations unidimensionnelles [24,39].

#### II.2.d.2) Modèles incluant la relaxation

Pour des composants submicroniques, la modélisation passe nécessairement par la prise en compte des effets de dynamique non stationnaire [40, 41, 42] et donc l'utilisation de tels modèles. On peut en déduire l'influence des paramètres technologiques sur les performances du composant, ceci pour différentes structures (planaires ou recess).

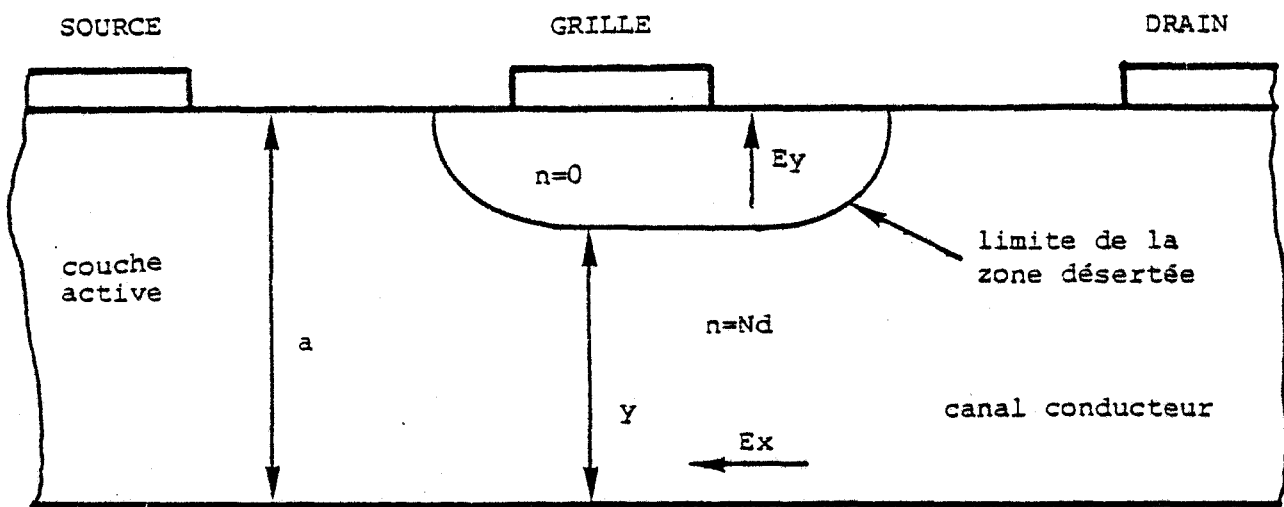


FIGURE I.12 : Traitement analytique du TEC AsGa



### II.2.e) Utilisation

Les modèles bidimensionnels numériques offrent la possibilité d'étudier le comportement du transistor en régime statique, en régime dynamique et en bruit.

En raison de la longueur du temps de calcul nécessaire, ce type ne s'intègre pas directement dans des applications de type CAO.

### II.3. MODELES UNIDIMENSIONNELS

#### II.3.a) Modèles unidimensionnels analytiques

##### II.3.a.1) Principes - Hypothèses

Moyennant certaines hypothèses, il est possible de traiter le comportement du transistor à effet de champ sous forme analytique (figure (I.12)). Les hypothèses principales sont :

- de considérer que sous la grille, l'espace est constitué d'une zone vide de porteurs et d'un canal conducteur uniforme : ceci revient à négliger complètement la longueur de Debye (de l'ordre de  $100 \text{ \AA}$  pour  $2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ ) devant l'épaisseur du canal.

- de supposer que, dans la zone désertée, le gradient de champ électrique longitudinal est négligeable par rapport au gradient transversal. L'équation de Poisson y devient :

$$(I-8) \quad \frac{\delta^2 \Psi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \Psi}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 \Psi}{\delta y^2} = -\frac{q}{\epsilon} N(x,y)$$

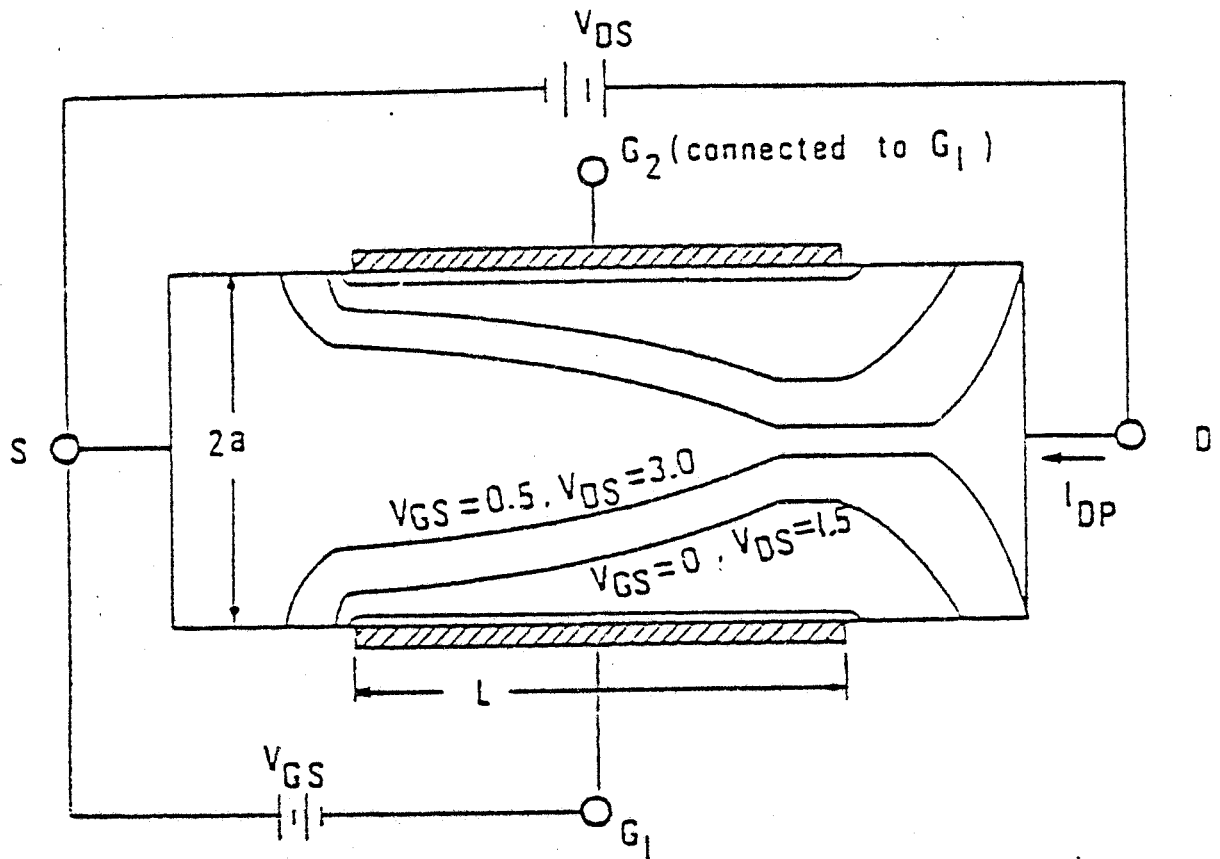


FIGURE 1.13 : Modèle de J.R. HAUSER [44]

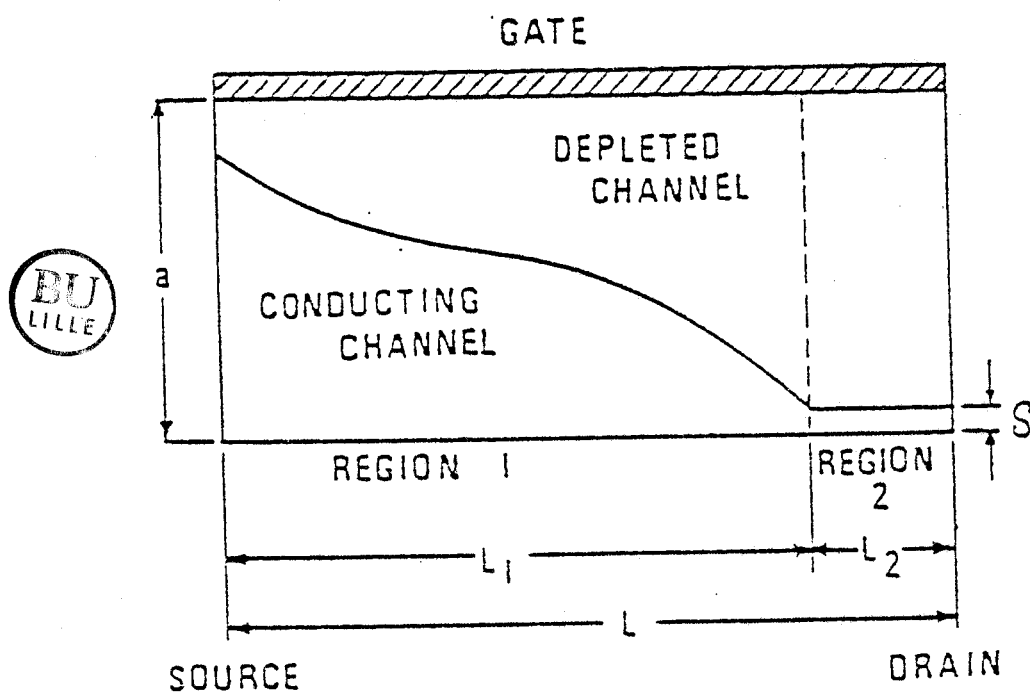


FIGURE 1.14 : Modèle de A. GREBENE ET S. GANDHI [45]

- de supposer que, dans le canal, la composante transversale du champ électrique est négligeable comparée à la composante longitudinale.

### II.3.a.2) Exemples

Le modèle original de W. SCHOKLEY [42] fut à l'origine de nombreuses modélisations analytiques qui ont permis l'investigation de nombreux phénomènes physiques caractéristiques du comportement du transistor. Pourtant, outre la non prise en compte du phénomène de limitation de vitesse, SCHOCKLEY postule que la saturation du courant est obtenue quand le canal est complètement pincé sous l'influence conjointe des tensions de drain et de grille, ce qui constitue un paradoxe puisqu'un tel pincement devrait s'accompagner d'une annulation du courant. La plupart des autres modèles analytiques utilisèrent une caractéristique  $\vec{v}(\vec{E})$  de forme identique à celle existant dans le Silicium, avec une valeur de la vitesse de saturation beaucoup plus élevée ( $v_s \approx 1,3 \cdot 10^7$  cm/sec).

La prise en compte de la saturation de la vitesse en champ fort fut introduite par J.R. HAUSER [44] (fig. (I.13)), qui par ailleurs admet que la saturation du courant est obtenue pour une longueur minimale de canal de l'ordre de la longueur de Debye. Par la suite, A. GREBENE et S. GANDHI [45] tinrent compte de la variation de la longueur du canal où les porteurs se déplacent à vitesse constante, en utilisant une solution bidimensionnelle approchée de l'équation de POISSON dans la zone saturée du canal (figure (I.14)). K. LEHOVEC et R. ZULEEG [46] considérèrent l'influence de la zone désertée aux deux extrémités de la grille en combinant les deux modèles précédents : ceci constitue une première approche des problèmes liés aux effets de bord dans les transistors à grille courte. P.L. HOWER et H.G. BECHTEL [47], se basant sur le modèle d' HAUSER, complétèrent le traitement petit signal. R.A. PUCCEL et al [48], et J. GRAFFEUIL [49] y ajoutèrent le traitement du bruit, tout en conservant une description similaire à celle de GREBENE et GANDHI.



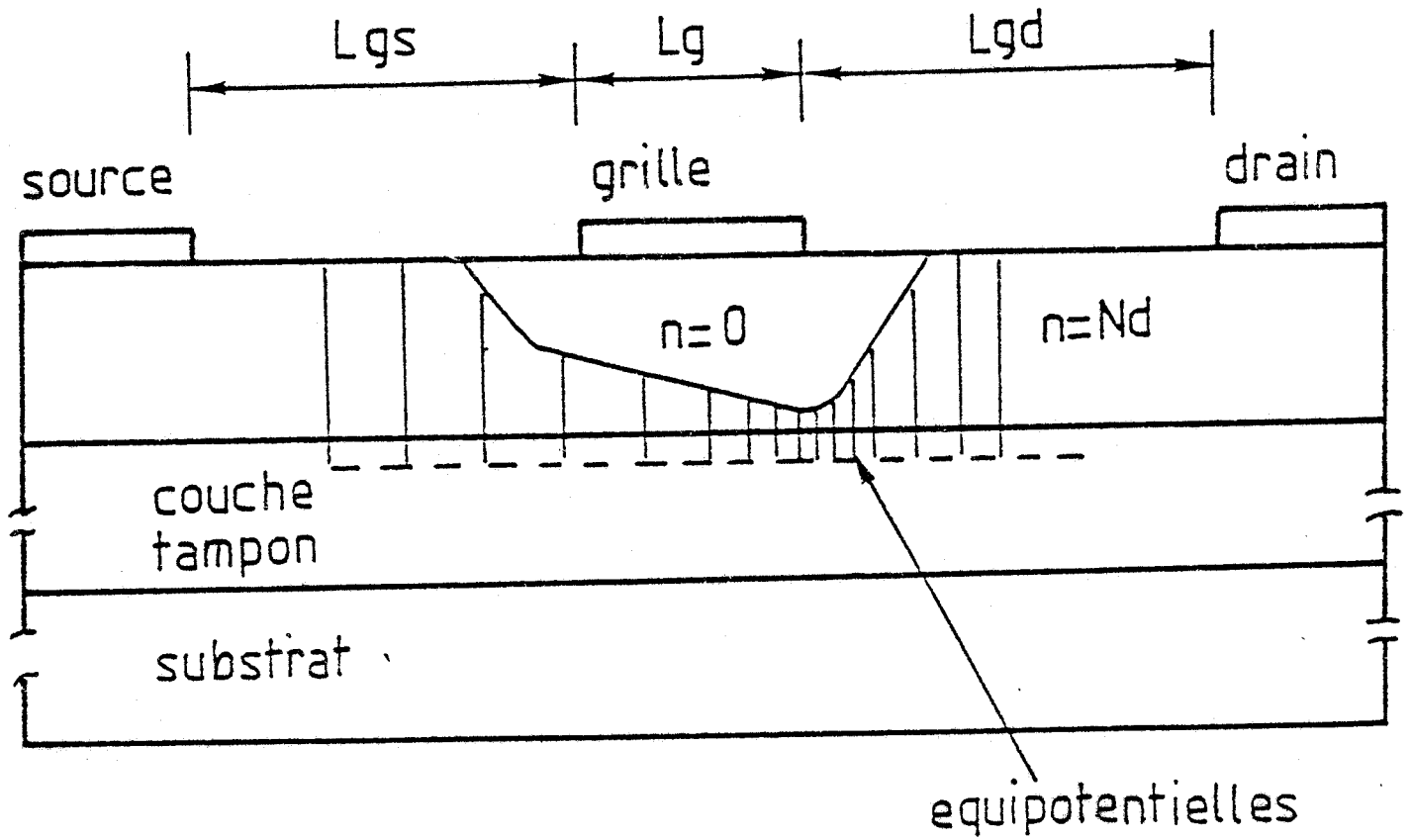


FIGURE I.15a : Principe de base du modèle de A. CAPPY et B. CARNEZ [52]



### II.3.a.3) Avantages - Inconvénients

Malgré une mise en oeuvre simple, ils permettent de décrire assez convenablement le fonctionnement de transistors ayant des grilles de longueur supérieure au micron. Des études en régime petit signal, en régime de grand signal et en bruit ont pu être réalisées grâce à ces modèles. Compte tenu de leur facilité de mise en oeuvre, ils sont directement implantables sur microordinateur et de ce fait leur utilisation pourrait être envisagée en C.A.O.

Pour des longueurs de grille très inférieures au micron, l'utilisation de ces modèles s'avère être délicate en raison des effets très bidimensionnels en sortie de grille et de la non prise en compte des effets non stationnaires. Il faut utiliser des artifices tels que l'augmentation de la vitesse de saturation quand la longueur de grille diminue [50]. De plus, l'évaluation de la conductance de sortie est souvent arbitraire.

### II.3.b) Modèle unidimensionnel incluant la relaxation

Ce modèle a été mis en oeuvre au laboratoire par A. CAPPY et B. CARNEZ [52]. Comme nous l'indiquons plus loin (chapitre III), nous avons tenté d'adapter ce modèle pour étudier l'influence du profil de dopage. Aussi, le décrirons-nous plus longuement.

#### II.3.b.1) Principe - Hypothèses

Le modèle est basé sur un certain nombre d'hypothèses identiques à celles des modèles précédents :

- la zone désertée en-dessous de la grille est totalement vide de porteurs ;

- les lignes équipotentiels à l'extérieur de la zone désertée sont perpendiculaires à l'axe source-drain (figure (I.15a)) ;

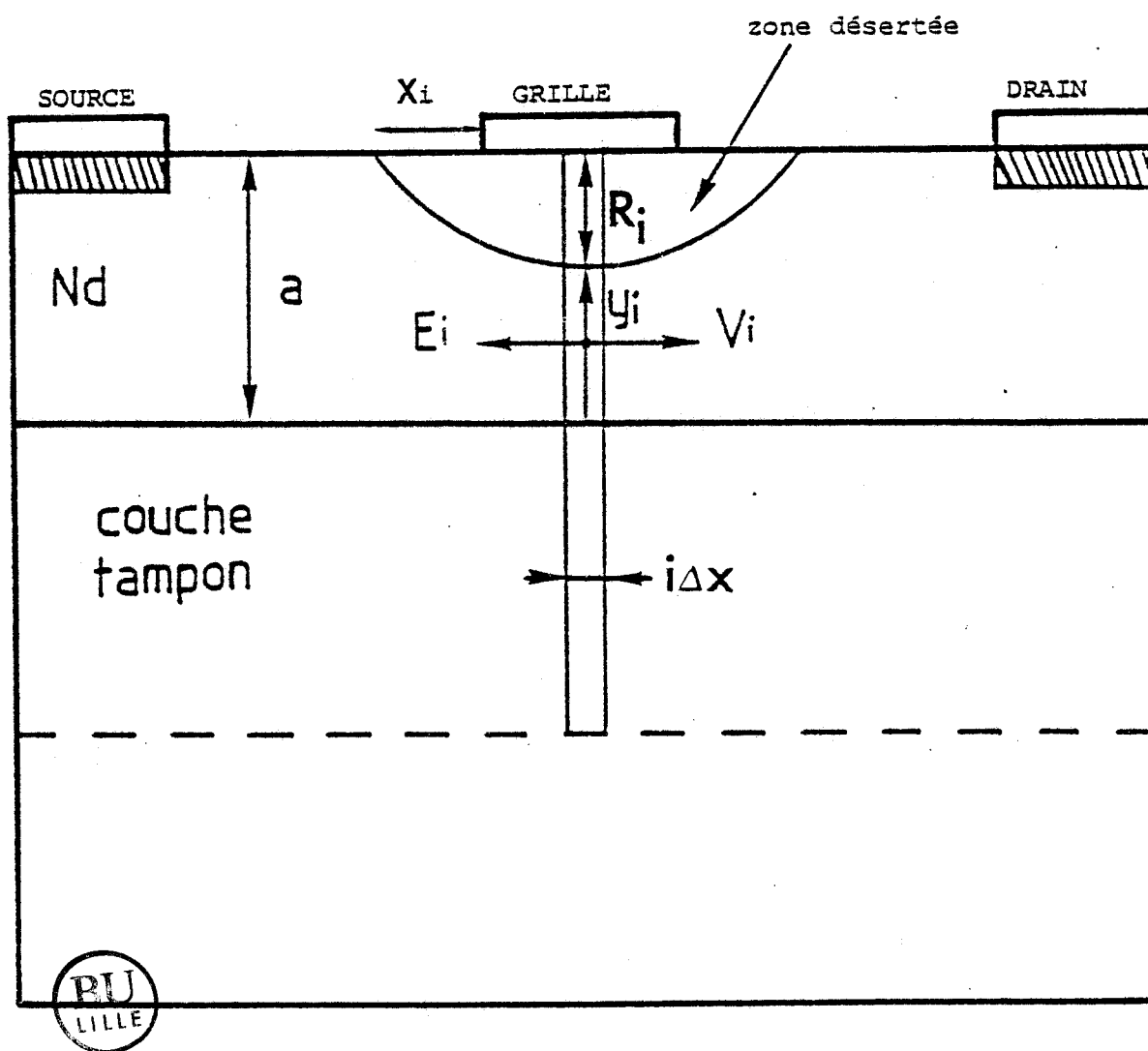


FIGURE I.15b : Définition des variables dans le modèle de A.CAPPY et B.CARNEZ

- $R_i$  : épaisseur de la zone désertée
- $V_i$  : épaisseur du canal conducteur
- $X_i$  : extension latérale de la zone désertée
- $E_i, V_i$  : champ électrique longitudinal et vitesse longitudinale

- il tient compte des effets de dynamique non stationnaire à l'aide d'équations de relaxation phénoménologiques :

$$(I-9) \quad \frac{d(m^*(\varepsilon) v)}{dt} = qE - \frac{m^*(\varepsilon) v}{\tau_m(\varepsilon)}$$

$$(I-10) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = qEv - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

où  $m^*$ ,  $\tau_m$ ,  $\tau_\varepsilon$ , ne sont fonction que de l'énergie moyenne  $\varepsilon$  des porteurs et sont déterminés à partir de résultats Monte Carlo.

- la largeur de la zone désertée tant en-dessous de la grille que dans les espaces grille-source et source drain est évaluée en utilisant les travaux de E. WASSERTROM et J. Mc KENNA [51] : elle dépend du potentiel local dans le canal.

- il tient compte de l'injection des porteurs dans la couche tampon.

### II.3.b.2) Equations, traitement numérique

L'espace source-drain est divisé en section d'épaisseur égale à  $\Delta x$  (figure (I.15b)). Les équations fondamentales décrites pour chaque abscisse  $x = i.\Delta x$  se présentent sous forme discrète :

$$(I-11) \quad I = qzy_i n_i v_i$$

$$(I-12) \quad E_i = E_{i-1} + \Delta x \frac{q}{\varepsilon} (N_D - n_i)$$

$$(I-13) \quad v_i = f(\varepsilon_i, E_i, m_{i-1}^*, v_{i-1})$$

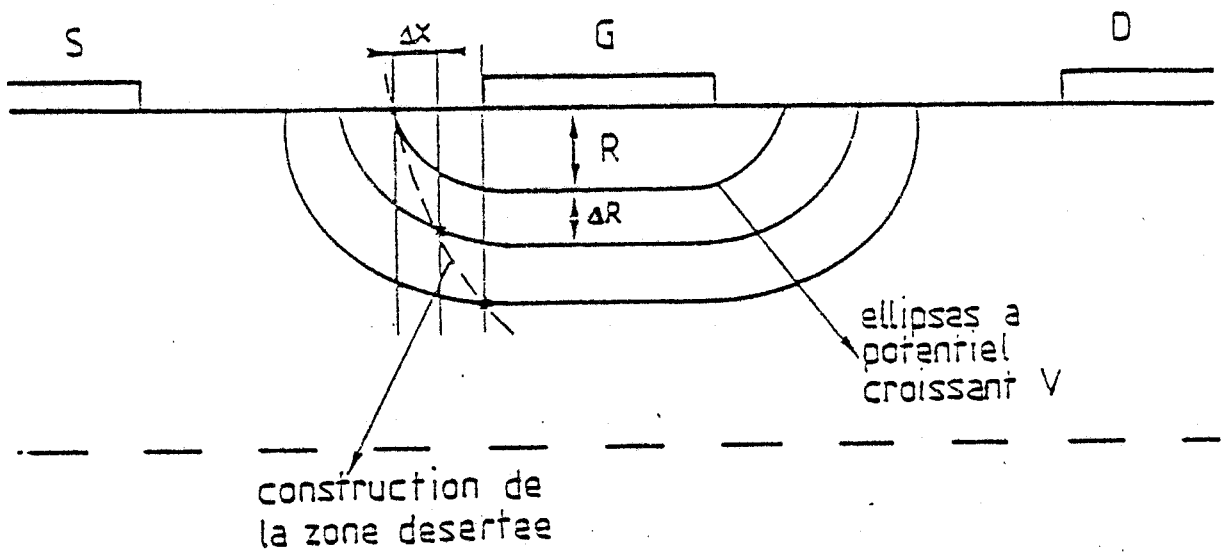


FIGURE I.16a : Construction de la limite de la zone désertée

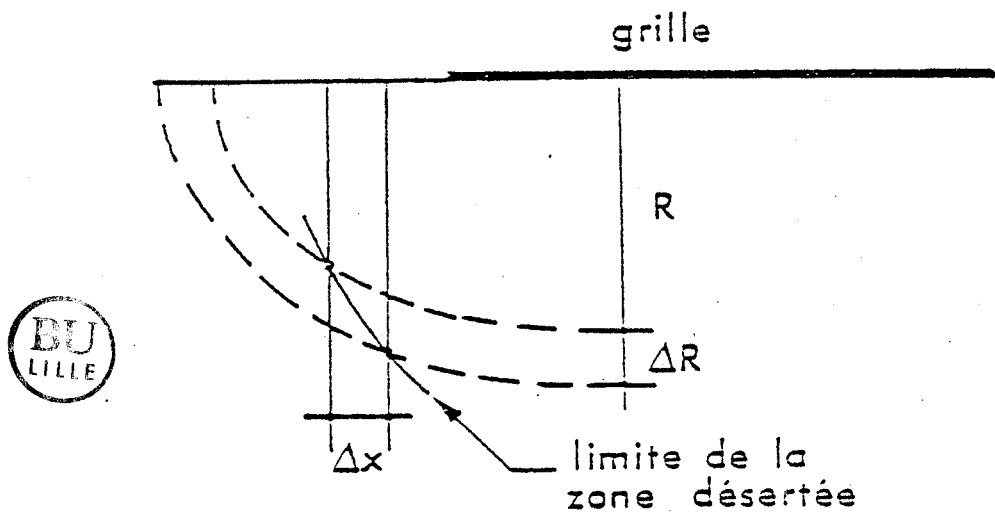


FIGURE I.16b : Construction de la limite de la zone désertée dans les zones elliptiques de bords

où l'épaisseur du canal  $y_i$  est donnée par :

$$(I-14) \quad y_i = a - R_i + y_s \left(1 - \frac{N_D}{n_i}\right) \quad \text{si } n_i > N_D$$

$$(I-15) \quad y_i = a - R_i \quad \text{si } n_i < N_D$$

$y_s$  : épaisseur équivalente d'injection dans la couche tampon, de l'ordre de  $Lg/2 + a$

$N_D$  : nombre d'atomes donneurs

$n_i$  : concentration locale des porteurs

$v_i$  : vitesse des porteurs

$\epsilon_i$  : énergie des porteurs

L'épaisseur locale de la zone désertée est définie par l'expression :

$$(I-16) \quad R_i = R_{i-1} + \frac{\epsilon E_{i-1} \Delta x}{q n_{i-1} R_{i-1}}$$

déduite de la loi de commande de charge :  $\frac{\Delta V}{\Delta R} = \frac{q}{\epsilon} N_D R$

La construction du contour de zone désertée aux extrémités de la grille s'effectue à partir d'une succession d'ellipses déduites selon le formalisme de WASSERTROM et MC KENNA [51], chacune de ces ellipses correspondant à une incrementation de pas  $\Delta x$  dans le canal, c'est à dire une valeur de la tension locale canal-grille croissant au fur et à mesure que l'on se déplace de la source vers le drain (figure (I.16a)).

L'équation de l'ellipse ne dépend que d'un seul paramètre, l'épaisseur  $R_i$  de la zone désertée :

$$(I-17) \quad \frac{(X - X_0)^2}{(X_0 + X_1)^2} + \frac{y^2}{R_i^2} = 1 \quad X_0 = 0,5R_i \quad X_1 = 0,63R_i$$

Les abscisses  $X_0$  et  $X_1$  représentent respectivement l'endroit sous la grille où l'épaisseur  $R_1$  de la zone désertée devient constante et l'extension latérale de celle-ci aux extrémités de la grille (figure I.16.b).

Les équations [I.11] [I.12] [I.13] peuvent être combinées en une seule équation du second degré en  $v_i$  :

$$(I-18) \quad A_i v_i^2 + B_i v_i + C_i = 0$$

Sa résolution numérique permet de déduire pour chaque abscisse  $x$ , la vitesse des porteurs, le champ électrique et la concentration locale  $n_i$ . Le calcul est ainsi mené de proche en proche de la source vers le drain.

### II.3.b.3) Avantages - Inconvénients

La simplicité de cette méthode permet d'en effectuer le traitement en des temps très courts sur microordinateur et de réaliser non seulement des études portant sur la compréhension du fonctionnement mais aussi sur l'optimisation du composant.

Ce modèle a été l'objet d'extensions multiples :

- prévisions des performances en bruit [52] ;
- étude en régime dynamique [53] ;
- étude de structures grand signal multigrilles [54].

A l'opposé, certaines hypothèses ne sont plus valides dans le cas de couches actives très minces : la transition entre la zone désertée et le canal est non abrupte.

Il est difficile de prévoir des performances pour des structures où les effets bidimensionnels deviennent importants, par exemples des structures à canal creusé.

#### II.3.b.4) Utilisation

Il est directement utilisable sur microordinateur, et éventuellement en C.A.O. de systèmes simples.

### III - INTRODUCTION D'EFFETS PHYSIQUES LIES A LA TECHNOLOGIE DANS LES MODELES

Il est admis que dans le fonctionnement du TEC, les phénomènes de surface et d'interface peuvent modifier de manière non négligeable les performances et en particulier entraînent une dégradation des paramètres hyperfréquences [55]. De plus, dans la plupart des réalisations, le profil de dopage n'est pas abrupt, comme il est communément accepté dans les diverses simulations décrites précédemment.

A ce niveau, il nous semble nécessaire de rappeler les effets parasites qui peuvent être les plus importants, et de voir comment on peut en tenir compte dans les modèles.

#### III.1. EFFETS DE SURFACE

##### III.1.a) Origine

L'origine de ces effets peut être expliquée de deux manières:

- tout d'abord, les dimensions finies du composant sont une source de perturbation de la périodicité du cristal. De l'existence de liaisons pendantes, il résulte la présence d'états de surface localisés dans la bande interdite [56].



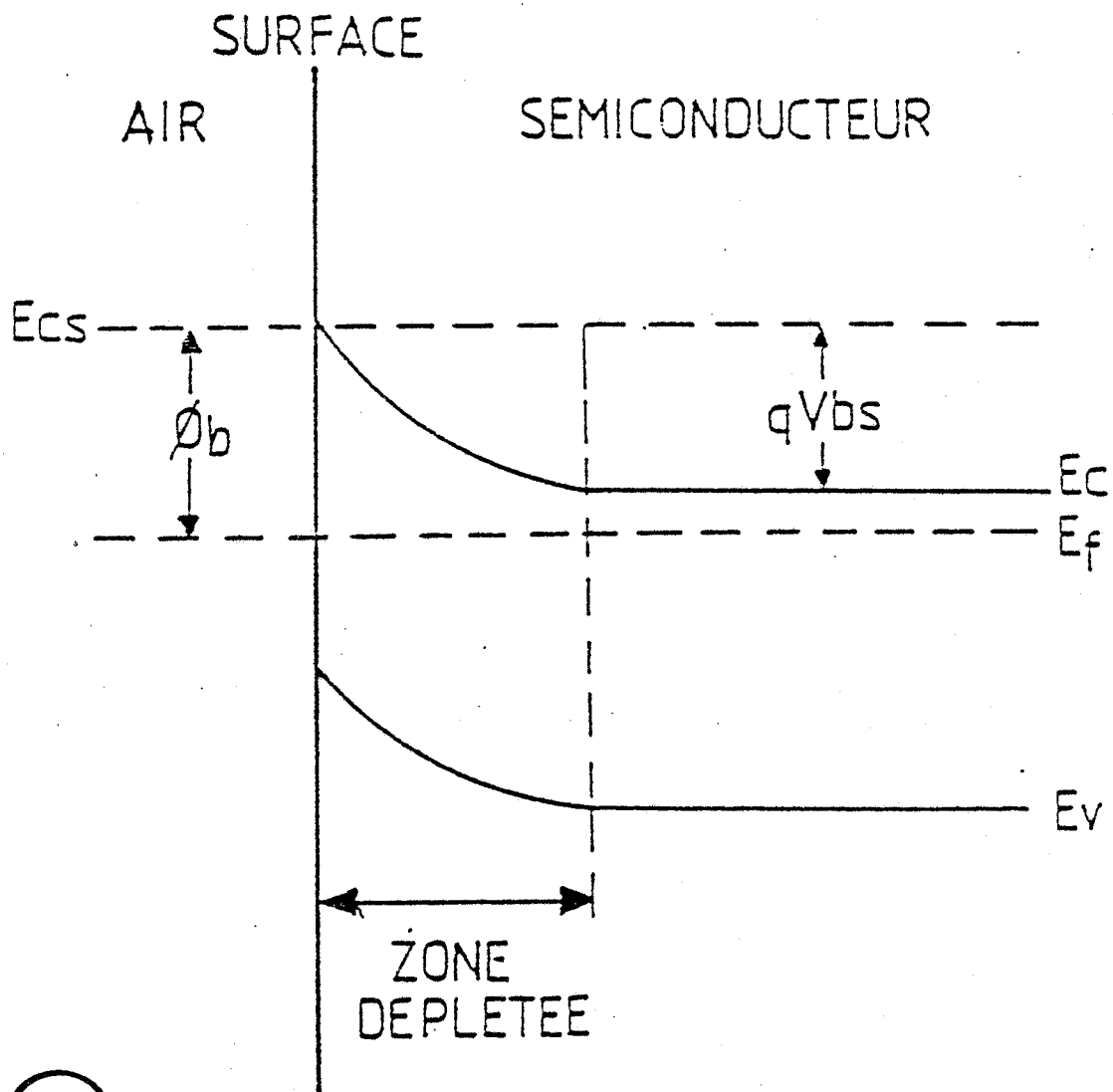


FIGURE 1.17 : Diagramme d'énergie à l'interface AIR-SEMICONDUCTEUR.  
Existence d'un potentiel de surface.

- les interactions entre le matériau et le milieu ambiant se traduisent par des phénomènes d'adsorption de molécules et d'ions par la surface. On peut noter principalement la formation d'une couche d'oxyde instable, et entre autre l'oxydation du Gallium en surface [57]. Ces perturbations en surface conduisent à un blocage du niveau de Fermi à environ 0.6 eV du bas de la bande de conduction, amenant une courbure de bande en surface (figure (I.17)).

Il en résulte l'existence d'une zone désertée qui s'étend de part et d'autre de la grille. Son influence peut être déterminante sur les propriétés des transistors, en particulier des transistors Normally OFF. L'influence de ces effets sur le comportement du composant a fait l'objet de plusieurs travaux.

### III.1.b) Prise en compte de l'effet de surface

#### III.1.b.1) Modèles analytiques unidimensionnels

T. HARIU [58] a présenté une étude analytique de transistors Normally OFF en tenant compte de l'existence d'un potentiel de surface et donc d'une zone désertée dans l'espace source grille et grille drain. Il montra l'influence de ce potentiel sur la transconductance  $G_m$  et put déduire des informations sur l'influence de la profondeur du recess. L'existence de ce potentiel permet d'expliquer la compression de la transconductance observée sur certains transistors à polarisation  $V_{gs}$  nulle [59].

Des travaux récents [60] ont montré la corrélation entre la dispersion fréquentielle de la capacité  $C_{gs}$ , de la transconductance  $G_m$  et la présence de charges de surface.

#### III.1.b.2) Modèles bidimensionnels

Le phénomène de "Coude" ou "Bumping", correspondant à une augmentation du courant drain source en régime de saturation a été

associé à un piégeage en surface de porteurs minoritaires [61] ; ce piégeage aurait pour principal effet de réduire les dimensions de la zone de charges d'espace présentes à la surface des zones d'accès.

T.M. BARTON et al [62] ont montré le rôle joué par les effets de surface sur la détermination des tensions de claquage et par là, sur le fonctionnement en puissance. En particulier, l'existence d'un excès de charges de surface en sortie de grille pourrait expliquer la dépendance de la tension de claquage  $V_{ds}$  en fonction de la longueur de grille.

### III.2. INFLUENCE DU SUBSTRAT

#### III.2.a) Origine

L'existence de pièges à l'interface entre la couche conductrice et le substrat semi-isolant peut être relié à la présence d'impuretés introduites durant le processus technologique de réalisation du substrat (dans le cas de substrats semi-isolants compensés au Chrome), ou à des défauts ponctuels intrinsèques (défaut natif nommé  $EL_2$  dans le cas de substrats semi-isolants non compensés) [63].

D'un point de vue électrique, ces pièges sont responsables de l'existence d'une barrière interfaciale entre le substrat et la couche active, et peuvent contribuer par ailleurs à affecter la mobilité des porteurs libres dans cette zone.

Certes, dans le cas de couches actives obtenues par épitaxie, ces effets peuvent être diminués en faisant croître une couche tampon mais des pièges peuvent exister également à l'interface et au sein de cette dernière. Enfin, dans le cas de couches obtenues par implantation ionique, dans le substrat lui-même, l'importance de la qualité de ce dernier est primordiale ainsi que le processus d'activation de l'implantation.

Des travaux communs [64,65] ont proposé une étude très complète sur l'influence de la nature du substrat : dans le cas de semi-isolants compensés au Chrome, les impuretés introduites se comportent comme des niveaux accepteurs profonds alors que dans le cas de semi-isolants non intentionnellement dopés, les défauts du matériau, généralement appelés EL<sub>2</sub>, se comportent comme des donneurs profonds.

### III.2.b.) Prise en compte dans les modèles

#### III.2.b.1) Modèles analytiques

T. HARIU et al [66] abordèrent ce problème en considérant l'influence d'une zone désertée à l'interface couche active-substrat. Celle-ci était fonction d'une densité de pièges profonds à l'interface et du potentiel local dans le canal.

Par la suite, certains auteurs [67,68] prirent en compte l'influence de pièges à l'interface sur la mobilité. Ils montrèrent en particulier, que dans des conditions proches du pincement, des concentrations de pièges profonds ionisés de l'ordre de quelques 10<sup>15</sup> atomes/cm<sup>3</sup> peuvent contrarier à la fois le comportement fréquentiel et les caractéristiques de facteur de bruit et de gain associé [69].

H. TRANDOC et al [70,71] ont décrit l'influence de la polarisation du substrat sur les caractéristiques électriques du composant, en basant leur analyse sur l'existence d'une double charge d'espace à l'interface semiconducteur - semi-isolant.

#### III.2.b.2) Modèles particuliers

P. BONJOUR et al [16] ont étudié l'influence de la nature de l'interface entre la couche active et le substrat semi-isolant sur la conductance de drain, en considérant une barrière interfaciale de l'ordre de 0,6 V.

Cette barrière résultant d'un piégeage d'électrons ou de la présence d'une couche tampon de type p, est modélisée par une densité de charges négatives uniforme. Cette étude fut complétée par la suite [17] pour le cas de transistors à grille submicronique.

### III.3. INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE

#### III.3.a) Origine

Dans la plupart des modèles on considère un profil de dopage abrupt :

- le dopage de la couche active est constant ;
- la transition entre couche active et substrat semi-isolant (ou couche tampon) est infiniment abrupte.

En réalité, il est difficile d'obtenir de tels profils de dopage :

- en épitaxie par phase vapeur (VPE), la transition est généralement graduelle ;

- en implantation ionique, les profils sont naturellement gaussiens. D'autre part, le traitement thermique nécessaire à l'activation électrique des espèces implantées peut modifier l'allure du profil par une redistribution des impuretés, si la diffusion est trop importante.

- enfin le développement de l'épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE) et de l'épitaxie par MOCVD peut permettre l'obtention de profils proches de la théorie.

La démarche à suivre est donc double :

- il est nécessaire de tenir compte de la vraie nature du profil de dopage, plus particulièrement dans le cas de couches minces ;

- on peut chercher à réaliser des profils de dopage variables pour améliorer certaines propriétés telles que la tenue en tension, la linéarité de la caractéristique de transfert, le facteur de bruit.

### III.3.b) Prise en compte dans les modèles

#### III.3.b.1) Modèles unidimensionnels analytiques

Les premières investigations sur la non uniformité des dopages furent faites par MB. DAS - P. ESQUEDA [72] et A. NAGASHIMA et al [73]. Ils considérèrent l'influence d'une couche très peu dopée placée entre la couche active et la grille. En simulant une longueur de grille de 1 micron, ils montrèrent l'amélioration notable de la fréquence de coupure ainsi que la diminution de la capacité Cgd.

Des travaux [74], basés sur des approximations importantes et en particulier l'approximation du canal graduel, ont permis de calculer les caractéristiques de transfert d'un transistor implanté de longueur de grille égale à un micron, en considérant l'influence de la profondeur du recess de grille.

G.W. TAYLOR et al [75] modélisèrent complètement le comportement du transistor à effet de champ sur silicium en présence de profils variables définis par une distribution purement Gaussienne. Malgré certaines hypothèses simplificatrices, les expressions analytiques obtenues sont très complexes, notamment la résolution de l'équation de POISSON, déduite à l'aide des paramètres de la distribution. Par la suite, certains auteurs [68,69] firent une étude systématique en fonction du profil implanté (énergie d'implantation, dose de dopants implantés) et de la profondeur du recess de grille. En évaluant les caractéristiques de facteur de bruit et de gain associé, ils montrèrent qu'il existait une profondeur de recess optimale et que l'implantation à haute énergie améliorerait le comportement fréquentiel du facteur de bruit.

P. DE SANTIS [76] généralisa les modèles classiques (Lehovec-Zuleg ; Pucel-Statz-Haus) au cas de profils quelconques. Des expressions analytiques, fixant la dépendance des principaux paramètres petits signaux (Cgs, gm, gd, Ri) furent établies. Il mit en évidence l'intérêt des profils variables pour le fonctionnement en faible bruit, et compte tenu de la linéarité de la caractéristique de transfert, en amplification de puissance.

III.3.b.2) Modèles unidimensionnels permettant une description simplifiée des effets de relaxation

III.3.b.2.a) Modèle analytique

Le modèle développé par G. MALAUSSANNE [77] s'inspire directement des modèles analytiques de PUCCEL et GRAFFEUIL : il est basé sur l'approximation des deux zones (ohmique et saturée). Il tient compte de l'influence de la zone de transition entre le canal et la zone désertée, des effets de bords et de l'injection des porteurs dans le substrat.

Les effets de dynamique non stationnaire sont pris en compte en considérant une vitesse de saturation apparente, supérieure à la vitesse stationnaire. Une formulation empirique permet de déterminer sa valeur en fonction de la longueur de grille.

$$(I-19) \quad v_{sat} \text{ (m/s)} = 59 L^{-0.56} \quad [50]$$

Ce modèle permet d'accéder aux caractéristiques statiques et dynamiques du transistor.

III.3.b.2.b) Modèle numérique

Les travaux de J.A. HIGGINS reposent sur une démarche un peu similaire [78] et incluent la présence d'un dipole en sortie de grille, celui-ci assurant la continuité du courant pendant la décroissance de la vitesse.

L'effet de survitesse est introduit de manière simplifiée par l'équation :

$$(I-20) \quad v(t) = v(t_0) + \left(\frac{qE}{m} \tau_m - v(t_0)\right) (1 - e^{-(t-t_0)/\tau_m})$$

Celle-ci est déduite des équations (I-9) et (I-10) en considérant une valeur particulière de  $\tau_m$ , indépendante de l'énergie et du champ électrique.

Ainsi défini, ce modèle permet de décrire les caractéristiques statiques du transistor.

#### III.3.b.2.c) Modèle particulaire

L'étude des performances potentielles du profil de dopage non uniforme dans les composants submicroniques est assez récente.

Les profils considérés correspondent à des profils implantés sur substrat semi-isolant. C.K. WILLIAMS et al [79] en considérant un transistor de longueur de grille de 0.2  $\mu\text{m}$ , ont obtenu des valeurs de transconductance et de fréquence de transition très élevées, respectivement de l'ordre de 750 ms/mm et 230 GHz.

#### III.3.c) Conclusion

La conclusion générale de ces études réalisées sur des transistors à grille micronique est qu'un profil de dopage idéal capable d'entraîner des améliorations notables des performances (gain, facteur de bruit, puissance) comporterait une zone de concentration faible vers la surface et une zone de dopage élevé à l'interface avec le substrat [80].

Par ailleurs, compte tenu des hypothèses énoncées, le champ d'investigation des modèles unidimensionnels (analytique et numérique)



permettant une étude de composants submicroniques, reste limité. En effet, la dynamique non stationnaire est assez mal décrite (formulation empirique, temps de relaxation indépendant de l'énergie), ainsi que les effets bidimensionnels en sortie de grille (injection dans le substrat, création d'un dipole).

#### IV - CONCLUSION

##### IV.1. OBJECTIFS POURSUIVIS

Comme il a été dit précédemment, le transistor à effet de champ à l'Arséniure de Gallium se présente comme l'un des composants particulièrement bien adapté à une utilisation en gamme de fréquences centimétrique et millimétrique. Si actuellement la définition de composants optimisés est à peu près achevée en ce qui concerne la gamme centimétrique, il n'en est pas de même en gamme millimétrique, par exemple entre 30 et 60 GHz. Or cette définition n'est possible que si elle s'appuie sur une modélisation précise des phénomènes physiques régissant leur fonctionnement.

##### IV.2. DEFINITION DE STRUCTURES

D'un point de vue technologique, la montée en fréquence passe nécessairement par :

- la réduction de la longueur de grille [81] vers des valeurs largement submicroniques, ce qui constitue le paramètre d'évolution le plus important.

- la réduction des valeurs de résistances d'accès  $R_s$ ,  $R_d$ . Celle-ci peut être obtenue tout d'abord par le surdopage des régions proches des contacts de source et de drain, et par le creusement de la

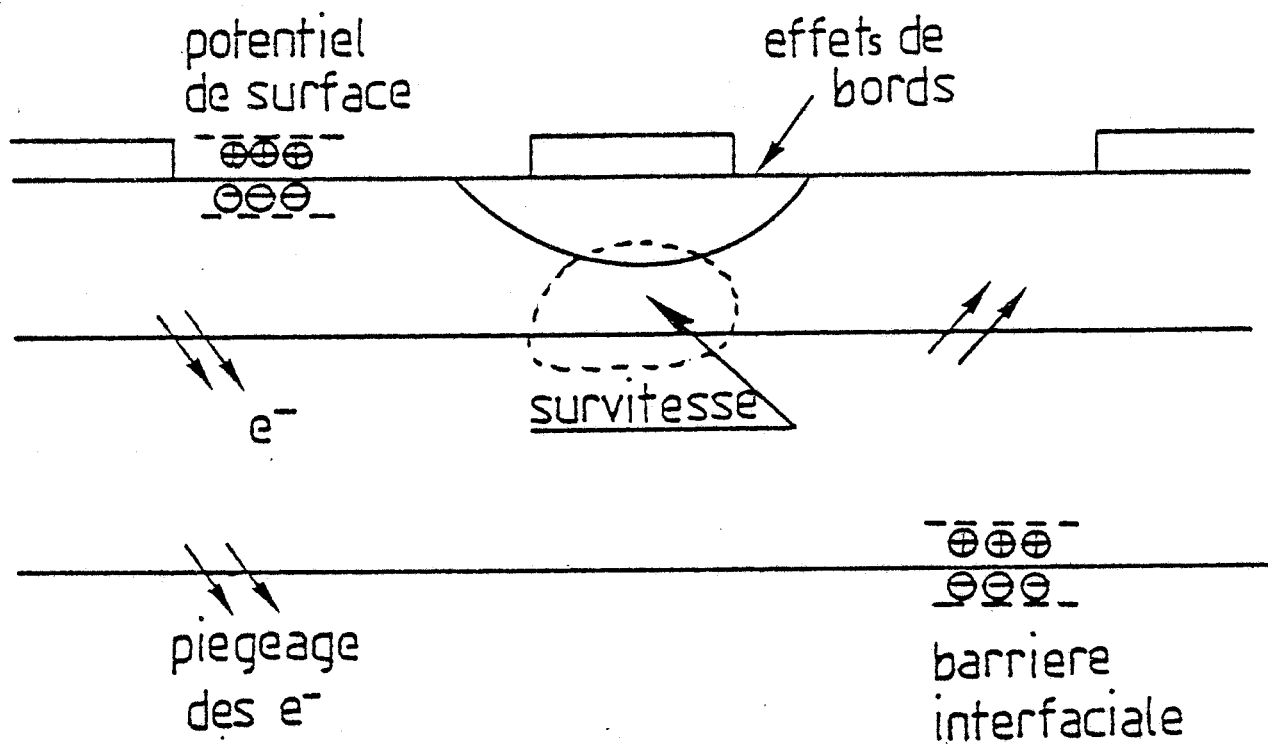


FIGURE I.18 : Phénomènes intervenant dans le fonctionnement du transistor à effet de champ à grille submicronique

grille (Recess) qui tout en permettant le contrôle de l'épaisseur de la couche active, n'augmente pas les résistances de source et de drain qui lui sont associées, voire par l'association des deux techniques.

- une augmentation du dopage moyen. H. DAEMBKES et al [82] ont montré que pour des transistors microniques et submicroniques, l'utilisation de dopages élevés permet d'améliorer nettement les performances telles que la transconductance et la fréquence de coupure. D'autre part, l'utilisation de couches minces fortement dopées réduit la conductance de sortie (nécessité de garder un rapport  $L_g/a$  grand).

- l'utilisation de profils de dopages "sculptés" afin d'obtenir des performances optimales ; celle-ci est rendue possible par l'utilisation de l'épithaxie par jets moléculaires, par exemple.

#### IV.3. DEFINITION DE MODELES

L'ensemble des phénomènes intervenant dans le fonctionnement de composants à grille submicronique est résumé sur la figure (I.18).

Toute modélisation doit alors prendre en compte :

- la dynamique exacte des porteurs dans la zone active du canal ;

- les effets bidimensionnels, exaltés par la réduction de la longueur de grille ;

- l'influence de la surface dans les structures planaires ou à grille creusée, en particulier dans le cas de couches minces. (valeur du potentiel de surface, influence des états de surface, influence de la passivation).

- la dynamique des porteurs à l'interface couche active-substrat, selon la nature du substrat (présence d'une couche tampon, substrat semi-isolant compensé ou non).

- le profil de dopage de la couche active. Celui-ci correspond à un degré de liberté supplémentaire pour la réalisation du composant. L'étude des paramètres caractéristiques du profil, tels que sa localisation par rapport à la grille, sa décroissance en queue de dopage doivent permettre une optimisation des performances, principalement en conditions faible bruit.

#### IV.4. UTILISATION DES MODELES EXISTANTS

Dans ce domaine, les modèles particuliers, et en particulier les modèles Monte Carlo constituent l'approche la plus rigoureuse et sont capables de prendre en compte l'ensemble des effets présentés. Mais, ils restent d'une mise en oeuvre assez difficile, nécessitent des temps de calcul relativement importants et ne sont pas utilisables en régime dynamique.

A l'opposé, les modèles analytiques présentent l'avantage d'une mise en oeuvre simple, mais sont incapables de prendre en compte l'ensemble des phénomènes indiqués et surtout sont difficilement utilisables pour des longueurs de grille inférieures au micron.

Les modèles bidimensionnels apparaissent alors comme les seuls capables de réaliser un compromis acceptable entre ces exigences contradictoires.

D'autre part, en raison de l'importance de ces effets, et, principalement de ceux liés à la réduction de la longueur de grille, certains modèles bidimensionnels proposés dans la littérature sont apparus insuffisants. Or, à l'époque où nos travaux furent amorcés, une modélisation bidimensionnelle réellement physique était en cours de mise au point. Nous y avons donc contribué naturellement, tout en procédant à l'investigation des phénomènes qui nous semblaient fondamentaux.

La description de ce modèle fera l'objet du chapitre suivant.

## BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- (1) S.M. SZE,  
Physics of semi-conductor devices,  
J. Wiley, 1981.
- (2) M.L. COHEN, J.K. BERGSTRESSER,  
Band Structures and Pseudopotential form factors for fourteen  
Semi-conductors of the diamond and Zinc-blende Structures,  
Physical Review, vol 141, n°2 p. 789, Jan. 1966.
- (3) M.A. LITTLEJOHN, J.R. HAUSER, T.H. GLISSON,  
Velocity field characteristics of GaAs with  $\Gamma^c_6-L^c_6-X^c_6$  conduc-  
tion Band ordering,  
J.A.P., vol 48, n°11 p. 4 587, Nov. 1977.
- (4) W. FAWCETT et al,  
Monte Carlo determination of electrons transport properties in  
Gallium Arsenide,  
J. Phys Chem Solids, vol 31 p. 1 963, 1970:
- (5) E. CONSTANT,  
Modeling of Submicron devices,  
Inst. Phys Conf, Ser. n° 57, 1981.
- (6) C.K. WILLIAMS, T.H. GLISSON, M.A. LITTLEJOHN, J.R. HAUSER,  
Ballistic transport in GaAs,  
IEEE EDL-4, n°6 p. 161, June 1983.
- (7) T.J. MALONEY, J. FREY,  
Transient and steady state electron transport properties of  
GaAs and InP,  
J.A.P., vol 48, n°2 p. 781, Feb. 1977.
- (8) J.G. RUCH,  
Electron Dynamics in short channel Field effect Transistor,  
IEEE ED-19, n°5 p. 652, May 1972.
- (9) T.J. MALONEY, J. FREY,  
Frequency limits of GaAs and InP Field effect transistor at  
300 K and 77 K with typical active layer doping,  
IEEE ED-23, p. 519, May 1976.

- (10) M. SHUR,  
Influence of non uniform field distribution on frequency limits  
of GaAs field effect Transistors,  
El. letters, vol 12, n° 23 p. 615, Nov. 1976.
- (11) K. HESS,  
Ballistic electron transport in Semiconductors,  
IEEE ED-28, n°8 p. 937, July 1981.
- (12a) R. FAUQUEMBERGUE et al,  
Physica, 129, B, n°2 p. 563, 1985.
- (12b) M. PERNISEK,  
Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques,  
Application à l'étude du transistor à modulation d'injection,  
Thèse de 3ème Cycle, Lille, 1983.
- (13) R.A. WARRINER,  
Computer Simulation for Gallium Arsenide Field effect transistor,  
SSE, vol 1, p. 103, 1977.
- (14) R. FAUGUEMBERGUE, M. PERNISEK, J.L. THOBEL, P. WOLF,  
Monte Carlo simulation of MESFET'S,  
3rd GaAs simulation Group meeting, Duisbourg, Oct. 1986.
- (15) Y. AWANO et al,  
Monte Carlo particle Simulation of a GaAs short channel MESFET,  
El. letters, vol 19, n°1 p. 20, Jan. 1983.
- (16) P. BONJOUR et al,  
Saturation mechanism in 1  $\mu$ m gate GaAs FET with channel  
substrate interfacial barrier,  
IEEE ED-27, n°6 p. 1 019, June 1980.
- (17) J.F. PONE et al,  
Two dimensional particle modeling of submicrometer gate GaAs  
FET'S near pinch off,  
IEEE ED-29, n°8 p. 1 244, Aug. 1982.
- (18) C. MOGLESTUE,  
A Monte Carlo particle study of the intrinsic Noise Figure in  
GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-32, n°10 p. 2 092, Oct. 1985.

- (19) M. SHUR,  
Analytical model of GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-25, n°6 p. 612, June 1978,
- (20) A. CAPPY,  
Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille  
submicronique,  
Thèse de troisième Cycle, Lille, June 1981.
- (21) J.A.HIGGINS et al,  
A numerical approach to modeling the ultrashort gate MESFET,  
IEEE ED-29, n°2 p. 179, Feb. 1982.
- (22) R.W. HOCKNEY,  
The potential Calculation and some applications,  
Meth. in Comp. Phys. n°9 p. 135, 1970.
- (23) J.E. VIALLET,  
Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 1985.
- (24) K. YAMAGUSHI et al,  
Drain conductance of Junction gate FET'S in the hot electron  
range,  
IEEE ED-23, n°6 p. 545, June 1976.
- (25) K. YAMAGUSHI et al,  
Two dimensional Numerical analysis of stability criteria of  
GaAs FET'S,  
IEEE ED-23, n°12 p. 1 283, Dec. 1976.
- (26) K. YAMAGUSHI et al,  
Effect of field dependent carrier diffusion on two dimensional  
analysis of junction gate FET,  
J.J. A.P., vol 14, n° 7 p. 1 069, 1975.
- (27) M. SHUR, L.F. EASTMAN,  
Current Voltage Characteristics, Small signal Parameters and  
switching times of GaAs FET'S,  
IEEE ED-25, n°6 p. 606, June 1978.

- (28) M. REISER,  
A two dimensional numerical FET model for DC, AC, and large  
signal analysis,  
IEEE ED-20, p. 35, Jan. 1973.
- (29) M. REISER, P. WOLF,  
Computer Study of Submicrometer FET'S,  
El. letters, vol 8, n°10 p. 254, May 1972.
- (30) T. WODA, J. FREY,  
Physical basis of short channel MESFET operation,  
IEEE ED-26, n°4 p. 476, April 1979.
- (31) W.R. CURTICE, Y. YUN,  
A temperature model for the GaAs MESFET,  
IEEE ED-28, n°8 p. 954, July 1981.
- (32) K. BLOTEKJAER,  
Transport equations electrons in two vleys semiconductors,  
IEEE ED-17, n°1 p. 38, Jan. 1970.
- (33) W.R. CURTICE,  
The performance or submicrometer gate length GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-30, n°12 p. 1 693, Dec. 1983.
- (34) M.M. IBRAHIM,  
Two dimensional simulation of microwave Gallium Arsenide  
submicronic gate field effect transistor,  
M. Sc Thesis, Cairo, 1983.
- (35) R. COOK, J. FREY,  
Two dimensional numerical simulation of energy transports effects  
in Si and GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-29, n°6 p. 970, June 1982.
- (36) C.R. BREWITT-TAYLOR,  
Velocity overshoot effects in two dimensional device simulation  
numerical analysis of semiconductor devices,  
Dublin Ireland Boole Press, 1979.
- (37) C. SNOWDEN et al,  
Large signal modeling of GaAs MESFET operation,  
IEEE ED-30, n°12 p. 1 817, Dec. 1983.



- (38) Contribution Société AERO,  
Modélisation des composants à effet de champ à l'Arséniure  
de Gallium,  
Rapport de Contrat CNET/DAII, 1986.
- (39) A. MADJAR, F. ROSENBAUM,  
A large signal model for the GaAs MESFET,  
IEEE MTT-29, n°8 p. 787, Aug. 1982.
- (40) C. SNOWDEN,  
Energy transport models for short gate length GaAs MESFET'S,  
3rd GaAs Simulation Group Meeting, Duisbourg, Oct.1986.
- (41) W.R. CURTICE,  
Direct Comparison of the electron temperature with particle-mesh  
model for the GaAs MESFET,  
IEEE ED-29, n°12 p. 1 942, Dec. 1982.
- (42) A. YOSHII et al,  
Accurate modeling for submicrometer-gate Si and GaAs MESFET'S  
using two dimensional particle simulation,  
IEEE ED-30, n° 10 p. 1 376, Oct. 1983.
- (43) W. SCHOCKLEY  
A unipolar Field-Effect Transistor,  
Proc. IRE, pl 365, Nov 1952.
- (44) J.R. HAUSER,  
Characteristics of Junction field effect devices with small  
channel length to width,  
S.S.E., vol 10, p. 577, 1967,
- (45) A. GREBENE, S. GANDHI,  
General theory for pinched operation of the junction gate FET,  
S.S.E., vol 12, p. 573, 1969.
- (46) K. LEHOVEC, R. ZULEEG,  
Voltage Current characteristics of GaAs J-FET'S in the hot  
electron range,  
S.S.E., vol 13, p 1 415, 1970.

- (47) P. HOWER, G. BECHTEL,  
Current saturation and small signal characteristics of GaAs  
field effects transistors,  
IEEE ED-20, n°3 p. 213, March 1973.
- (48) R.A. PUCEL et al,  
Signal and noise properties of Gallium Arsenide microwave field  
effect transistors,  
Ad. in Electron. Electron phys, vol 38, p. 195, 1975.
- (49) J. GRAFFEUIL  
Le transistor à effet de champ hyperfréquence à grille métal-  
lique sur Arséniure de Gallium. Propriétés statiques et  
dynamiques petits signaux. Analyse des phénomènes de bruit de  
fond,  
Thèse d'état, Toulouse 1977.
- (50) J. GRAFFEUIL et al,  
Semi empirical expression for direct transconductance and  
equivalent saturated velocity in short gate length MESFETS,  
Proc IEE vol 129, Pr 1, n°5 p. 185, Oct. 1982.
- (51) E. WASSERSTROM, J. MAC KENNA,  
The potential due to a charged metallic strip on a semiconductor  
surface,  
Bell syst. Techn. Journal, p. 853, May 1970.
- (52) B. CARNEZ, A. CAPPY, A. KASZINSKI, E. CONSTANT, G. SALMER,  
Modeling of submicrometer Gate field effect transistor including  
effects of non-stationary electron dynamics,  
J.A.P., n°51 p. 784, 1980.
- (53) G. HALKIAS,  
Modélisation et analyse physique du fonctionnement en amplifi-  
cation de puissance hyper fréquence du transistor à effet de  
champ à l'Arséniure de Gallium,  
Thèse de troisième Cycle, Lille, 1983.
- (54) M. BOUHES,  
Modélisation et caractérisation des transistors à effet de champ  
type bigrilles submicroniques,  
Thèse de troisième Cycle, Lille, 1983.

- (55) T. ITOH, H. YANAI,  
Stability of performance and interfacial problems in GaAs  
MESFET'S,  
IEEE ED-27, n°6 p. 1 037, June 1980.
- (56) P. KIREEV,  
La physique des semi-conducteurs,  
Editions MIR, 1975.
- (57) W.E. SPICER et al,  
Unified defect and beyond,  
J.V. Sci. Techn., vol 17, n° 5 p. 1 019, 1980.
- (58) T. HARIU,  
Theoretical calculation of normally OFF GaAs MESFET'S  
characteristics including effects of surface depletion,  
J.J. A.P., vol 21, p. 77, Feb. 1982.
- (59) C.L. CHEN, K.D. WISE,  
Transconductance Compression in Submicrometer GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-24, n°10, Oct. 1983.
- (60) J. GRAFFEUIL, Z. HADJOUR, J.F. FORTEA, M. POUYSEGUR,  
Analysis of capacitance and transconductance frequency disper-  
sions in MESFETS for surface characterisation,  
S.S.E., vol 29, n°10 p. 1 087, 1986.
- (61) C. LE MOUPELLIC,  
Anomalies de fonctionnement des transistors à effet de champ  
AsGa. Influence de la surface et du substrat,  
Thèse de 3ème Cycle, Rennes 1984.
- (62) T.M. BARTON. P.H. LADBROOKE,  
The role of the device surface in the high voltage behaviour of  
the GaAs MESFET  
S.S.E., vol 20, n°80 p. 807, 1986.
- (63) G.M. MARTIN et al,  
Compensation mechanisms in GaAs,  
J.A.P., S1(5), p. 2 840, May 1980.

- (64) S. MOTTET, J.E. VIALLET,  
Specific simulation problem related to III. V Compounds : semi  
insulating materials,  
Nasacode IV Conference, Dublin 1984.
- (65) S. MACKRAM -EBEID, P. MINONDO,  
Effets parasites dans les transistors à effet de champ en  
GaAs. Rôles de la surface et du substrat semi-isolant,  
Acta Electronica, 25, 3, p. 241, 1984.
- (66) T. HARIU, K. TAKAHASHI, Y. SHIBATA,  
New modeling of GaAs MESFETS,  
IEEE ED-30, n°12 p. 1 743, Dec. 1983.
- (67) T. CHEN, M.S. SHUR,  
Analytical models of ion implanted GaAs FET'S,  
IEEE ED-32, n° 1 p. 18, Jan. 1985.
- (68) J.M. GALIO, R.J. TREW,  
Profile studies of ion implanted MESFET'S,  
IEEE ED-30, n°12 p. 1 844, Dec. 1983.
- (69) R.J. TREW et al,  
Deep level and profile effects upon low-noise ion implanted  
GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-32, n°5 p. 877, May 1985.
- (70) H. TRANDUC,  
Thèse de 3ème Cycle, Toulouse, 1978.
- (71) H. TRANDUC, P. ROOSEL, J. GRAFFEUIL, C. AZIZI, G. NUZILLAT,  
G. BERT,  
Substrate and interface effects in GaAs FET'S,  
Revue de physique appliquée, T 13, p. 655, December 1978.
- (72) M.B. DAS, P. ESQUEDA,  
A two layers microwave FET structure for improved characteristics,  
IEEE ED-24, n°6 p. 757, June 1977.
- (73) A. NAGASHIMA et al,  
Calculation of microwave performance of buffer layer gate  
GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-25, n°5 p. 537, May 1978.

- (74) N. MAC INTYRE,  
Calculation of I/V characteristics for ion implanted GaAs  
MESFETS,  
El. letters, vol 18, n° 5 p. 208, March 1982.
- (75) G.W. TAYLOR et al,  
A device model for an ion implanted MESFET,  
IEEE ED-26, n°3 p. 172, March 1979.
- (76) P. DE SANTIS,  
Extension of existing models to ion-implanted MESFET'S,  
IEEE MTT-28, n°6 p. 638, June 1980.
- (77) G. MALAUSSANNE,  
Modélisation et caractérisation des transistors à effet de  
champ à l'Arséniure de Gallium à profil non uniforme,  
Thèse de 3ème Cycle, Toulouse, 1983.
- (78) J.A. HIGGINS et al,  
A numerical approach to modeling the ultrashort gate MESFET,  
IEEE ED-29, n°2 p. 179, Fev. 1982.
- (79) C.K. WILLIAMS et al,  
Two dimensional Monte Carlo simulation of a submicron GaAs  
MESFET with a non-uniformly doped channel,  
S.S.E. vol 28, n°11 p. 1 105, 1985.
- (80) R.E. WILLIAMS, D.W. SHAW,  
Graded channel FET'S : Improved Linearity and noise figure,  
IEEE ED-25, n°6 p. 600, June 1978.
- (81) S.EL GHAZALY,  
Effect of substrate and gate length on the GaAs MESFET perfor-  
mance,  
M. Sc thesis, Cairo, 1983.
- (82) H. DAEMBKES et al,  
Improved short-channel GaAs MESFET'S by use of higher doping  
concentration,  
IEEE ED-31, n°8 p. 1 032, Aug. 1984.

Nous venons de voir qu'il était indispensable de disposer d'un modèle qui tienne compte réellement des effets physiques intervenant de façon déterminante dans le fonctionnement du transistor à effet de champ submicronique. La mise en place de ce type de modèle fut l'oeuvre d'un travail collectif. Celle-ci fut originellement entreprise par M. IBRAHIM [1] et S. EL GHAZALY [9]. Nous nous sommes principalement attachés à poursuivre sa mise au point et à étendre son domaine d'application en réalisant des études particulières. Au début de ce chapitre, nous rappelons les principaux aspects de cette modélisation, et montrons son intérêt vis-à-vis d'autres modèles basés sur la même démarche fondamentale. Ensuite, à l'aide d'un certain nombre d'études paramétriques, une comparaison est effectuée avec les modèles existants au laboratoire, à savoir le modèle particulier utilisant la procédure Monte Carlo [2] et le modèle simplifié de A. CAPPY [3]. Après cette validation, nous présentons la méthode utilisée pour accéder aux paramètres du schéma équivalent en régime petit signal.

## I - MODELE PHYSIQUE DU COMPOSANT

### I.1. PRINCIPE DE BASE

#### I.1.a) Equations fondamentales

##### I.1.a.1) Obtention

Moyennant certaines hypothèses, et principalement

- que les collisions dans le matériau soient instantanées dans le temps, et localisées dans l'espace ;

- que les interactions soient indépendantes du champ électrique extérieur ;

l'équation de Boltzmann permet de décrire les caractéristiques macroscopiques de la population électronique dans un matériau.

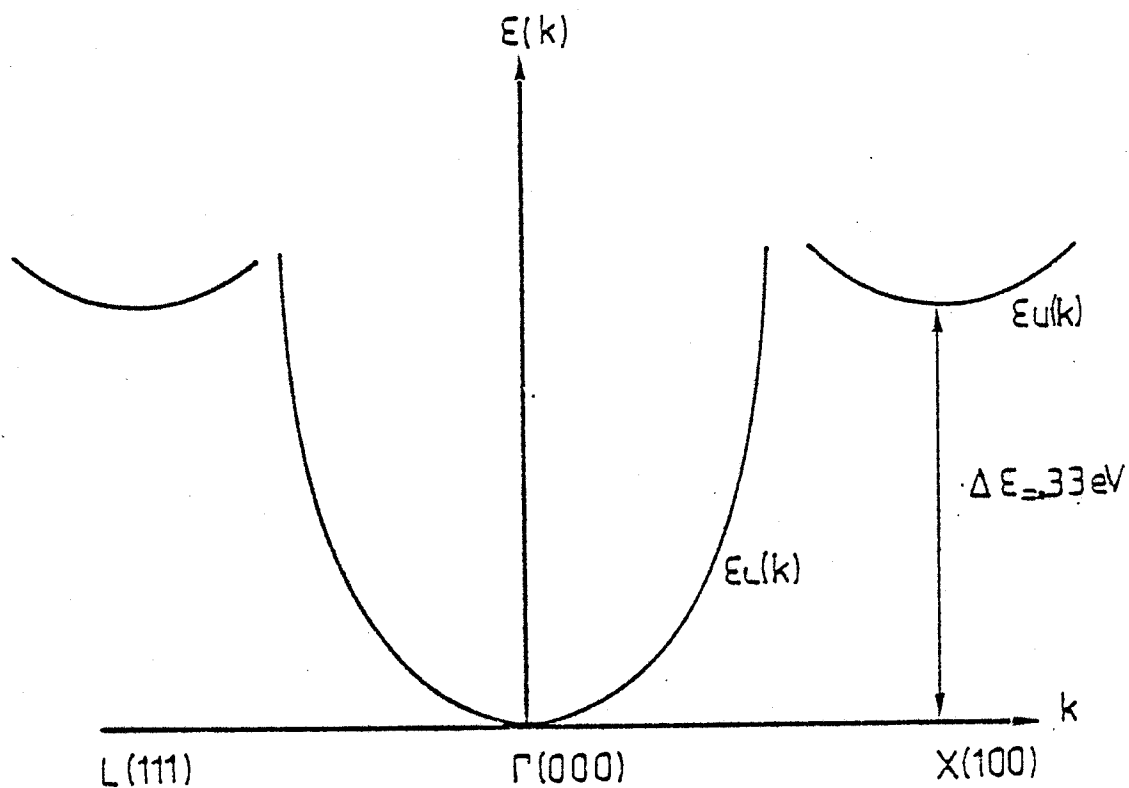


FIGURE II.1: Structure de bande simplifiée de l'Arséniure de Gallium.



Celle-ci s'exprime de la manière suivante :

$$(II-1) \quad \frac{\delta f}{\delta t} = -\frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot \vec{\nabla}_k f - \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{\text{collisions}}$$

où  $f$  représente la fonction de distribution d'une particule à un point  $(\vec{r}, \vec{k})$  de l'espace des phases à l'instant  $t$ .

Par intégration de cette équation, il est possible de déduire un ensemble d'équations de transport permettant une description mathématique simple par comparaison à une résolution de type Monte Carlo.

Toutefois, dans le cas de l'Arséniure de Gallium, en raison de la structure de bande, il est nécessaire de considérer l'existence de plusieurs vallées et en toute rigueur un "gaz électronique" par vallée.

Parmi les premiers, K. BLOTEKJAER [4] en considérant une structure de bande simplifiée (figure (II.1)) a déduit un ensemble d'équations phénoménologiques. Celle-ci est constituée de deux vallées paraboliques isotropes, ce qui revient à considérer la masse effective des électrons dans chaque vallée, comme constante. Pour une vallée d'indice  $i$ , l'intégration de l'équation de Boltzmann sur l'ensemble de l'espace réciproque conduit aux trois équations de conservation fondamentales :

1) Equation de conservation des particules  $n_i$  :

$$(II-2) \quad \frac{\delta n_i}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_i) = \left(\frac{\delta n_i}{\delta t}\right)_{\text{collisions}}$$

2) Equation de conservation de l'énergie cinétique  $\epsilon_i$  :

$$(II-3) \quad \frac{\delta (n_i \epsilon_i)}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \epsilon_i \vec{v}_i) = q n_i \vec{v}_i \cdot \vec{E} - \vec{\nabla} \cdot (n_i k_B T_i \vec{v}_i) - \vec{\nabla} \cdot Q_i + \left(\frac{\delta n_i \epsilon_i}{\delta t}\right)_{\text{collisions}}$$



3) Equation de conservation du moment  $P_i$  :

Par exemple, suivant l'axe x, on obtient :

$$(II-4) \quad \frac{\delta \langle n_i P_{xi} \rangle}{\delta t} + \nabla \cdot \langle (n_i P_{xi}) \vec{v}_i \rangle = q n_i E_x - \frac{\delta}{\delta x} \langle n_i k_B T_i \rangle + \left( \frac{\delta \langle n_i P_{xi} \rangle}{\delta t} \right)_{\text{collisions}}$$

Le signe " - " représente une moyenne sur l'ensemble de la vallée considérée.

Pour un électron d'un vallée d'indice i, on a :

- $m^*$ , sa masse effective
- $\vec{v}_i$ ,  $T_i$  respectivement son vecteur vitesse et sa température électronique
- $\vec{P}_i = m^* \vec{v}_i$ , sa quantité de mouvement
- $\xi_i = 1/2 m_i^* \langle v_i^2 \rangle + 3/2 (k_B T_i)$ , son énergie cinétique

( $k_B$  : constante de Boltzmann).

#### I.1.a.2) Expression des termes de collisions

En supposant :

- que le taux d'interaction ne dépend que de l'énergie cinétique des électrons dans chaque vallée ;
- que les impuretés sont toutes ionisées ;
- l'absence de pièges dans le matériau ;

on peut définir les trois termes de collisions pour une vallée  $i$  déterminée :

$$(II-5) \quad \left(\frac{\delta n_i}{\delta t}\right)_c = \frac{-n_i}{\tau_{n_{ij}}(\epsilon_i)} + \frac{n_j}{\tau_{n_{ji}}(\epsilon_i)}$$

avec  $\tau_{nij}(\epsilon_i)$  : temps de relaxation inhérent au transfert des électrons d'une vallée  $i$  vers une vallée  $j$

De même

$$(II-6) \quad \left(\frac{\delta n_i \epsilon_i}{\delta t}\right)_c = \frac{-n_i(\epsilon_i - 3/2 k_B T)}{\tau_{\epsilon_i}(\epsilon_i)} - \frac{n_j \epsilon_j}{\tau_{n_{ij}}(\epsilon_i)} + \frac{n_j(\epsilon_j - \Delta_{ji})}{\tau_{n_{ji}}(\epsilon_i)} \quad \text{avec } \Delta_{ji} \neq \pm 0,33 \text{ eV}$$

$\Delta_{ji}$  représente la différence d'énergie potentielle existant entre les deux vallées  $i$  et  $j$ .

$$(II-7) \quad \left(\frac{\delta \vec{p}_i}{\delta t}\right)_c = -n_i m_i \vec{v}_i \left( \frac{1}{\tau_{p_i}(\epsilon_i)} + \frac{1}{\tau_{n_{ij}}(\epsilon_i)} \right)$$

$\tau_{\epsilon i}(\epsilon_i)$ ,  $\tau_{p i}(\epsilon_i)$  sont respectivement les temps de relaxation de l'énergie et de la quantité de mouvement dus aux collisions intravallée.

(Notons que dans l'équation [II.7], l'absence du terme  $1/\tau_{n_{ji}}(\epsilon_j)$  reflète l'hypothèse qu'à la suite d'un transfert intervallée, la quantité de mouvement a une distribution aléatoire [4]).

#### I.1.b) Définition du modèle - Hypothèses

Les équations précédentes sont valables pour les électrons appartenant à une seule vallée. On pourrait penser réaliser le traitement d'un composant semiconducteur en écrivant les équations pour

chacune des vallées, voire en considérant deux vallées comme BLOTEKJAER [4], mais la résolution d'ensemble en serait lourde et onéreuse en temps calcul.

Ainsi l'idée essentielle de notre modèle est d'effectuer une moyenne de toutes les grandeurs sur l'ensemble des vallées. Dans ce but on postule que la distribution électronique ne dépend que de l'énergie totale moyenne de l'ensemble des électrons.

Les équations fondamentales prennent alors les formes suivantes.

I.1.b.1) Equation de conservation des porteurs

L'équation [II.2] exprime que la variation de densité électronique dans une vallée  $i$  est égale au flux des électrons qui quittent cette vallée auquel on soustrait le nombre d'électrons qui y pénètrent suite à un transfert intervallée. En sommant sur l'ensemble des vallées les termes de collision s'annulent (les transferts de  $i \rightarrow j$  et de  $j \rightarrow i$  sont équivalents) et l'équation devient

$$(II-8) \quad \sum_i \frac{\delta n_i}{\delta t} + \sum_i \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_i) = \sum_i \left( \frac{-n_i}{\tau_{n_{ij}}(\epsilon_i)} + \frac{n_i}{\tau_{n_{ji}}(\epsilon_j)} \right) = 0$$

En considérant

$$(II-b) \quad n = \sum_i n_i \quad \text{et} \quad \langle \vec{v} \rangle = \frac{\sum_i (n_i \vec{v}_i)}{\sum_i n_i}$$

(le terme  $\langle \rangle$  représente la moyenne sur l'ensemble des vallées)  
on obtient

$$(II-9) \quad \frac{\delta n}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (n \langle \vec{v} \rangle) = 0$$

qui représente l'équation de continuité des courants.

### I.1.b.2) Equation de l'énergie

Rappelons que dans l'équation [II.3] le bilan énergétique total est effectué en considérant d'une part les énergies reçues du champ électrique et perdues sous l'effet combiné des forces de pression électronique et des interactions avec le réseau et d'autre part les variations des flux d'énergie dues à la convection et à la conduction thermique.

On peut

- en utilisant le même formalisme (§ I.1.b.1) que précédemment

- en négligeant le terme de conduction de la chaleur  $\vec{\nabla} \cdot \vec{Q}$  (on sait que cette hypothèse est justifiée si la distribution reste proche d'une maxwellienne)

exprimer l'équation de l'énergie totale moyenne  $\langle \epsilon \rangle$

$$(II-10) \quad \frac{\delta \langle n \langle \epsilon \rangle \rangle}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (n \langle \epsilon \rangle \langle \vec{v} \rangle) = q n \langle \vec{v} \rangle \cdot \vec{E} - \vec{\nabla} \cdot (n k_B \langle T \rangle \langle \vec{v} \rangle) + \left( \frac{\delta n \langle \epsilon \rangle}{\delta t} \right)_c$$

Le terme de collisions peut être évalué comme étant [5] :

$$(II-11) \quad \left( \frac{\delta n \langle \epsilon \rangle}{\delta t} \right)_c = - \frac{n \langle \epsilon \rangle - \epsilon_0}{\tau_c \langle \epsilon \rangle} \quad \text{avec} \quad \epsilon_0 = 3/2 k_B T_0$$

$T_0$  : température du réseau ou température électronique à l'équilibre ;  
 $\tau_e (\langle \epsilon \rangle)$  : temps de relaxation de l'énergie, supposé ne dépendre que de l'énergie moyenne totale.

I.1.b.3) Equation du moment

En sommant de même sur l'ensemble des vallées et en considérant les hypothèses définies précédemment (§ I.1.b.1), l'équation (II.4) devient

$$(II-12) \quad \frac{\delta(nm^* \langle \vec{v} \rangle)}{\delta t} + m^* \langle \vec{v} \rangle \nabla(n \langle \vec{v} \rangle) + \frac{d m^* \langle \vec{v} \rangle}{d n \langle \vec{v} \rangle} = qnE - \text{grad}(nk_B \langle T(\epsilon) \rangle) + \left( \frac{\delta(nm^* \langle \vec{v} \rangle)}{\delta t} \right)_c$$

où  $\frac{d m^* \langle \vec{v} \rangle}{d n \langle \vec{v} \rangle}$  représente la dérivée vectorielle de  $m^* \langle \vec{v} \rangle$  par

rapport à  $n \langle \vec{v} \rangle$ , et  $m^*$  la masse effective des électrons, fonction de l'énergie.

Le terme de collision peut être représenté par

$$(II-13) \quad \left( \frac{\delta(nm^* \langle \vec{v} \rangle)}{\delta t} \right)_c = \frac{nm^* \langle \vec{v} \rangle}{\tau_m (\langle \epsilon \rangle)} \quad [5]$$

où  $\tau_m (\langle \epsilon \rangle)$  représente le temps de relaxation du moment.

Cette équation indique que la variation totale de la quantité de mouvement (terme de gauche) résulte de l'ensemble constitué de la force due au champ électrique, des interactions des porteurs avec le réseau et des variations de pression électronique (diffusion des porteurs et diffusion thermique).

Nous disposons alors des trois équations fondamentales permettant une description précise de la dynamique électronique dans le

composant. Aussi, afin de faciliter la résolution de cet ensemble, nous procédons à une simplification de l'équation du moment qu'il est nécessaire de justifier.

Cette approximation concerne la non prise en compte des termes inertiels

$$(II-14) \quad \frac{\delta(nm^2 \langle \vec{v} \rangle)}{\delta t} + m^2 \langle \vec{v} \rangle \nabla(n \langle \vec{v} \rangle) + \frac{d m^2 \langle \vec{v} \rangle}{d n \langle \vec{v} \rangle} \neq 0$$

A. CAPPY [3] et K. ISMAIL [16] ont étudié le problème en considérant, en régime statique, les variations spatiales de la quantité de mouvement suivant l'axe longitudinal Ox. Dans ces conditions les termes inertiels se simplifient pour donner

$$(II-c) \quad \frac{\delta(nm^2 \langle v_x^2 \rangle)}{\delta x}$$

Les résultats obtenus par ces auteurs montrent que sous la grille, l'introduction de ces termes se manifeste par une diminution de la vitesse moyenne des porteurs, et une augmentation du champ électrique. Néanmoins, cet effet, qui physiquement représente la limitation fondamentale du comportement balistique des porteurs, n'a de conséquences notables que pour des longueurs de grille inférieures à 0,25 μm.

Notre étude se limitant à des composants dont la longueur des grille n'est pas inférieure à 0,3 μm, nous considérons l'influence des termes inertiels négligeable.

L'équation de la conservation du moment prend alors la forme

$$(II-15) \quad qn\vec{E} - \vec{\text{grad}}(nk_B\langle T(\epsilon) \rangle) + \frac{nm^* \langle \vec{v} \rangle}{\tau_m(\langle \epsilon \rangle)} = 0$$

En définissant la mobilité  $\mu(\langle \epsilon \rangle)$  par

$$(II-16) \quad \mu(\langle \epsilon \rangle) = \frac{q\tau_m(\langle \epsilon \rangle)}{m^*}$$

on obtient

$$(II-17) \quad n\langle \vec{v} \rangle = \mu(\langle \epsilon \rangle) \left( n\vec{E} - \vec{\text{grad}}\left(\frac{k_B T(\langle \epsilon \rangle) n}{q}\right) \right)$$

La vitesse moyenne ainsi définie comporte deux termes :

- un terme de dérive  $\mu(\langle \epsilon \rangle) \vec{E}$
- un terme de diffusion  $-\mu(\langle \epsilon \rangle) \vec{\text{grad}}\left(\frac{k_B T(\langle \epsilon \rangle) n}{q}\right)$

En considérant le coefficient de diffusion,

$$D(\epsilon) = \frac{k_B T(\langle \epsilon \rangle)}{q} \mu(\langle \epsilon \rangle)$$

(généralisation de la formule d'Einstein) on constate que le terme de

diffusion est intermédiaire entre les deux formes  $D(\langle \epsilon \rangle) \vec{\text{grad}} n$

et  $\vec{\text{grad}}(D(\langle \epsilon \rangle) n)$  couramment utilisées.

### I.1.c) Equations finales

Elles concernent les relations entre la vitesse moyenne  $\langle \vec{v} \rangle$  des porteurs, leur concentration  $n$ , l'énergie moyenne totale  $\langle \epsilon \rangle$  et la température électronique  $T$ . En y ajoutant l'équation de POISSON,

elles permettent de décrire complètement le comportement des porteurs de charge dans un semiconducteur :

$$(II-18) \quad \nabla^2 \varphi = \frac{-q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (N_D - n)$$

$$(II-19) \quad \frac{\delta n}{\delta t} + \nabla \cdot (n \langle \vec{v} \rangle) = 0$$

$$(II-20) \quad \frac{\delta \epsilon}{\delta t} + \langle \vec{v} \rangle \cdot \text{grad} \epsilon = q \langle \vec{v} \rangle \cdot \vec{E} - \frac{\nabla \cdot (n k_B T(\epsilon) \langle \vec{v} \rangle)}{n} - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_e(\epsilon)}$$

$$(II-21) \quad n \langle \vec{v} \rangle = \mu(\epsilon) (n \vec{E} - \text{grad}(\frac{k_B T(\epsilon)}{q} n))$$

Par la suite, pour des raisons de commodité, nous supprimons les symboles  $\langle \rangle$ .

Il nous reste alors à définir les expressions de la mobilité apparente, de la température électronique et du temps de relaxation en fonction de l'énergie.

#### I.1.d) Obtention des fonctions $\mu(\epsilon)$ , $T(\epsilon)$ , $\tau_e(\epsilon)$

En utilisant les résultats obtenus en régime stationnaire par la procédure Monte Carlo, il est possible d'exprimer de manière simple les paramètres mobilité apparente et temps de relaxation de l'énergie en fonction de l'énergie moyenne et donc de caractériser complètement les effets de dynamique non-stationnaire provoqués par toute variation de champ électrique [6]. Ceci revient à postuler que ces grandeurs qui dépendent de l'énergie moyenne, sont entièrement déterminés à partir du régime stationnaire. Cette méthode, basée sur une formulation semi-analytique de ces éléments, constitue une très bonne approximation. Elle fut par ailleurs intensivement développée au laboratoire [7,8].



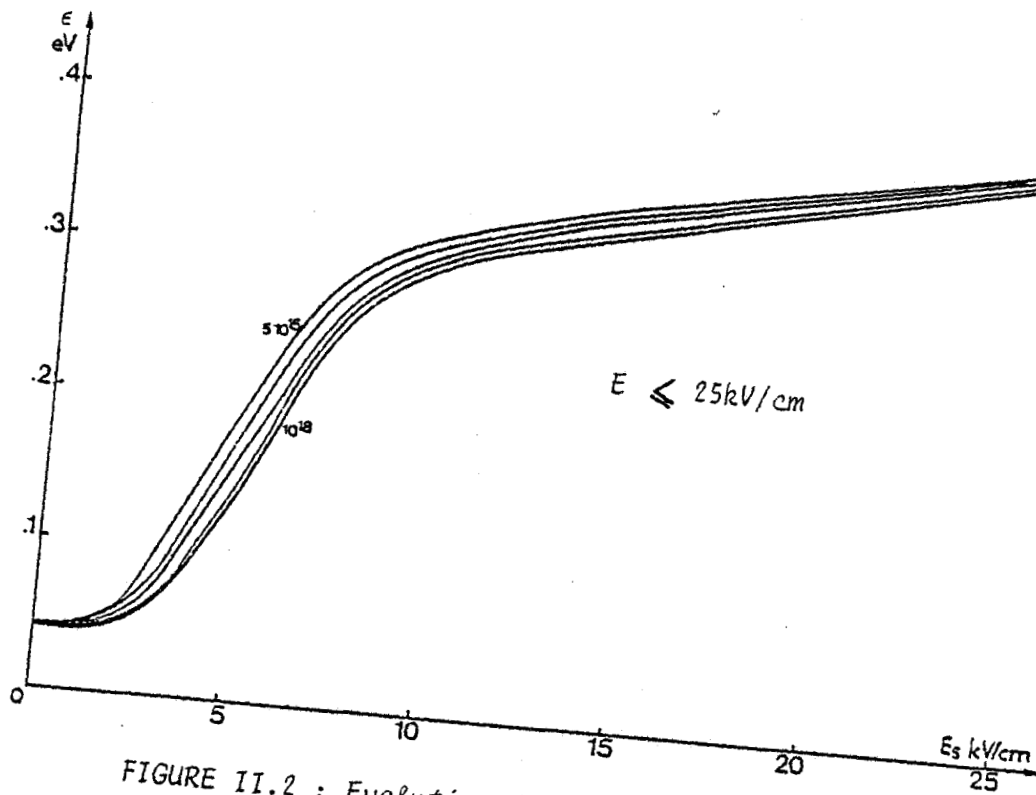
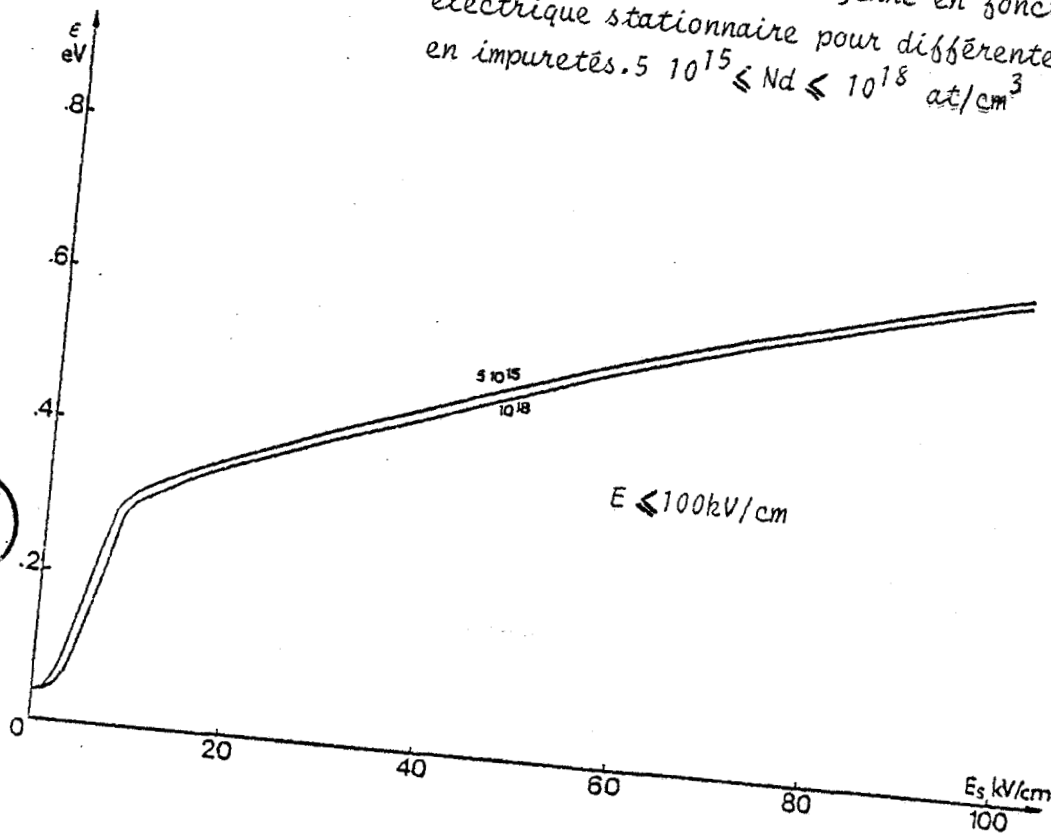


FIGURE II.2 : Evolution de l'énergie moyenne en fonction du champ électrique stationnaire pour différentes concentrations en impuretés.  $5 \cdot 10^{15} \leq Nd \leq 10^{18}$  at/cm<sup>3</sup>



La relation entre énergie et champ électrique en régime stationnaire étant bi-univoque (figure (II.2)), on peut exprimer l'ensemble des paramètres caractéristiques dépendant du champ en fonction de l'énergie. On obtient ainsi l'expression de la mobilité et du temps de relaxation de l'énergie par les relations :

$$(II-22) \quad \mu(\varepsilon) = \frac{v_{ss}(\varepsilon)}{E_{ss}(\varepsilon)}$$

$$(II-23) \quad \tau_\varepsilon(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q v_{ss}(\varepsilon) E_{ss}(\varepsilon)}$$

où  $v_{ss}(\varepsilon)$  et  $E_{ss}(\varepsilon)$  sont respectivement la vitesse et le champ électrique déterminés à partir du régime indépendant du temps, et sont exprimés sous forme analytique. Ainsi, les phénomènes de relaxation ne dépendent que de l'écart entre les grandeurs instantanées et les grandeurs stationnaires équivalentes relatives à l'énergie où se trouve le système. Les figures ((II.3 - II.4)) représentent les variations des grandeurs  $\mu(\varepsilon)$  et  $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$  pour une concentration en impuretés de  $10^{17}$  at/cm<sup>3</sup>.

La température électronique nécessaire à la détermination du coefficient de diffusion est obtenue de même par la procédure Monte Carlo, à partir du bilan énergétique total :

$$(II-24) \quad n\varepsilon = 1/2 nm\bar{v}^2 + 3/2nk_B T + \Delta p$$

où  $\Delta p$  est l'énergie potentielle des porteurs situés dans les vallées L et X.

On déduit alors l'évolution du coefficient de diffusion par la relation  $D(\varepsilon) = k_B T(\varepsilon) \cdot \mu(\varepsilon) / q$ . Les figures (II.5 - II.6) donnent les évolutions de ces deux paramètres en fonction de l'énergie. Il est à noter que cette définition du coefficient de diffusion donne un très bon accord avec les résultats obtenus par une autre méthode et grâce à la procédure Monte Carlo [7] . (le coefficient de diffusion est déter-

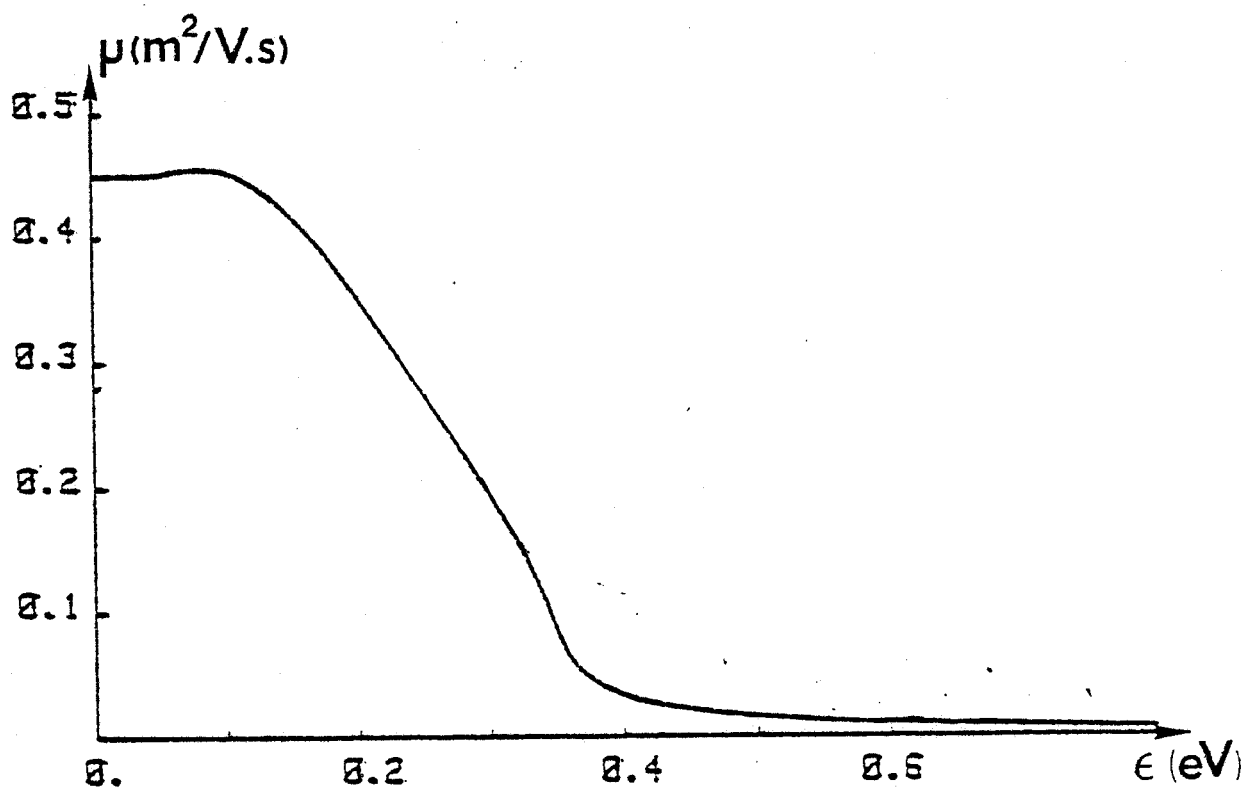


FIGURE II.3 : Evolution de la mobilité en fonction de l'énergie .  
 ( $N_d = 10^{17} \text{ at/cm}^3$ )

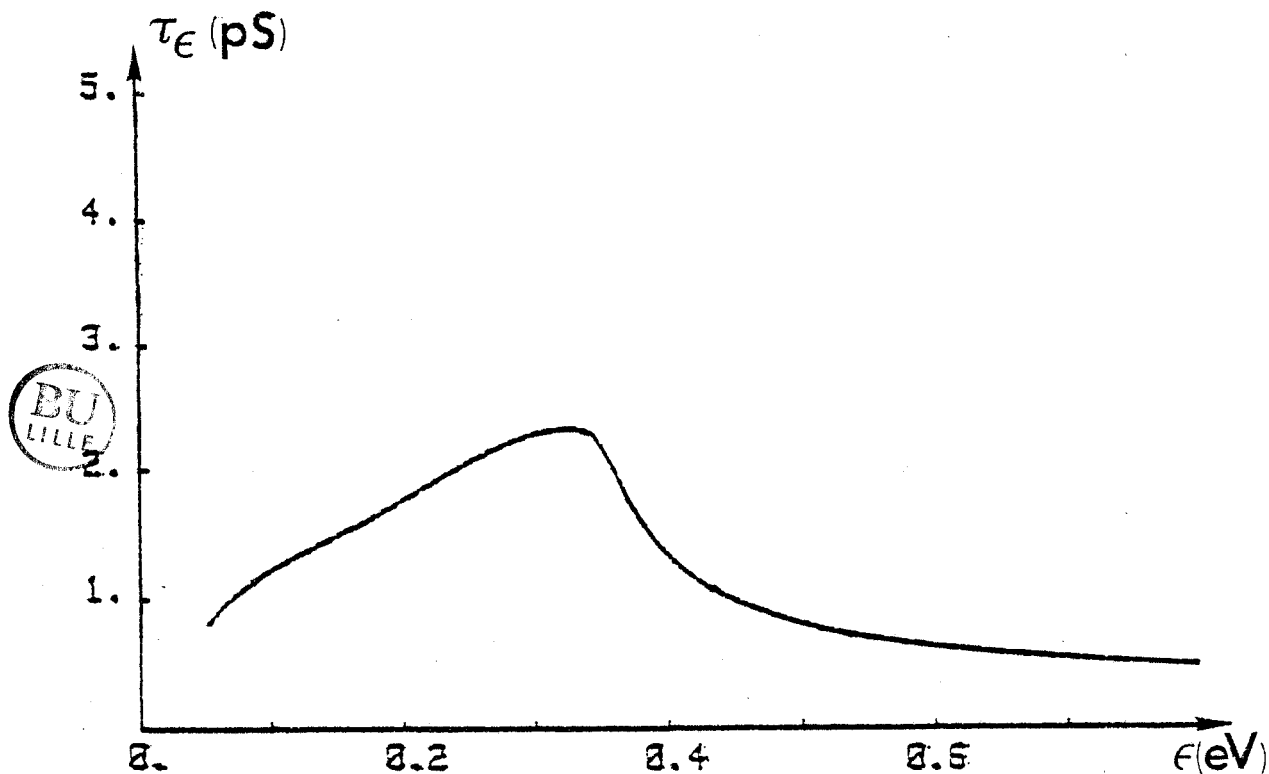


FIGURE II.4 : Evolution du temps de relaxation de l'énergie en fonction de l'énergie .

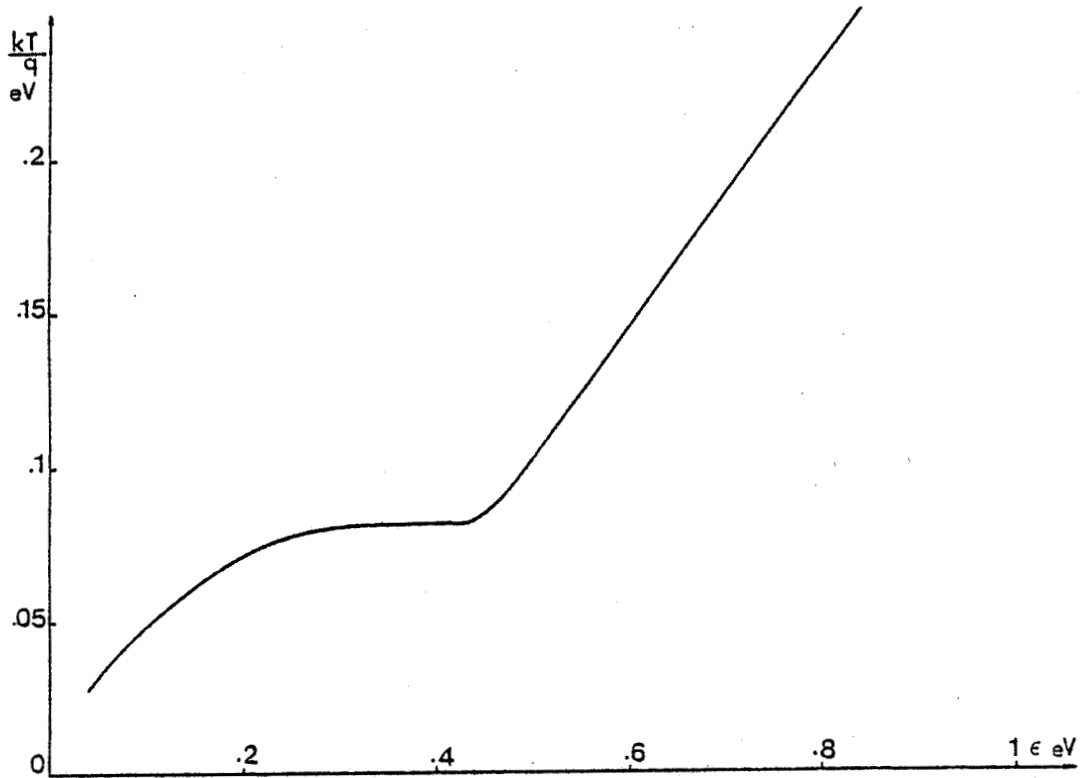


FIGURE II.5 : Evolution de la température électronique en fonction de l'énergie .

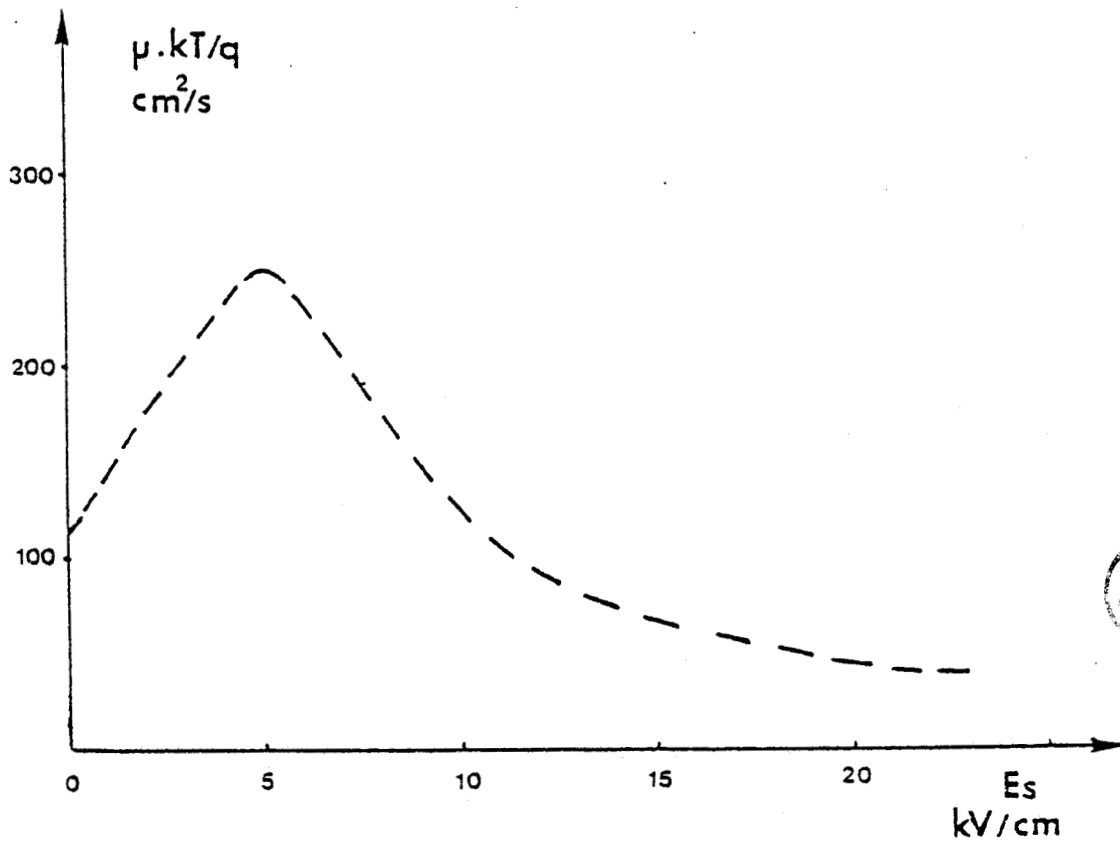


FIGURE II.6 : Evolution du produit  $\mu \cdot kT/q$  en fonction du champ électrique stationnaire .



miné, dans cette étude, à partir de l'observation de l'étalement d'un paquet d'électrons).

Nous donnons dans l'annexe I, les formulations analytiques nécessaires à la détermination de ces paramètres. Ceux-ci, caractérisant complètement la dynamique électronique, et en particulier les effets de dynamique non stationnaire, le modèle physique apparaît totalement défini. Nous pouvons donc maintenant décrire la procédure numérique permettant la résolution des équations fondamentales.

## I.2. MODELE NUMERIQUE

### I.2.a) Equations utilisées

La résolution de ces équations s'effectue grâce à une technique de discrétisation aux différences finies, les inconnues étant  $V$ ,  $n$ ,  $\bar{v}$ . Pour des raisons de facilité de résolution et de stabilité numérique [9] on utilise comme variable la densité de courant électronique à la place de la vitesse moyenne des porteurs. Dans ces conditions, on obtient :

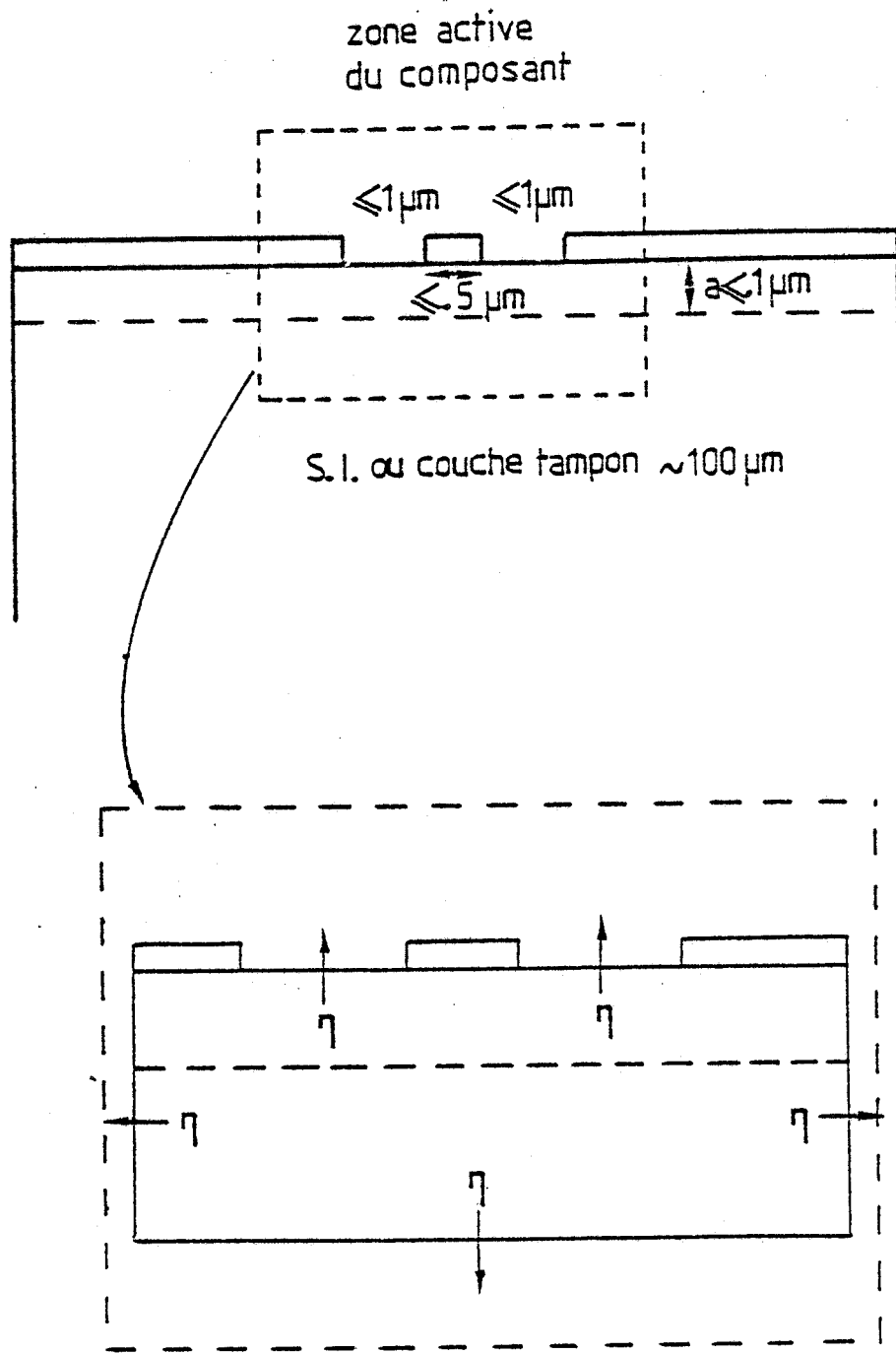
$$(II-25) \quad \nabla^2 \bar{v} = -\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (N_D - n)$$

$$(II-26) \quad \frac{\delta n}{\delta t} = -\nabla \cdot \vec{J}$$

$$(II-27) \quad \frac{\delta(n\epsilon)}{\delta t} + \nabla \cdot (\vec{J}\epsilon) = q \vec{J} \cdot \vec{E} - \nabla \cdot (k_B T(\epsilon) \vec{J}) - n \frac{(\epsilon - \epsilon_0)}{\tau_e(\epsilon)}$$

Le courant  $J$  est défini par :

$$(II-28) \quad \vec{J} = \mu(\epsilon) (n\vec{E} - \nabla \cdot (n \frac{k_B T(\epsilon)}{q}))$$



FIGURES II.7-8 : Structures réelle et simulée du composant.  
Conditions aux limites.

Les équations et les variables de travail étant établies, nous allons définir la structure et la géométrie du composant à étudier.

### I.2.b) Conditions aux limites

#### I.2.b.1) Conditions sur les surfaces libres

La figure (II.7) représente la structure réelle d'un transistor. Comparativement à cet ensemble, la zone active du composant est minime. On peut alors décrire le fonctionnement du transistor en ne considérant que cette zone et en choisissant des conditions aux limites appropriées.

On utilise généralement pour les surfaces libres les conditions de Neumann (figure (II.8))

$$(II-29) \quad \frac{\delta \Psi}{\delta \eta} = 0 \quad \frac{\delta n}{\delta \eta} = 0 \quad \frac{\delta \epsilon}{\delta \eta} = 0$$

qui expriment que les flux (électrique, de porteurs, et d'énergie) qui s'échappent de la surface du semiconducteur sont nuls. Ceci est d'autant plus vrai que les zones correspondantes sont à une plus grande distance de la zone active.

#### I.2.b.2) Conditions sur les électrodes

On considère les électrodes de source et de drain comme des contacts ohmiques :

- sur l'électrode de source, on utilise les conditions de Dirichlet

$$V = V_s \text{ (Potentiel appliqué)}$$

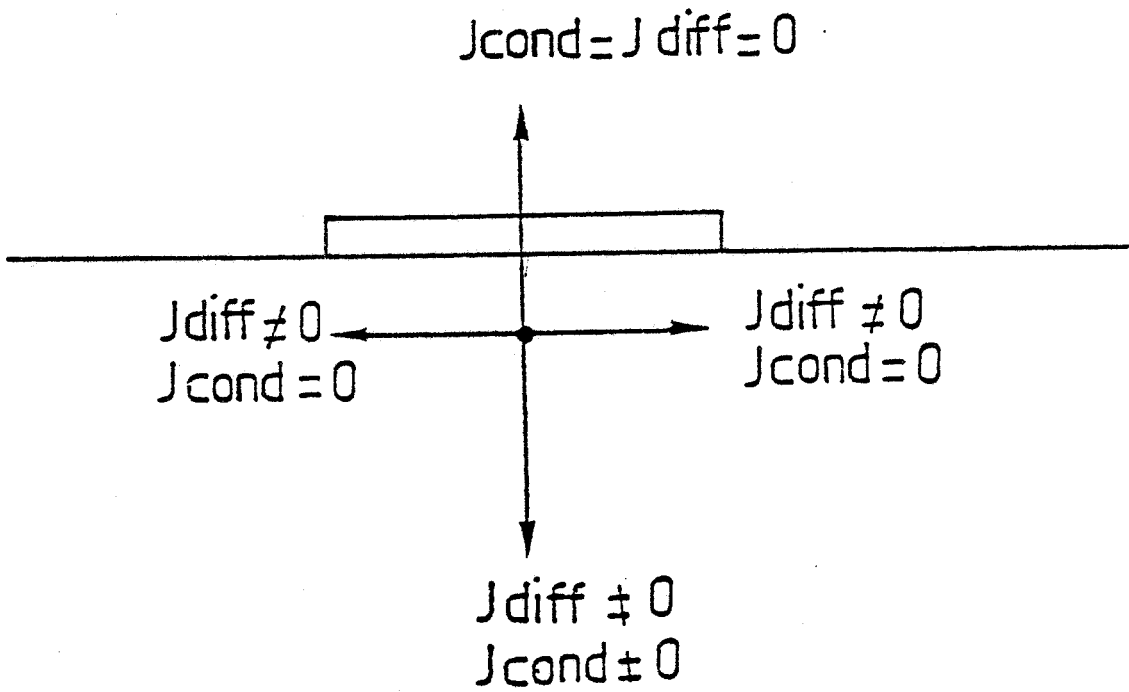


FIGURE II.9 : Conditions limites sous la grille; courants de conduction et de diffusion.

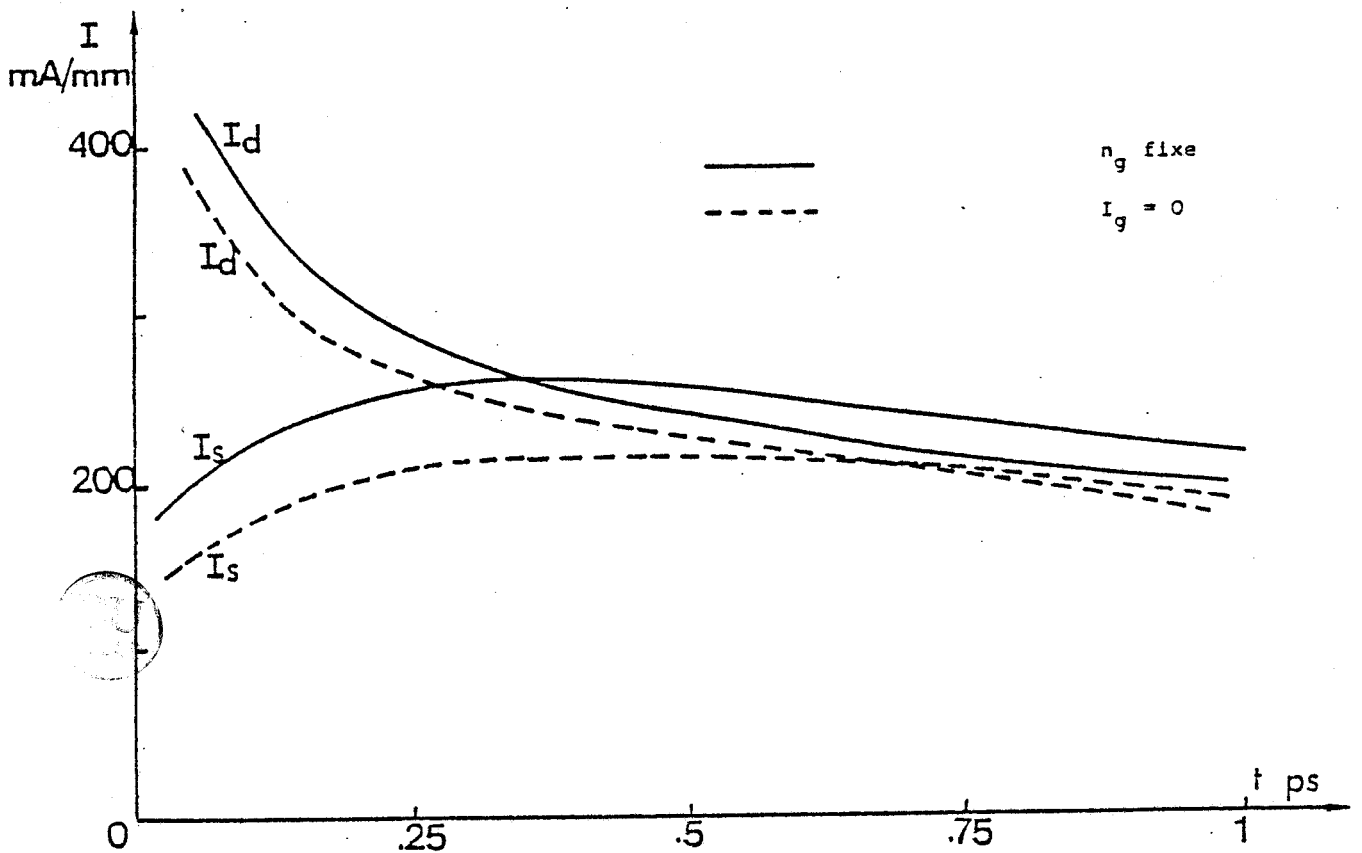


FIGURE II.10 : Réponses temporelles des courants de source et de drain suivant les conditions limites sous la grille.



$\epsilon = \epsilon_0$  (énergie moyenne correspondant à la température moyenne  $T_0$ )

$n = N_D$  ( $N_D$  : concentration en impuretés)

- de même sur l'électrode de drain

$V = V_{\text{drain}}$

$n = N_D$

Les porteurs pouvant être chauds, on laisse l'énergie flottante, c'est à dire libre d'évoluer.

- sur la grille, on pose

$V = V_{\text{grille}} + V_{bi}$

$\epsilon = \epsilon_0$

D'autre part, nous imposons que les deux composantes du courant (conduction et diffusion, figure (II.9)) qui rentrent sur la grille sont nulles, ce qui correspond bien à la réalité physique quand la grille est en polarisation inverse. La concentration de porteurs en dessous de la grille évolue alors librement.

Cette formulation amène une convergence vers l'état final beaucoup plus rapide et plus stable que l'utilisation d'autres conditions aux limites telles que l'imposition d'une concentration (par exemple,  $N_g = N_{De}(-q(V_{gs}+V_{bi})/kT)$ , déduite de la formulation approchée de Boltzmann [10]) (figure (II.10)).

Elle élimine l'erreur résultant du déséquilibre entre courant de conduction et courant de diffusion dans la région désertée, ce déséquilibre étant dû à la discrétisation.

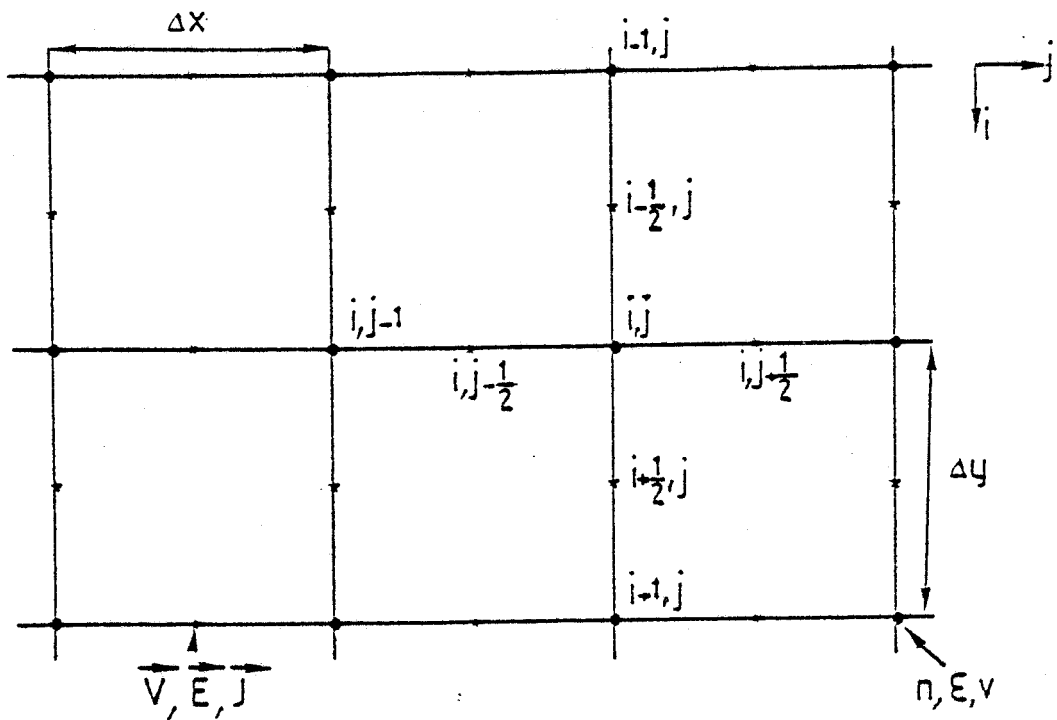


FIGURE II.11 : Maillage utilisé



Nous allons décrire maintenant la procédure numérique utilisée en insistant plus particulièrement sur l'effort fourni pour réduire le temps de simulation.

I.2.c) Méthode numérique

I.2.c.1) Maillage

L'ensemble du composant est représenté par un rectangle de largeur  $L_y$  et de longueur  $L_x$ . On définit alors un maillage tel que :

$$(II-30) \quad \Delta x = \frac{L_x}{N} \quad \Delta y = \frac{L_y}{M} \quad (\text{FIGURE (II.11)})$$

Le maillage utilisé est rectangulaire uniforme. Il est en fait constitué de deux maillages alternés :

- aux noeuds du premier sont définies les grandeurs scalaires ( $V, n, \epsilon$ ) ;

- aux points complémentaires du deuxième, on définit les grandeurs vectorielles ( $\vec{E}, \vec{J}, \vec{v}$ )

Afin de rendre compte des particularités du composant à simuler et d'éviter les instabilités d'ordre numérique, la longueur caractéristique associée aux intervalles spatiaux  $\Delta x$  et  $\Delta y$  est donnée par la formule de DEBYE [11] :

$$(II-31) \quad L_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{q^2 N_D}}$$

Celle-ci représente la distance minimale de variation des concentrations de porteurs de charge soumis à une perturbation.

D'autre part, le choix des dimensions de maille est conditionné par les dimensions du dispositif à simuler et donc, par le temps de calcul nécessaire à l'obtention de l'état final. Nous avons utilisé, comme certains auteurs [12, 13, 14], une longueur  $\Delta x$  des mailles supérieure à la largeur  $\Delta y$  (celle-ci étant de l'ordre de la longueur de DEBYE).

	$\Delta x = 0,03 \mu$				$\Delta x = 0,02 \mu$			
VGS \ VDS	0,5	1	1,5	2	0,5	1	1,5	2
0	221 mA	262 mA	266	272	225	267	271	278
0,5			140	150			144	154
1			54	62			57	65

Influence du pas  $\Delta x$  sur le courant drain-source  $I_{ds}$

TABLEAU II.1

Longueur totale $L_x$	Epaisseur du substrat	Pas $\Delta x$	Pas $\Delta y$	$I_D$ mA/m
2,5 $\mu$	0,4 $\mu$	$3,125 \cdot 10^{-2} \mu$	$1,67 \cdot 10^{-2} \mu$	299
2,5 $\mu$	0,15 $\mu$	$3,125 \cdot 10^{-2} \mu$	$1,67 \cdot 10^{-2} \mu$	292
2,5 $\mu$	0,15 $\mu$	$3,125 \cdot 10^{-2} \mu$	$1,25 \cdot 10^{-2} \mu$	272
2,5 $\mu$	0,15 $\mu$	$3,125 \cdot 10^{-2} \mu$	$0,833 \cdot 10^{-2} \mu$	242
2,5 $\mu$	0,15 $\mu$	$3,125 \cdot 10^{-2} \mu$	$0,555 \cdot 10^{-2} \mu$	243

Influence des pas  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sur le courant drain-source  $I_{ds}$ . ( $V_{gs}=0V, V_{ds}=+2V$ )

TABLEAU II.2

Afin de vérifier la validité de ces choix, nous avons étudié l'influence des dimensions des mailles  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  sur les résultats obtenus ; nous avons considéré un composant submicronique type, dont les caractéristiques sont :

- une épaisseur de couche active de  $0,1 \mu$  ;
- le dopage de cette couche  $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$  ;
- une couche tampon supposée idéale ( $\mu_0 = 5000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$ ) ;
- une longueur de grille  $L_g = 0,3 \mu$ .

L'ensemble de ces résultats sera discuté dans le paragraphe II.2.

Nous présentons dans le tableau [II.1] les valeurs de courant  $I_{ds}$  obtenues pour deux valeurs de pas  $\Delta x$  dans différentes conditions de polarisation  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ . On constate aisément que dans les deux cas, les courants restent assez proches, la différence pouvant s'expliquer par la précision numérique des calculs. (l'écart reste inférieur à 2%).

Il n'est donc pas nécessaire de diminuer le pas longitudinal en-dessous de  $0,03 \mu$ .

Le tableau [II.2] donne, pour des tensions  $V_{gs} = 0 \text{ V}$  et  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ , la même caractéristique pour différents pas transversaux  $\Delta y$ .

Dans ce cas, il apparaît clairement que le pas  $\Delta y$  doit rester de l'ordre de la longueur de DEBYE si l'on veut conserver une bonne précision.

En règle générale, si le pas  $\Delta y$  doit être proche de la longueur de DEBYE, la valeur du pas longitudinal  $\Delta x$  peut être beaucoup plus grande. Ainsi, compte tenu des impératifs auxquels nous sommes contraints, nous choisirons un pas  $\Delta x$  tel que  $2 \Delta y < \Delta x < 3 \Delta y$ .

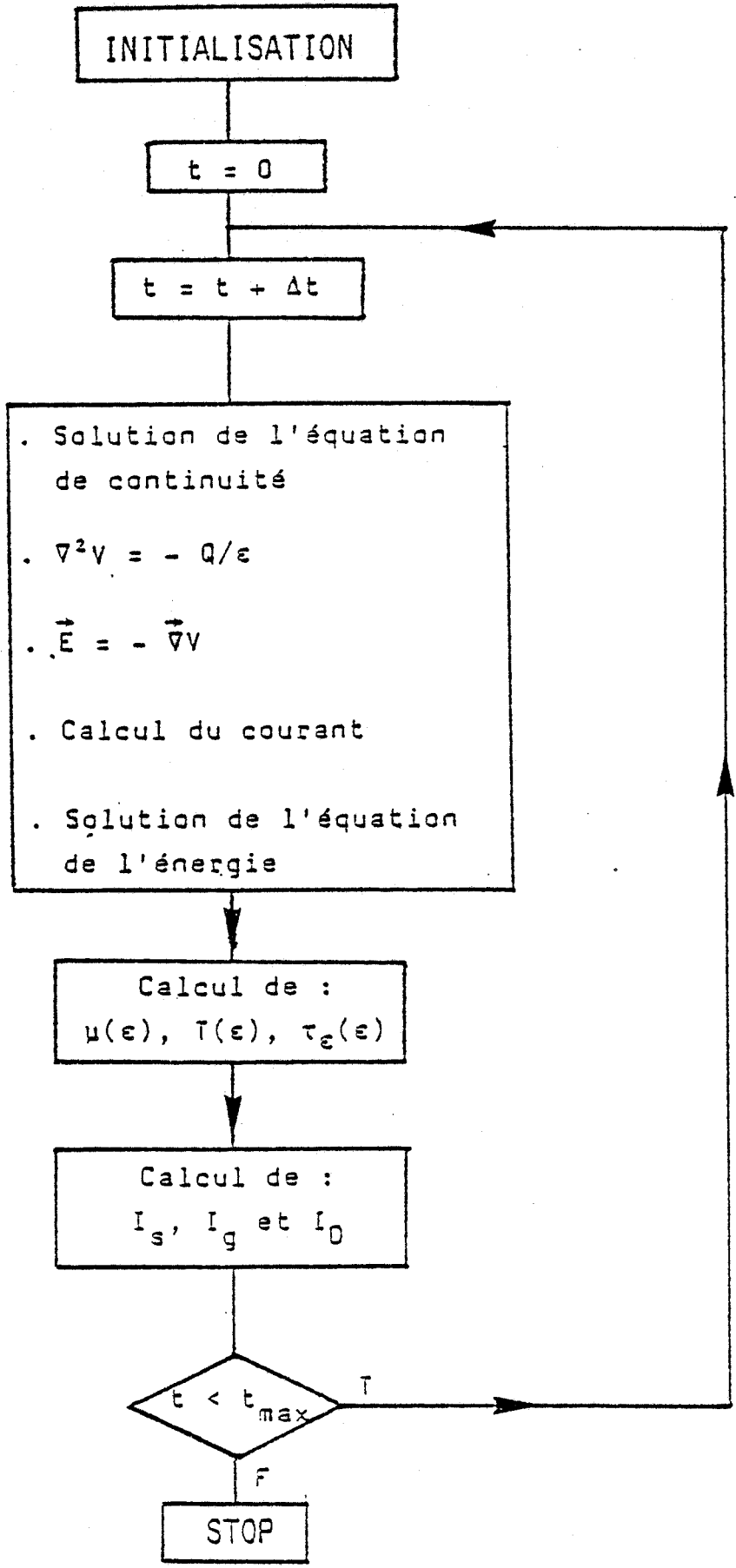


FIGURE II.12 : Schéma général de l'algorithme utilisé.

### I.2.c.2) Algorithme

On peut résumer de façon qualitative l'algorithme utilisé (figure (II.12)).

Notre modèle est basé sur une étude temporelle du composant simulé. Ainsi, pour toute sollicitation extérieure, on obtient tout d'abord la réponse temporelle du système, le régime statique en constituant l'état final.

Pour des valeurs données de potentiels sur les électrodes, on part d'une distribution initiale de charges  $n(x, y, t)$ , d'énergie  $\epsilon(x, y, t)$ .

A l'instant  $t + \Delta t$ , on résoud respectivement :

- l'équation de continuité dont on déduit la répartition des porteurs  $n(x, y, t + \Delta t)$

- l'équation de POISSON pour obtenir le potentiel  $V(x, y, t + \Delta t)$  puis le champ électrique  $\vec{E}(x, y, t + \Delta t)$

- l'équation du courant dont on tire la densité de courant  $J(x, y, t + \Delta t)$

- l'équation de l'énergie, qui permet de calculer, avec les quantités évaluées à  $t + \Delta t$ , l'énergie  $\epsilon(x, y, t + \Delta t)$

Compte tenu de la différence qui existe entre le temps de relaxation diélectrique

$$(\tau = \epsilon_0 \epsilon_r / q \mu N_D \approx 10^{-14} \text{ sec pour } N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3)$$

et celui de l'énergie ( $\tau_e = 10^{-12} \text{ sec}$ ), les résolutions des équations de continuité et de conservation de l'énergie peuvent être découplées.

Ce processus est répété jusqu'à ce que l'état final soit atteint. La convergence vers cet état n'est pas une propriété mathéma-

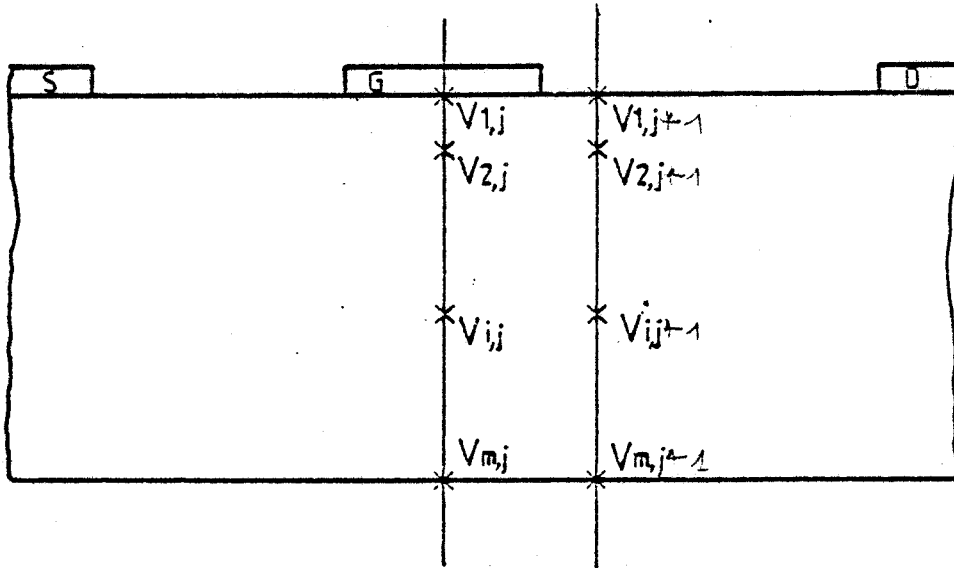


FIGURE II.13 : Résolution de l'équation de POISSON:  
Définition de la matrice.





tique de l'algorithme, mais une propriété physique du dispositif simulé.

Il nous faut maintenant décrire les méthodes utilisées pour la résolution de ces équations. Celles-ci étant soumises à certaines contraintes de stabilité numérique, le problème qu'il nous faut aborder est la possibilité de réduire le temps de simulation par la minimisation de ces contraintes.

### I.2.c.3) Méthode de résolution

#### I.2.c.3.a) Equation de POISSON

Elle est résolue par une méthode directe dite du double balayage matriciel, qui est la généralisation de la méthode de CHOLESKI appliquée couramment à la résolution des équations différentielles du second ordre ; elle fut développée par M. IBRAHIM [1].

Si l'on définit une matrice colonne  $[V_j]$  formée des potentiels à une abscisse  $x$  donnée (indice  $j$ , figure (II.13)), on peut montrer qu'elle s'exprime à partir de la matrice colonne à l'abscisse  $j + 1$

$$(II-32) \quad [V_j] = [D_j] [R_j] [V_{j+1}] + [C_j]$$

où  $[R_j]$  est une matrice identité de dimensions  $(M-1) \cdot (M-1)$  (Si  $M$  est le nombre de mailles suivant la direction  $x$ ),

$[D_j]$  est une matrice carrée de dimensions  $M \times M$  qui ne dépend que de la géométrie et qui est déterminée au préalable,

$[C_j]$  est une matrice colonne qui dépend des concentrations de porteurs libres et d'impuretés dans la  $j^{\text{eme}}$  colonne et de la matrice colonne  $[C_{j-1}]$  à l'abscisse  $j-1$ .

A un instant  $t$  donné, on calcule les matrices  $[C_j]$  par valeurs croissantes de  $j$  ( $1 \leq j \leq N$ ), puis par valeurs décroissantes de  $j$ , on détermine les matrices  $[V_j]$ . Il est à noter que cette méthode

permet d'envisager le traitement de structures complexes (structure à canal creusé, structure MOSFET, MISFET).

I.2.c.3.b) Equations de continuité et de conservation de l'énergie

Elles sont écrites en formulation semi-implicite et sont résolues séparément par une méthode itérative de surrelaxation [15].

Si  $A^k = f(\mu^k, E^k, T^k)$ , où  $A^k$  est une matrice de dimensions  $M \times M$  et est fonction de la mobilité des porteurs, du champ électrique et de la température électronique à l'instant  $k$ , on peut exprimer :

$$(II-33) \quad \frac{n^{k+1} - n^k}{\Delta t} = 1/2 (A^k n^{k+1} + A^k n^k)$$

De même si

$$B^k = g(\tau_c^k, v^k)$$

$$C^k = h(E^k, n^k, v^k, T^k)$$

où  $B^k$  et  $C^k$  sont des matrices de dimensions  $M \times M$  et sont fonction respectivement du temps de relaxation de l'énergie, de la vitesse des porteurs et du champ électrique, du nombre de porteurs, de la vitesse des porteurs, de la température électronique à l'instant  $k$ , on obtient

$$(II-34) \quad \frac{\varepsilon^{k+1} - \varepsilon^k}{\Delta t} = 1/2 (B^k \varepsilon^{k+1} + B^k \varepsilon^k) + C^k$$

La résolution de ces équations est effectuée par une méthode itérative et dans notre cas, une méthode itérative de surrelaxation (SOR).

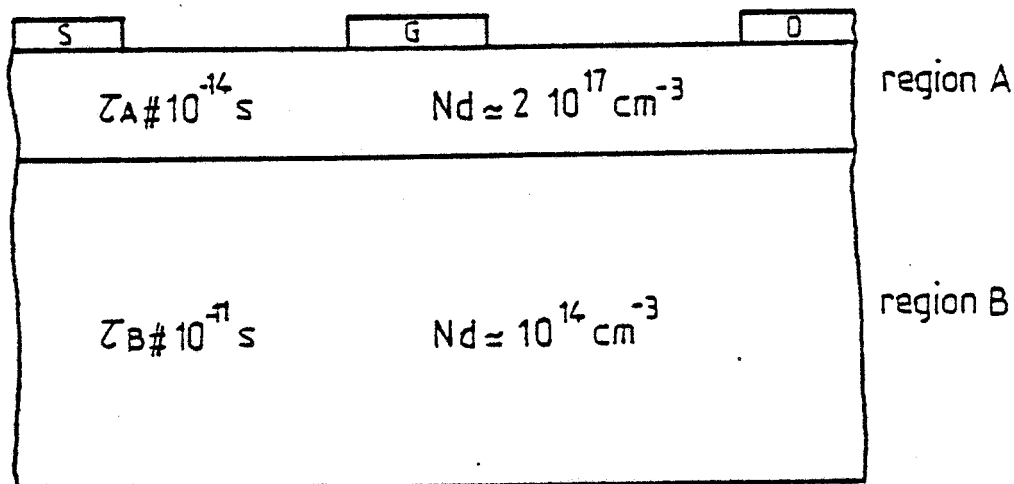


FIGURE II.14 : Evaluation des temps de relaxation diélectrique dans la couche active (Région A) et dans la couche tampon (Région B).



### I.2.c.3.c) Stabilité numérique

La méthode utilisée pour la résolution de l'équation de POISSON permet d'obtenir directement et précisément la répartition du potentiel.

L'expression des équations de conservation de l'énergie et de continuité par une formulation semi-implicite représente le meilleur compromis entre les exigences de rapidité de convergence et de stabilité numérique. La résolution est conditionnellement stable pour

$$(II-35) \quad \Delta t \leq \tau = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q N_D \mu} \quad (\tau \approx 10^{-14} \text{ sec pour } N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ atomes/cm}^3)$$

$\tau$  : temps de relaxation diélectrique.

La résolution de ces équations est obtenue avec une précision suffisante, au bout de cinq itérations.

### I.2.c.3.d) Réduction du temps calcul

On peut modifier légèrement l'algorithme de base en considérant les temps de relaxation diélectrique dans la couche active fortement dopée et dans le substrat semi-isolant (ou couche tampon) (figure (II.14)). Il faut en effet que le pas minimal d'incrementation  $\Delta t$  satisfasse la relation suivante :

$$(II-36) \quad \Delta t \leq \tau = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q \mu N_D}$$

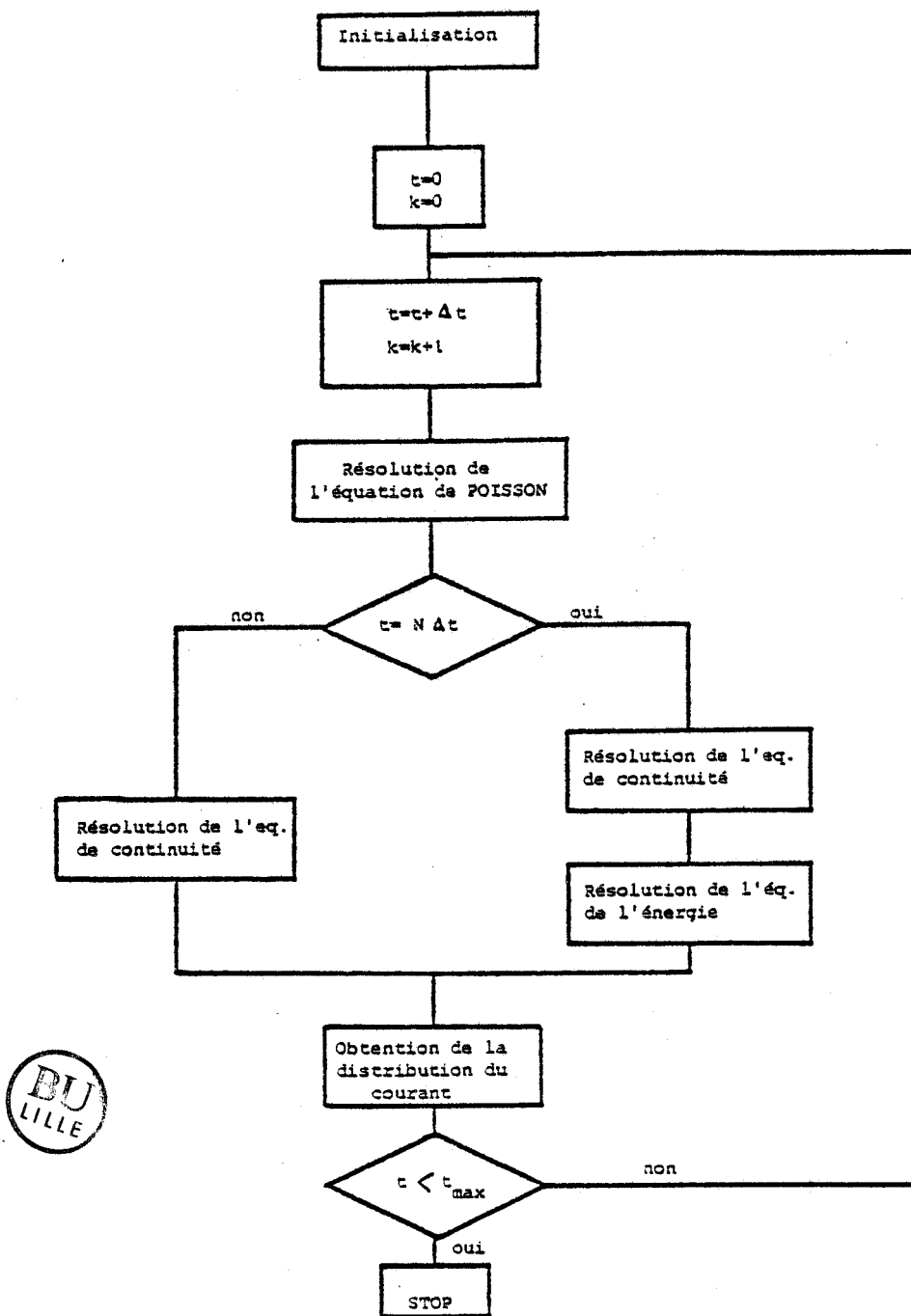


FIGURE II.15 : Schéma de l'algorithme modifié.

Compte tenu des ordres de grandeurs des dopages existant dans les régions A et B ( $N_A \approx 2 \cdot 10^{17}$  at/cm<sup>3</sup>,  $N_B \approx 10^{14}$  at/cm<sup>3</sup>), le rapport  $\Delta t_A/\Delta t_B$  devient assez important. L'idée est alors de résoudre les équations de continuité et de conservation de l'énergie en utilisant un pas  $\Delta t$  différent suivant les régions de l'espace [9], [17]. En définissant  $\Delta t_B = N \Delta t_A$ , la solution est obtenue dans la région A à chaque increment de temps  $\Delta t_A$ , alors qu'elle est obtenue dans l'ensemble de la structure (A et B) pour  $N \cdot \Delta t_A$ . Ceci revient postuler que la distribution des porteurs ne varie pas dans les zones peu dopées pendant  $N \cdot \Delta t_A$ .

D'autre part, comme le temps de relaxation de l'énergie est très supérieur aux incréments de temps  $\Delta t_A$  et  $\Delta t_B$  de l'ensemble de la structure, l'équation de l'énergie peut être résolue pour  $t = k \Delta t_A$ , ( $k > N$ ).

Par exemple si  $N = 2$ ,  $k = 4$ , on obtient :

- à chaque instant  $\Delta t$ , la distribution des porteurs dans les régions A ;
- à tous les instants  $2 \cdot \Delta t$ , la distribution des porteurs dans l'ensemble de la structure (A et B) ;
- à tous les instants  $4 \cdot \Delta t$ , la distribution de l'énergie dans l'ensemble de la structure (A et B).

Nous présentons sur la figure (II.15) l'algorithme modifié pour  $k = N = 2$ .

L'algorithme général étant défini, il est alors possible d'accéder au réseau de caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$ .

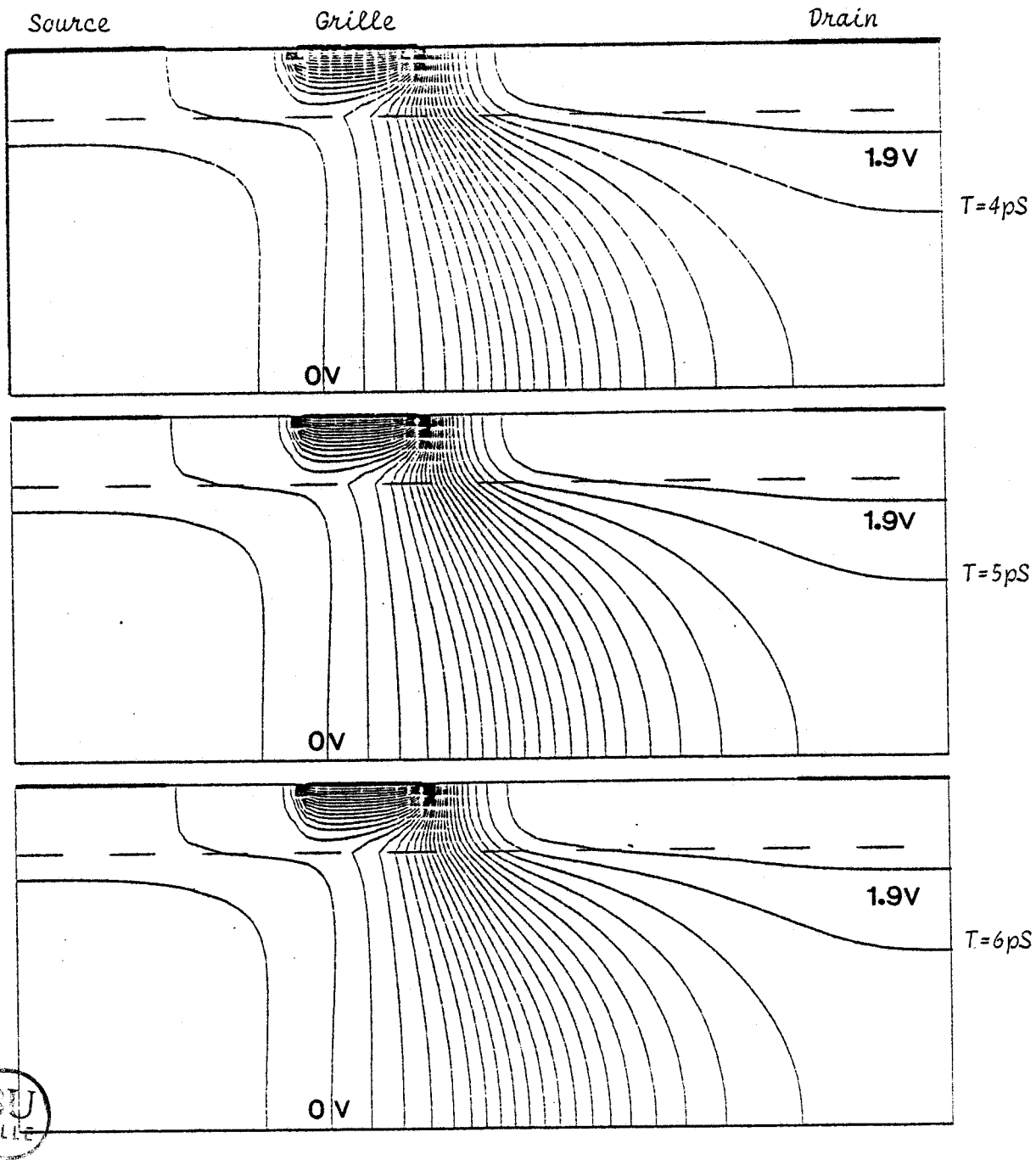


FIGURE II.16 : Evolution temporelle de la distribution du potentiel.  
 ( $V_{gs} = -0.6\text{ V}$  ,  $V_{ds} = +2\text{ V}$ )

#### I.2.d) Obtention du réseau $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$

Compte tenu de la valeur du temps de relaxation de l'énergie, l'obtention d'un état stable nécessite des durées de l'ordre de 3 à 5 ps, soit 300 à 500 incréments de temps (pour  $N_D = 2 \cdot 10^{17}$  at/cm<sup>3</sup>).

De manière générale, la convergence vers l'état final est d'autant plus rapide que l'état initial du système est proche d'un état physique réel. Ainsi, au point de départ, on impose le même potentiel sur les électrodes et la concentration de porteurs dans l'ensemble du composant ( $n = N_D$ ). On laisse le calcul se dérouler jusqu'à obtenir la concentration de porteurs à l'équilibre.

On applique alors le potentiel de grille et afin de décrire la caractéristique  $I_{ds} = f(V_{ds})$ , on fait croître le potentiel de drain par pas régulier de 0,25 V ou 0,5 V en prenant à chaque fois comme état initial, l'état final obtenu précédemment. Une fois parvenu à la valeur maximum de  $V_{ds}$ , on reprend le calcul pour une autre valeur de  $V_{gs}$ , à partir de  $V_{ds} = 0$  V. D'un point de vue pratique, le temps nécessaire à l'obtention d'un point de la caractéristique est estimé à trois minutes sur (IBM 3090) et à 50 minutes sur (BULL DSP8). D'autre part, nous avons la possibilité de travailler directement en régime impulsionnel.

#### I.2.e) Amélioration envisageable

Compte tenu de l'intérêt de cette simulation, l'effort principal à fournir concerne la réduction du temps de calcul. Dans ce domaine, plusieurs solutions ont été proposées :

- la détermination du potentiel est fait à chaque instant  $\Delta t$ . Or la figure (II.16), qui représente l'évolution temporelle de la distribution du potentiel, permet de constater que cette distribution atteint sa valeur stationnaire plus rapidement que celle des porteurs de charge. Ainsi, en ne résolvant l'équation de POISSON dans les 100



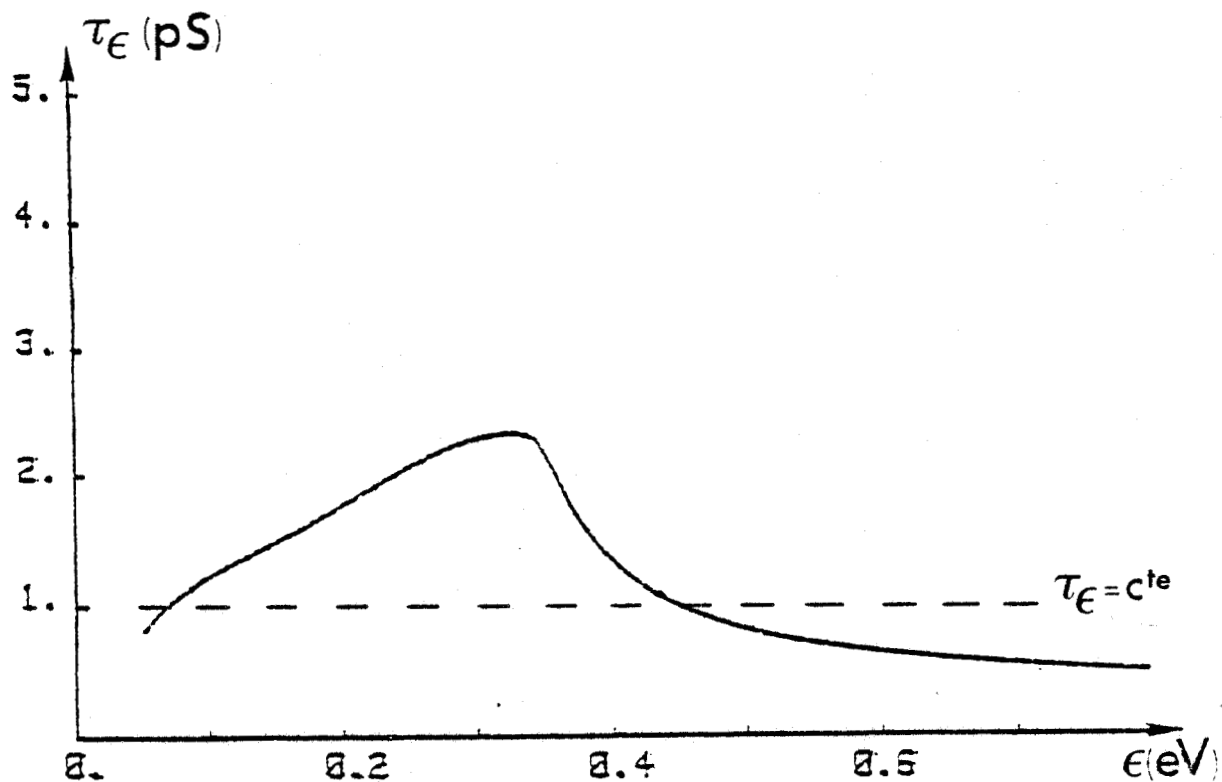


FIGURE II.17 : Evolution du temps de relaxation de l'énergie en fonction de l'énergie. Comparaison à la valeur  $\tau_\epsilon$  considérée constante.



dernières itérations que pour  $(\Delta t)_{\text{Poisson}} = 8 (\Delta t_A)$ , K. ISMAIL [16] a pu obtenir une réduction de calcul de l'ordre de 15%.

- l'utilisation d'un maillage à pas variable offre la possibilité d'adapter la maille descriptive en fonction de la zone considérée. Ainsi, la zone active du composant sera décrite avec un pas très fin, alors que dans les zones où les variations de porteurs restent faibles, on pourra disposer de mailles élémentaires larges. Cette méthode permet alors d'étudier par exemple des composants à couche active mince ou à dopage élevé, ou de prendre en compte des dimensions plus réalistes du substrat semi-isolant.

Précisons que l'introduction de ce maillage à pas variable dans le modèle a été effectuée par M. LEFEBVRE [17].

Dans la majorité des cas d'études, le maillage utilisé est rectangulaire uniforme. Par contre, pour l'étude du substrat afin de tenir compte de ses dimensions réelles, un maillage à pas variable a été utilisé.

Le modèle ainsi défini permet non seulement une description exacte des phénomènes physiques régissant le comportement du transistor, mais aussi une prise en compte réelle de ses dimensions. Il est donc intéressant de le comparer aux différentes approches existant actuellement.

#### I.2.f) Comparaison avec d'autres modèles

Certains auteurs [18,19], en utilisant la même démarche fondamentale, ont fait un certain nombre d'approximations qui, dans le cas de composants à grille submicronique, ne sont pas toujours très justifiées. Ainsi W. CURTICE et Y. YUN [18] supposent :

1) que le temps de relaxation de l'énergie est indépendant de l'énergie. Cette hypothèse n'est pas valide quand on sait que le temps de relaxation varie de manière importante en fonction du champ électrique et de l'énergie (figure (II.17)).

2) que l'énergie cinétique moyenne des porteurs est toujours négligeable devant l'énergie thermique  $kT$ . Cette approximation n'est pas valable pour décrire l'évolution de l'énergie dans la région où apparaît la survitesse. Elle sous-estime l'énergie des porteurs, conduisant à une surestimation de leur vitesse.

R. COOK et J. FREY [19] se basent aussi sur le même type d'approximation (1,2) et introduisent de plus d'autres hypothèses :

3) Ils ne prennent pas en compte les termes dépendant du temps dans les équations fondamentales et ne peuvent pas, par conséquent accéder à la réponse impulsionnelle du composant.

4) Ils supposent que l'énergie des porteurs est égale à sa valeur à l'équilibre thermodynamique quand le potentiel local est inférieur à celui de la source ( $V(x,y) < 0 \Rightarrow \epsilon(x,y) = \epsilon_0$ ).

5) L'équation de l'énergie est résolue de manière unidimensionnelle selon l'axe horizontal  $x$ . Ceci revient à négliger l'influence des composantes ( $v_y, E_y$ ) de la vitesse et du champ électrique. Cette hypothèse n'est pas valide quand on sait que la composante transversale du champ électrique  $E_y$  affecte fortement la dynamique électronique en sortie de grille, et principalement dans les conditions proches du pincement [20].

D'autre part, leurs modèles ne permettent pas l'étude de véritables structures planaires ainsi que la prise en compte du substrat semi-isolant [21]. En conclusion, il apparaît clairement que ces différents modèles sont insuffisants pour une étude précise de composants à grille submicronique et qu'ils se prêtent assez mal à l'investigation du composant réel, ce qui constitue une limitation fondamentale.

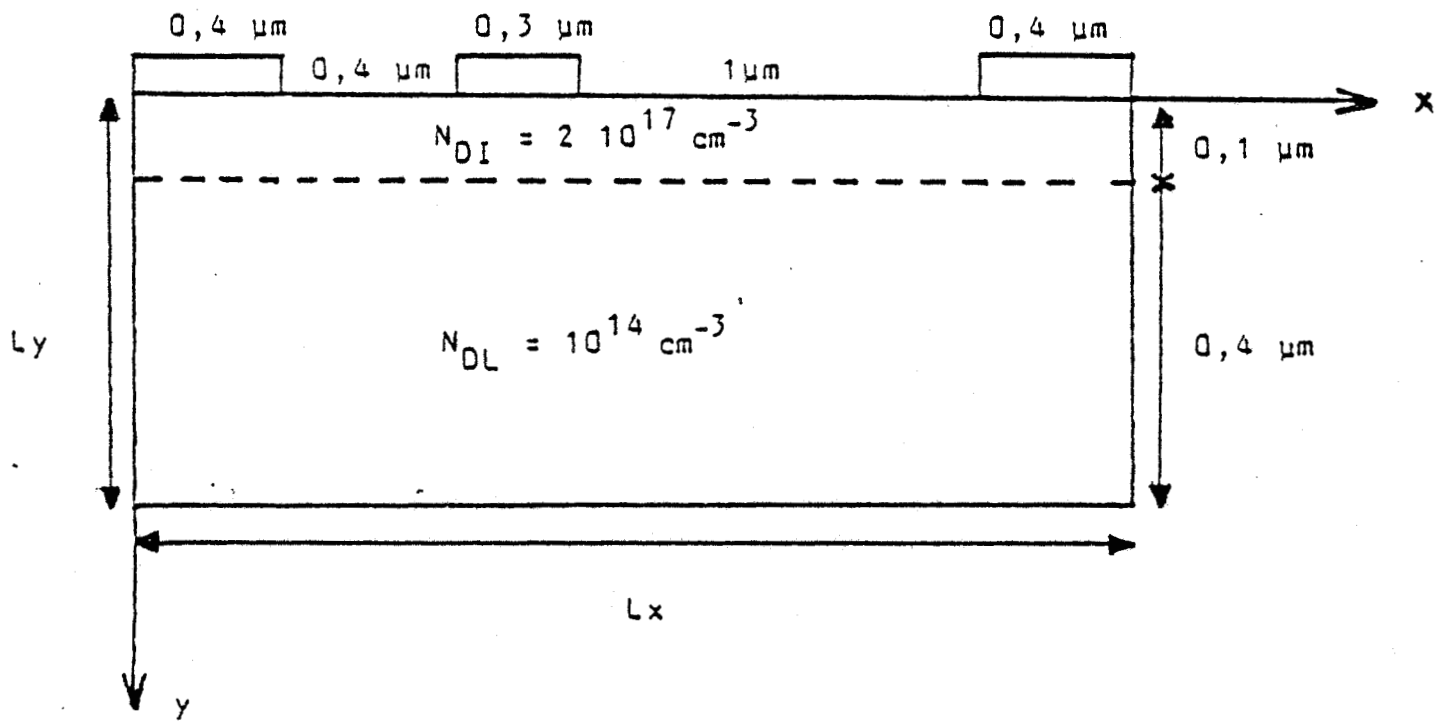


FIGURE II.18 : Composant typique simulé

## II - RESULTATS TYPIQUES OBTENUS

### II.1. OBTENTION DES PARAMETRES

Le schéma du composant simulé est présenté sur la figure (II.18). Il est constitué d'une couche active reposant sur une couche tampon supposée idéale. Ce dopage et l'épaisseur de la couche sont respectivement  $2 \cdot 10^{17} \text{at/cm}^3$  et  $0,1 \mu\text{m}$ , et sont caractéristiques du transistor à effet de champ à grille submicronique. La mobilité de la couche active est prise égale à  $4000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$  et celle de la couche tampon à  $5000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$ .

Dans un premier temps, nous ne nous intéressons qu'aux paramètres quasi-statiques du composant, à savoir :

- la transconductance  $G_m$

$$G_m = \left( \frac{\Delta I_d}{\Delta V_{gs}} \right)_{V_{ds} = C_{te}}$$

- la conductance de drain  $G_d$

$$G_d = \left( \frac{\Delta I_d}{\Delta V_{ds}} \right)_{V_{gs} = C_{te}}$$

- la capacité grille-source  $C_{gs}$

$$C_{gs} = \left( \frac{\Delta Q}{\Delta V_{gs}} \right)_{V_{gd} = C_{te}}$$

- la capacité grille drain  $C_{gd}$

$$C_{gd} = \left( \frac{\Delta Q}{\Delta V_{gd}} \right)_{V_{gs} = C_{te}}$$

On déduit alors la fréquence de coupure du gain en courant  $F_c$

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

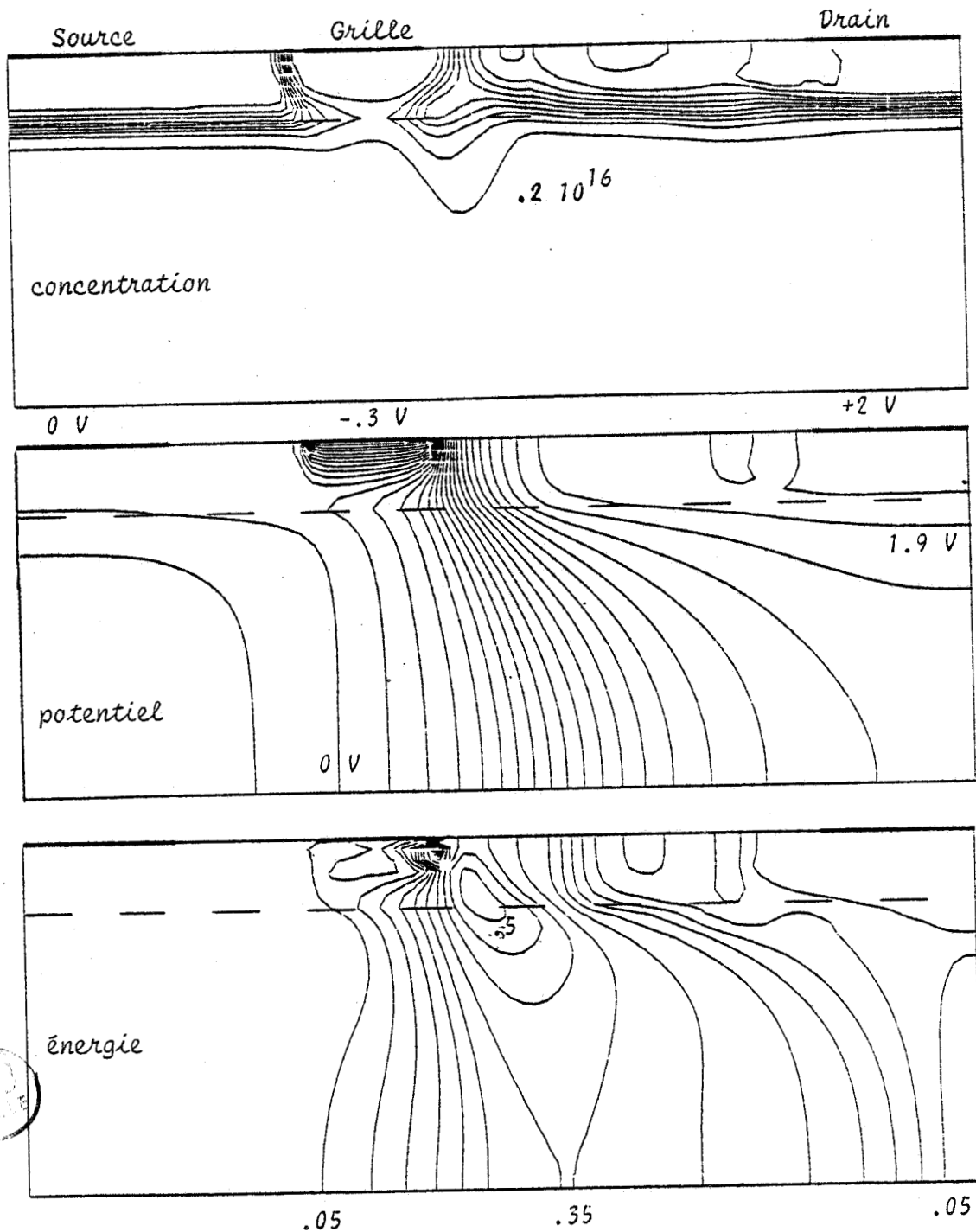


FIGURE II.19 : Evolutions spatiales :  
 -de la concentration de porteurs  
 -du potentiel électrique  
 -de l'énergie

## II.2. RESULTATS TYPQUES

Les évolutions spatiales de la concentration des porteurs, du potentiel électrique et de l'énergie dans l'ensemble du composant sont présentées sur les figures (II.19 - II.20). Les conditions de fonctionnement sont une tension drain  $V_{ds}$  de 2 V et respectivement une tension grille source  $V_{gs}$  de - 0.3V et de - 0.6 V. D'oires et déjà un certain nombre de constatations peuvent être faites :

- Les notions de canal et de zone totalement désertée n'ont plus de signification physique. Il y a une transition continue entre la zone quasi désertée et le canal, transition qui se déroule sur quelques longueurs de Debye.

- La charge dans le canal reste très inférieure à la concentration d'impuretés dans la couche active.

- A la sortie de la zone d'influence de la grille, un domaine stationnaire se forme. Il est caractérisé par une valeur élevée du champ électrique et surtout par l'existence de porteurs chauds, puisque l'énergie moyenne dépasse largement la valeur de transfert.

- On constate une injection importante de porteurs dans la couche tampon, cette injection croissant avec la tension  $V_{gs}$ . Celle-ci peut s'expliquer par la réduction de la hauteur de barrière de l'homo-jonction  $[N^+N]$  formée par l'interface couche active-couche tampon, cet effet étant beaucoup plus important en sortie de grille.

- Les équipotentielles dans la zone assimilable au canal restent sensiblement perpendiculaires à l'axe source-drain, ce qui tend à confirmer la validité des hypothèses formulées pour les conditions aux limites et celles utilisées dans les modèles plus simples.

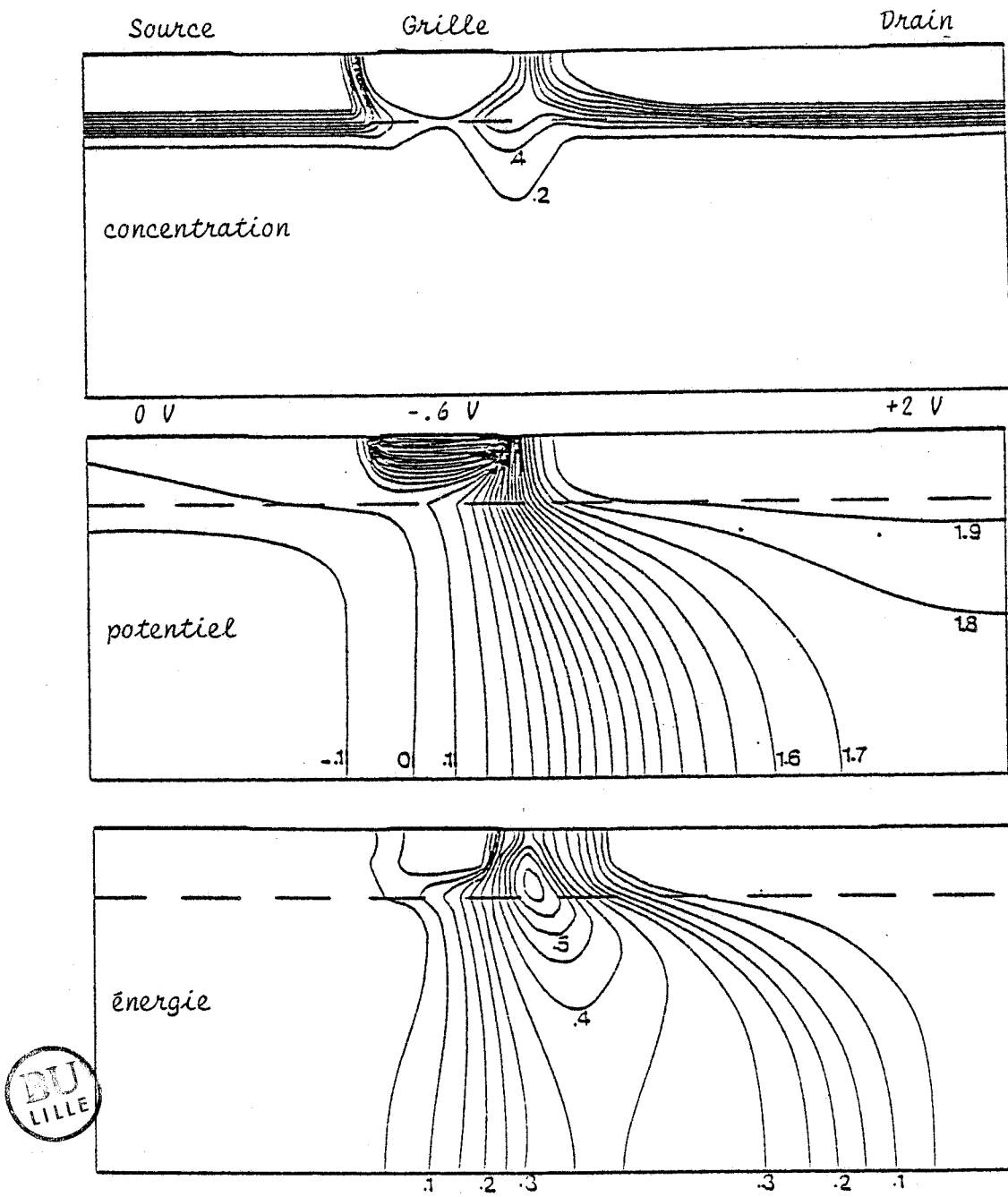


FIGURE II.20 : Evolutions spatiales :  
 -de la concentration de porteurs  
 -du potentiel électrique  
 -de l'énergie



Des évolutions typiques des composantes longitudinale et transversale du champ électrique sont données sur les figures (II.21 - II.22). On constate que le champ longitudinal atteint, en sortie de grille, une valeur élevée ( $E = 80 \text{ kV/cm}$ ). Quant à elle, l'évolution du champ transversal  $E_y$  montre l'action combinée de l'homojonction  $[N^+N]$  à l'interface, de la barrière de Schottky et du domaine de haut champ électrique.

Bien que la tension grille-source soit proche de la tension de pincement, un courant important passe dans le composant. Ce phénomène est principalement dû au caractère très bidimensionnel de la forme de la zone désertée et à l'injection importante de porteurs dans la couche tampon.

La formation d'un domaine où l'énergie moyenne des porteurs est élevée et qui, dans les conditions proches du pincement, se trouve localisé près de la sortie de la grille, est responsable de la saturation du courant. Ceci met un terme aux diverses controverses formulées par de nombreux auteurs quant à la nature de la saturation du courant (cf. Chapitre I). La figure (II.23), qui représente l'évolution de l'énergie suivant l'axe longitudinal  $x$ , montre précisément la position du domaine.

La figure (II.24) met en évidence le phénomène de survitesse existant sous la grille. Nous avons représenté l'évolution spatiale de la vitesse moyenne des porteurs dans la couche active et nous la comparons à la valeur communément admise pour la vitesse de saturation. On peut voir que sur une fraction très importante de leurs parcours, les électrons se déplacent à une vitesse très supérieure à la vitesse de saturation. Le temps de transit est donc très inférieur à celui que l'on calculerait en utilisant un modèle classique qui ne prendrait pas en compte les effets de dynamique non stationnaire.

Le réseau de caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$ , obtenu pour ce composant type est donné sur la figure (II.25). Celui-ci nous permet de dégager les conclusions suivantes :

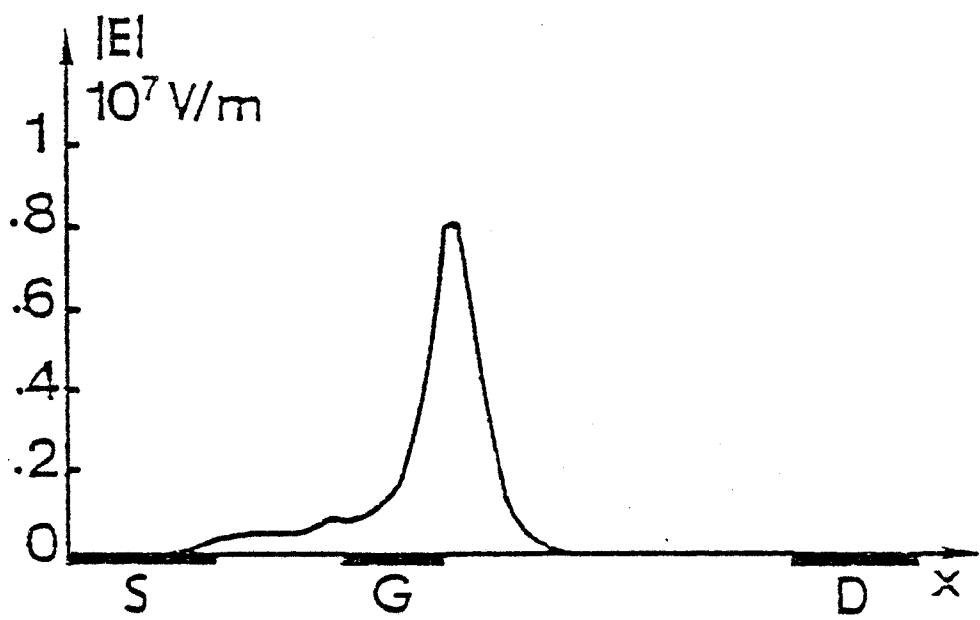


FIGURE II.21 : Evolution du champ électrique longitudinal  $E_x$  suivant l'axe X.  
 (à l'ordonnée  $y = 0.1 \mu\text{m}$ )

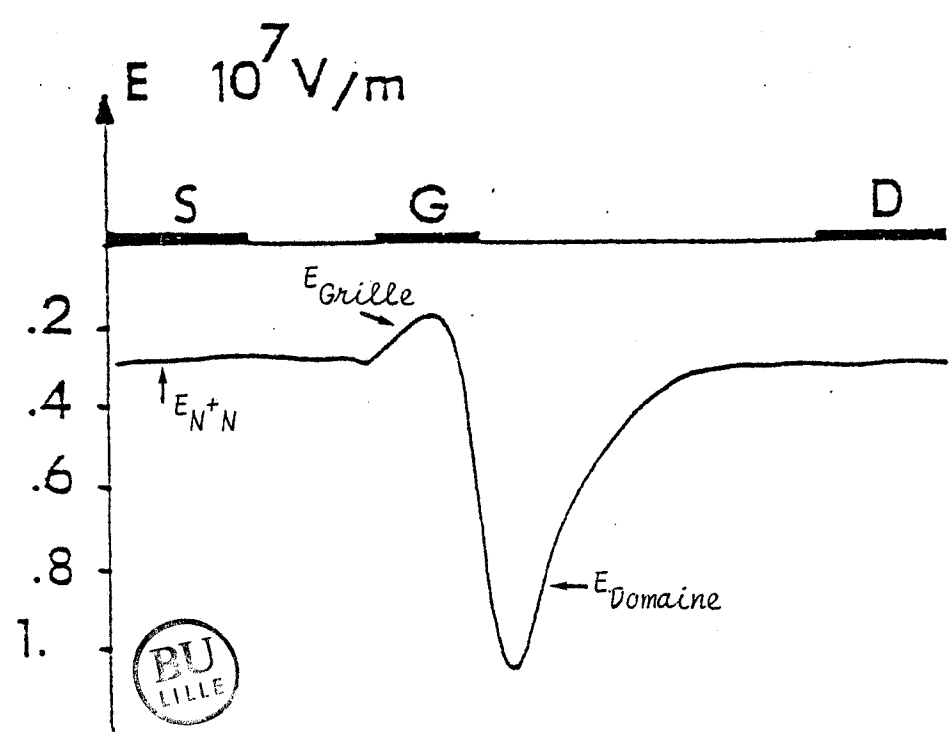


FIGURE II.22 : Evolution du champ électrique transversal  $E_y$  suivant l'axe X.  
 (à l'ordonnée  $y = 0.1 \mu\text{m}$ )

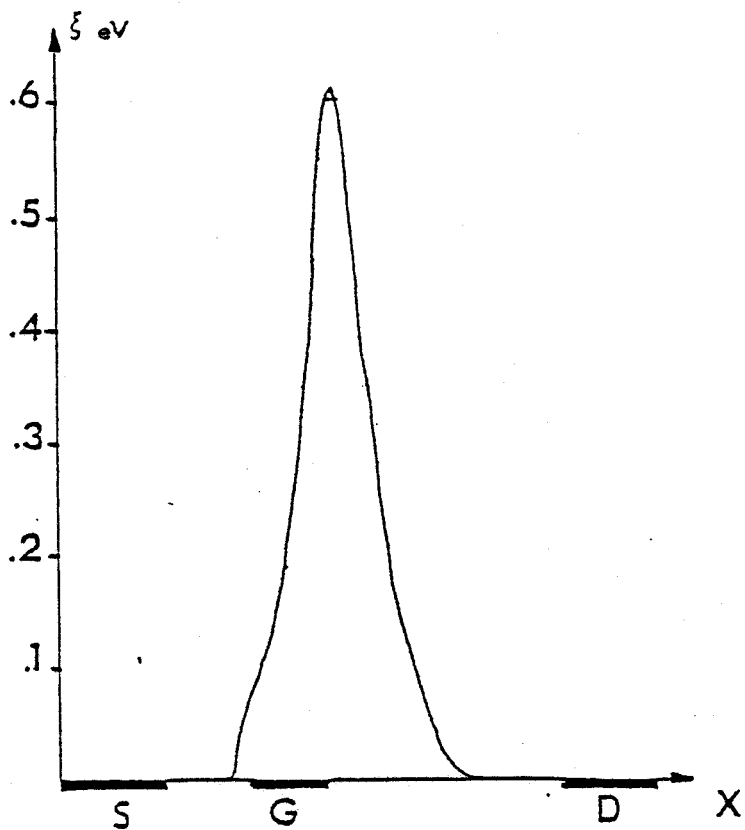


FIGURE II.23 : Evolution de l'énergie suivant l'axe longitudinal  $X$  ( $V=0.1\mu\text{m}$ ).  
 → Localisation du domaine par rapport à la grille.

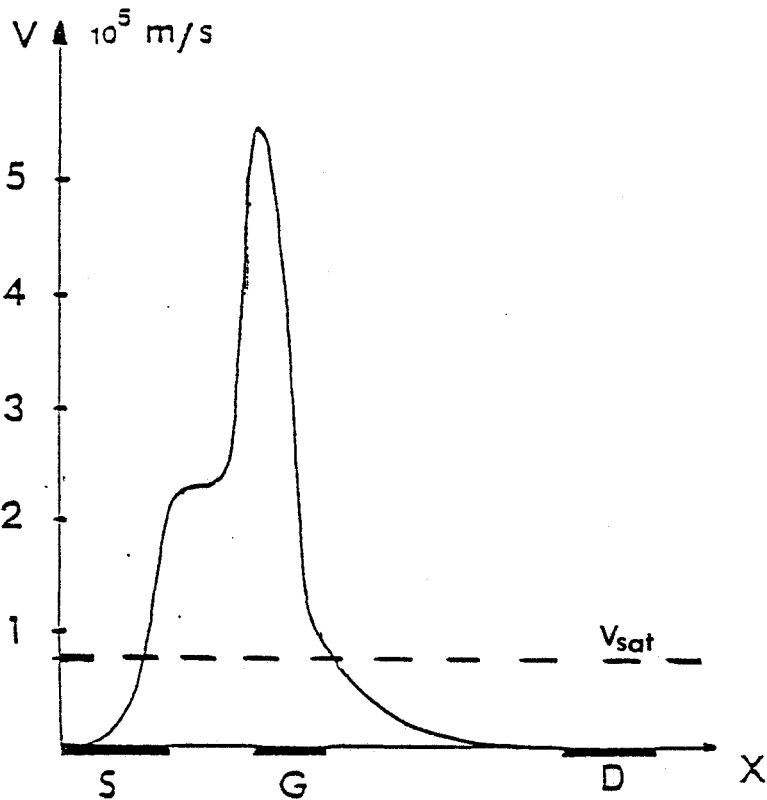


FIGURE II.24 : Evolution de la vitesse moyenne des porteurs suivant l'axe longitudinal  $X$  ( $V=0.1\mu\text{m}$ ).

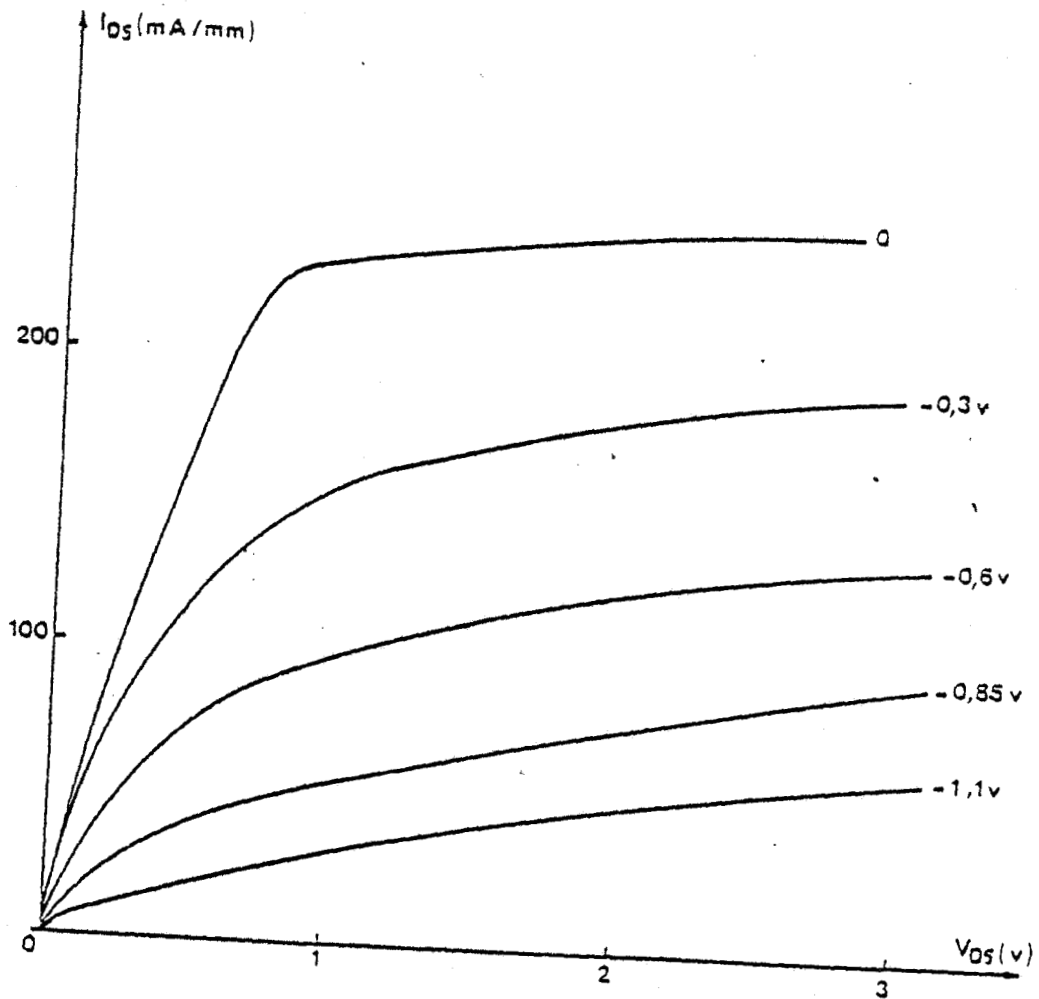


FIGURE II.25 : Réseau de caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$  obtenu pour le composant type.



- Le courant  $I_{ds}$  augmente tout d'abord de manière linéaire en fonction de la tension  $V_{ds}$  appliquée. Dès que celle-ci est de l'ordre de 0,75 V, le courant  $I_{ds}$  tend à se saturer. Ce phénomène correspond à la création d'un domaine stationnaire de haute énergie en sortie de grille. Il est important de noter qu'à  $V_{gs} = 0$  V, celui-ci est précédé par la formation d'un domaine du type Gunn, qui se déplace de la grille vers le drain pour disparaître ensuite. Ce comportement n'est pas accompagné de l'apparition d'une résistance différentielle négative, comme il est parfois référencé dans la littérature. (Cf. Chapitre I).

- Pour des tensions  $V_{ds}$  élevées, la conductance de sortie reste importante. Celle-ci est essentiellement due à la présence d'une conduction par la couche tampon.

### II.3. COMPARAISON AUX AUTRES MODELES

Afin de confirmer les résultats obtenus, il nous fallait les comparer avec ceux déduits d'autres simulations. Nous nous sommes basés sur une comparaison avec le modèle particulaire et la modélisation pseudo-bidimensionnelle mise au point au laboratoire [2,3]. Les figures (II.26 — II.27) présentent les caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs})$  à  $V_{ds} = + 2,5$  V et l'évolution de la fréquence de coupure en fonction de  $V_{gs}$  à  $V_{ds} = 2$  V. La comparaison de ces courbes amènent les conclusions suivantes :

- Il y a un bon accord au voisinage de  $V_{gs} = 0$  V. L'écart est de moins de 10% entre les trois modèles ;

- Dans les conditions proches du pincement, les modèles bidimensionnel et particulaire restent comparables, la différence obtenue avec l'approche simplifiée s'expliquant par sa difficulté à rendre compte d'une couche tampon idéale. En effet, la simulation

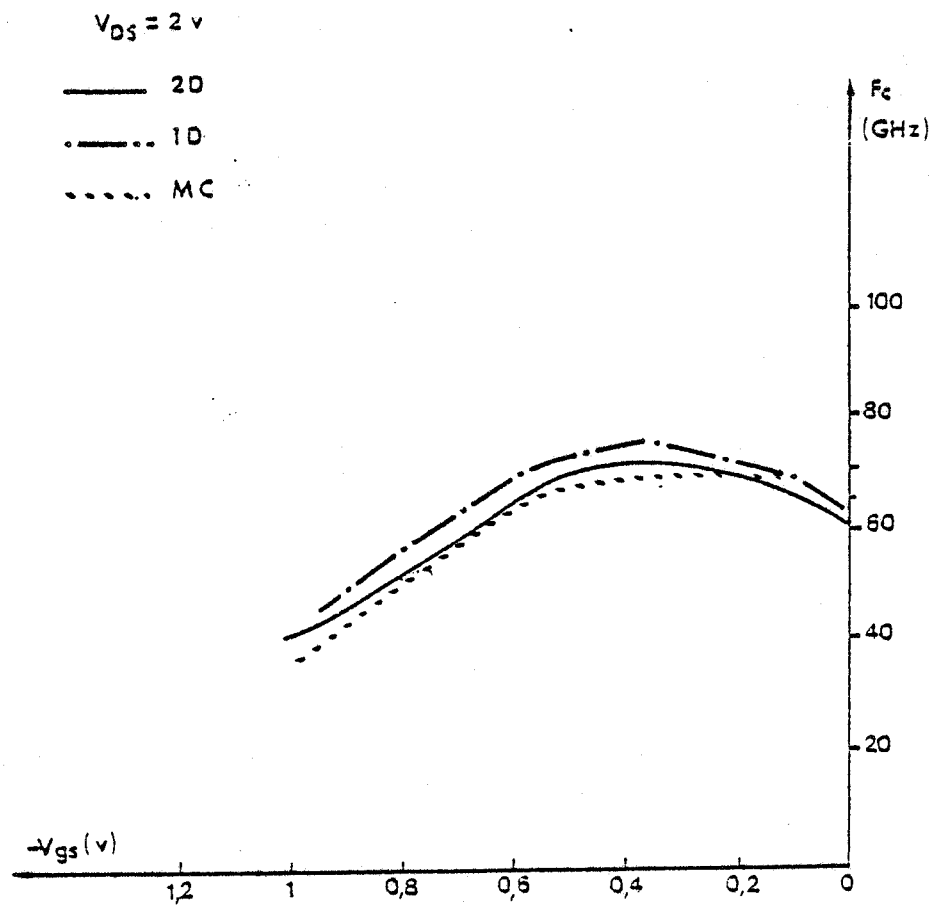


FIGURE II.27

FIGURES II.26-27 : Caractéristiques  $I_{DS} = f(V_{GS})$  à  $V_{DS} = +2.5 \text{ V}$  et évolution de la fréquence de coupure pour les trois méthodes de simulation.

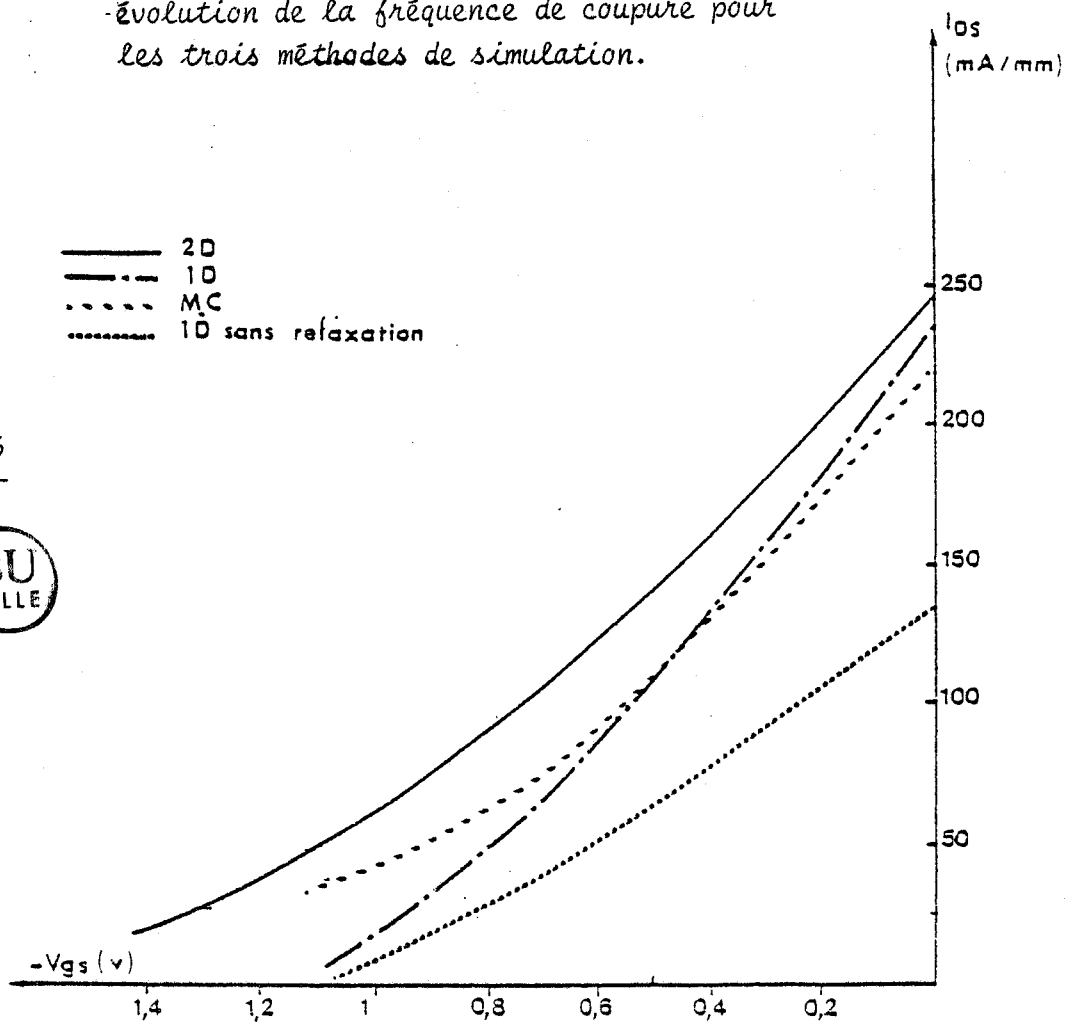


FIGURE II.26



simplifiée vise à rendre compte de résultats expérimentaux, c'est à dire d'une couche tampon réelle ou d'un substrat semi-isolant réel.

- Les effets dus à la relaxation de l'énergie sont importants. On peut estimer à 80% l'écart de courant à canal ouvert ( $V_{gs} = 0$  V).

- Enfin les évolutions fréquentielles présentées sur la figure (II.27) permettent de valider complètement le modèle bidimensionnel.

L'ensemble de ces comparaisons ont été effectuées à l'aide des paramètres quasi-statiques. Pour que l'étude soit complète, il est nécessaire de disposer de l'évolution fréquentielle des caractéristiques du composant. Celle-ci pourra être exprimée de deux façons différentes :

- à partir de l'évolution fréquentielle des paramètres admittances;

- à partir d'un schéma équivalent petit signal déduit de ces paramètres. Il sera par ailleurs intéressant de voir dans quelle mesure celui-ci est différent de celui déduit des paramètres statiques.

### III. DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT DYNAMIQUE

Un schéma équivalent dynamique petit signal peut être déduit de la dépendance fréquentielle des paramètres admittances du quadripôle équivalent au composant.

III.1. DETERMINATION DE LA MATRICE ADMITTANCE

Il est possible d'obtenir directement, à partir de la réponse transitoire du composant simulé, les paramètres  $y_{ij}$  en utilisant la transformation de Fourier [22, 23, 24]. Les paramètres peuvent être obtenus à partir de la formulation suivante :

$$(II-37) \quad y_{ij} = \frac{F(I_i(t) - I_i(0))}{F(V_j(t) - V_j(0))}$$

où les indices (i, j) caractérisent le quadripôle,  $i_i(t)$  est la réponse temporelle sur l'électrode i à l'application d'une tension  $V_j(t)$  sur l'électrode j ; la transformée de Fourier est représentée par le symbole "F".

Si  $V_j(t) = \Delta V_j u(t) + V_j(0)$ , ( $u(t)$  est l'échelon unité), on peut exprimer  $y_{ij}$  par

$$(II-38) \quad y_{ij} = \frac{F(I_i(t) - I_i(0))}{\Delta V_j F(u(t))}$$

en séparant les termes dépendants et indépendants de la fréquence, on obtient

$$(II-39) \quad y_{ij} = \frac{I_i(\infty) - I_i(0)}{\Delta V_j} + j\omega \frac{F(I_i(t) - I_i(\infty))}{\Delta V_j}$$

où  $I_i(0)$  et  $I_i(\infty)$  représentent respectivement les valeurs initiale et finale du courant.

Lorsque l'on scinde cette équation (II-39) en partie réelle et imaginaire, on déduit la conductance et la susceptance équivalentes :



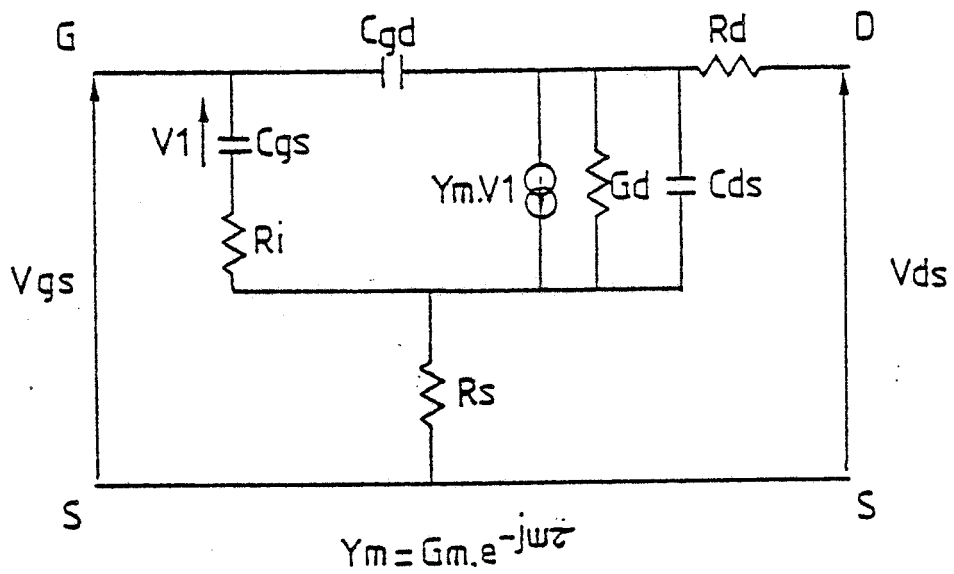


FIGURE II.28 : Schéma équivalent petit signal utilisé pour l'analyse fréquentielle.



$$(II-40) \quad G_{ij} = \frac{I_i(\infty) - I_i(0)}{\Delta V_j} + \frac{\omega}{\Delta V_j} \int_0^{\infty} (i_i(t) - I_i(\infty)) \sin \omega t \, dt$$

$$(II-41) \quad C_{ij} = \frac{1}{\Delta V_j} \int_0^{\infty} (i_i(t) - I_i(\infty)) \cos \omega t \, dt$$

$$\omega \rightarrow 0$$

$$(II-42) \quad G_{ij} = \frac{I_i(\infty) - I_i(0)}{\Delta V_j}$$

$$(II-43) \quad C_{ij} = \frac{1}{\Delta V_j} \int_0^{\infty} (i_i(t) - I_i(\infty)) \, dt$$

On retrouve dans ce cas les paramètres définis lors de l'étude en régime statique, à savoir la transconductance  $G_m$ , la conductance de sortie  $G_d$  et les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ .

### III.2. SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL

Dans notre cas d'étude, le schéma équivalent est constitué des éléments intrinsèques au composant ainsi que des résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$ , et fait abstraction des éléments liés à son environnement (connexion des électrodes, influence du boîtier d'encapsulation) (figure (II.28)). Les résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  sont celles présentées par le matériau semiconducteur entre la zone active et les électrodes.

Comme les dimensions de ces zones sont très inférieures au cas pratique, il faudrait ajouter, pour rendre compte de résultats expérimentaux, des résistances d'accès supplémentaires. En associant ce schéma aux paramètres  $y_{ij}$  définis précédemment, on obtient les formulations suivantes :

$$(II-44) \quad y_{11} \# \omega^2 C_{gs}^2 (R_i + R_s) + j\omega(C_{gs} + C_{gd})$$

$$(II-45) \quad y_{12} \# -j\omega C_{gd}$$

$$(II-46) \quad y_{21} \# g_{m0} - j\omega(C_{gd} + g_{m0}(\tau + (R_s + R_i)C_{gs}))$$

$$(II-47) \quad y_{22} \# g_d + j\omega(C_{gd} + C_d)$$

Ces formulations approchées sont valides à condition que les approximations suivantes soient vérifiées :

$$(R_i C_{gs} \omega)^2 \ll 1 \qquad (g_d + g_m) R_s \ll 1$$

En disposant donc de l'évolution fréquentielle des paramètres  $y_{ij}$ , on peut déterminer l'ensemble des éléments du schéma équivalent dans une gamme de fréquence donnée. L'utilisation de ces résultats est double :

- On peut tout d'abord les comparer à ceux déduits de l'étude quasi-statique et voir ainsi dans quelles limites les éléments obtenus à partir du régime statique sont représentatifs du comportement fréquentiel du transistor.

- On peut estimer les performances en fréquence du transistor, en particulier en gain et en bruit.

Point de fonctionnement

$V_{gs} = -0.15V$

$V_{ds} = 2V$

	Quasi-statique	Eléments déduits
Gm (mS/mm)	220	216
Gd (mS/mm)	16	15.5
Cgs (pF/mm)	0.48	0.46
Cgd (fF/mm)	17	20

$$\tau = 1.35pS$$

$$R_s + R_i = 0.48 \Omega / mm$$

$$C_{ds} = 13 \text{ fF/mm}$$

TABLEAU [II-3]



### III.3. MISE EN OEUVRE PRATIQUE

La détermination de ces paramètres est effectuée à l'aide d'une transformée de Fourier rapide (FFT). Cette méthode, basée sur un échantillonnage des signaux dans une fenêtre temporelle finie, nécessite des conditions d'application précises. D'autre part, l'étude en régime petit signal amène à un choix adéquat de l'amplitude des échelons de tension à appliquer (bruit d'ordre numérique, distorsion).

En pratique, nous considérons des échelons de tension d'amplitude égale à 0,5 V de Vds, 0,3 V de Vgs et des pas de temps  $\Delta t$  égaux à 0,02 psec (la fenêtre d'échantillonnage temporelle s'étend sur  $n.\Delta t$ , n étant une puissance de 2).

### III.4. EXEMPLE D'APPLICATION

Nous avons obtenu l'ensemble des paramètres  $y_{ij}$  pour le composant type décrit précédemment. On considère que :

- le courant grille est uniquement un courant de déplacement
- le courant de drain est la somme des courants de conduction et de déplacement.

Le point de fonctionnement considéré est :

$$V_{gs} = - 0,15 \text{ V} \quad V_{ds} = 2 \text{ V}$$

Nous présentons sur les figures (II.29 - II.30) les évolutions des paramètres  $y_{ij}$  en fonction de la fréquence, ainsi que les résultats déterminés à partir de l'exploitation du schéma équivalent (tableau [II.3]). Au vu de ces résultats, on peut faire les constatations suivantes :

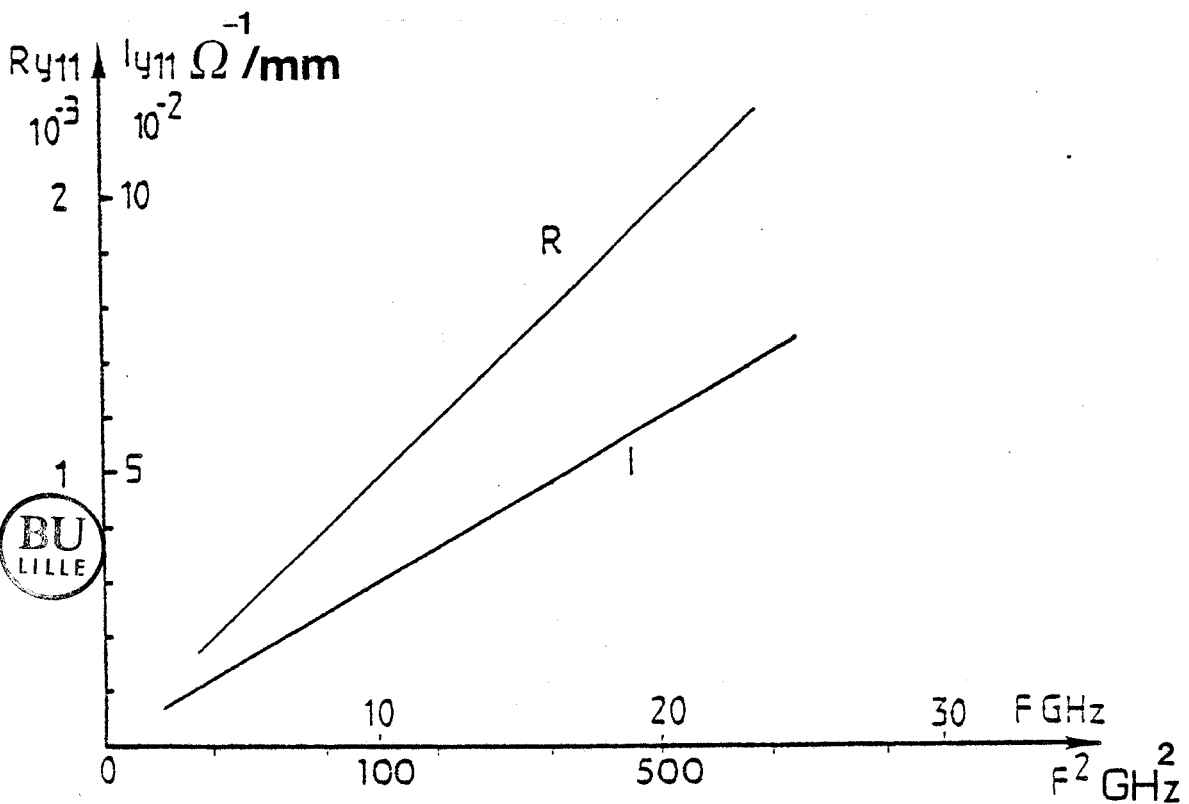
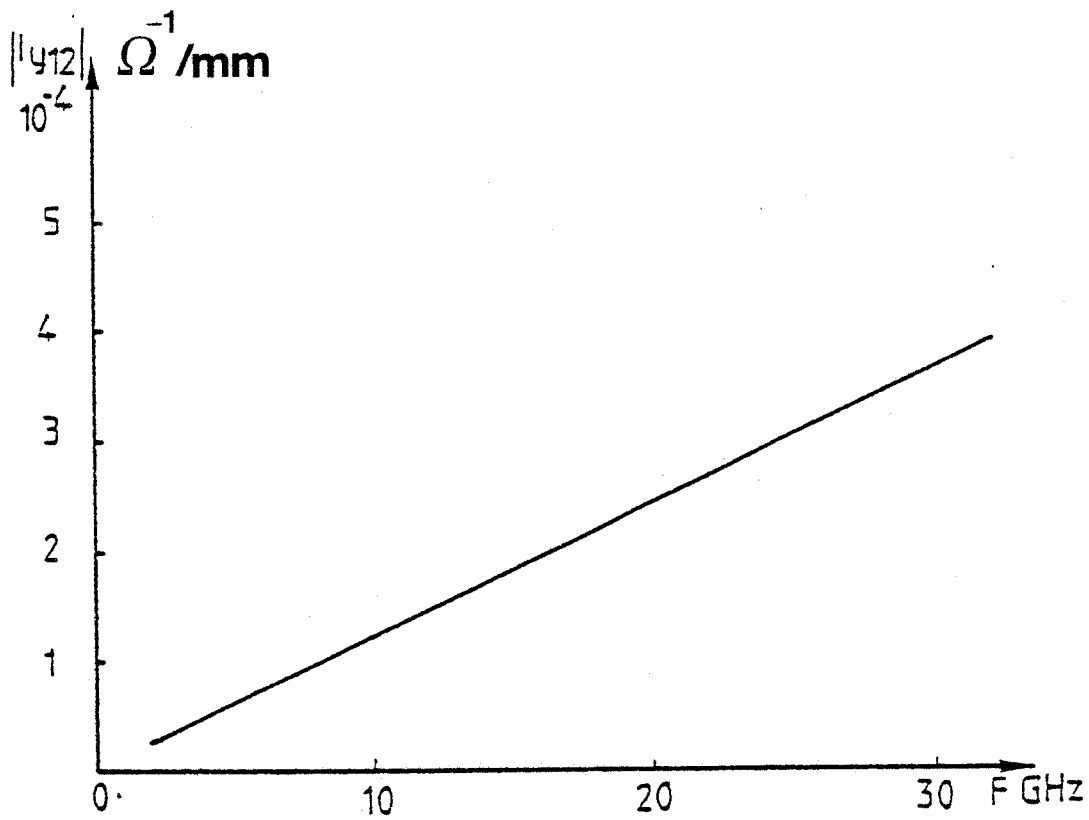


FIGURE II.29 : Evolution des parties réelles et imaginaires de  $y_{12}$  et  $y_{11}$  en fonction de la fréquence.

(point de fonctionnement :  $V_{gs} = -0.15\text{V}$ ,  $V_{ds} = +2\text{V}$ )

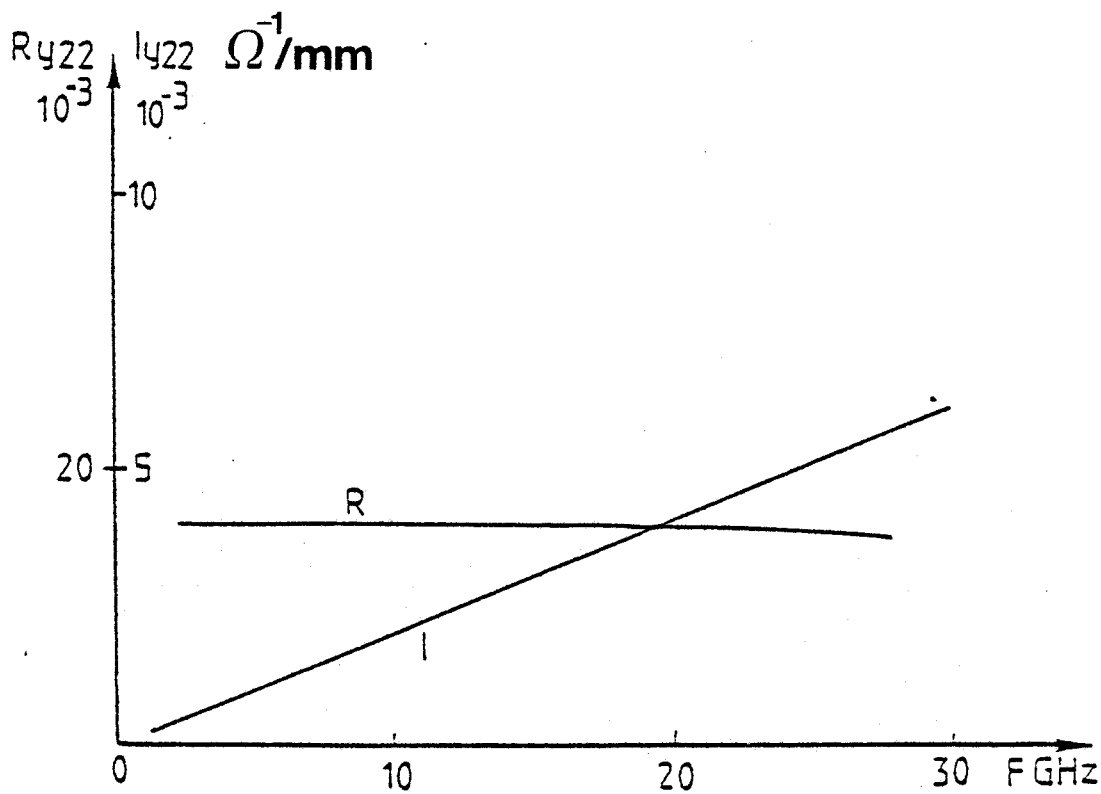
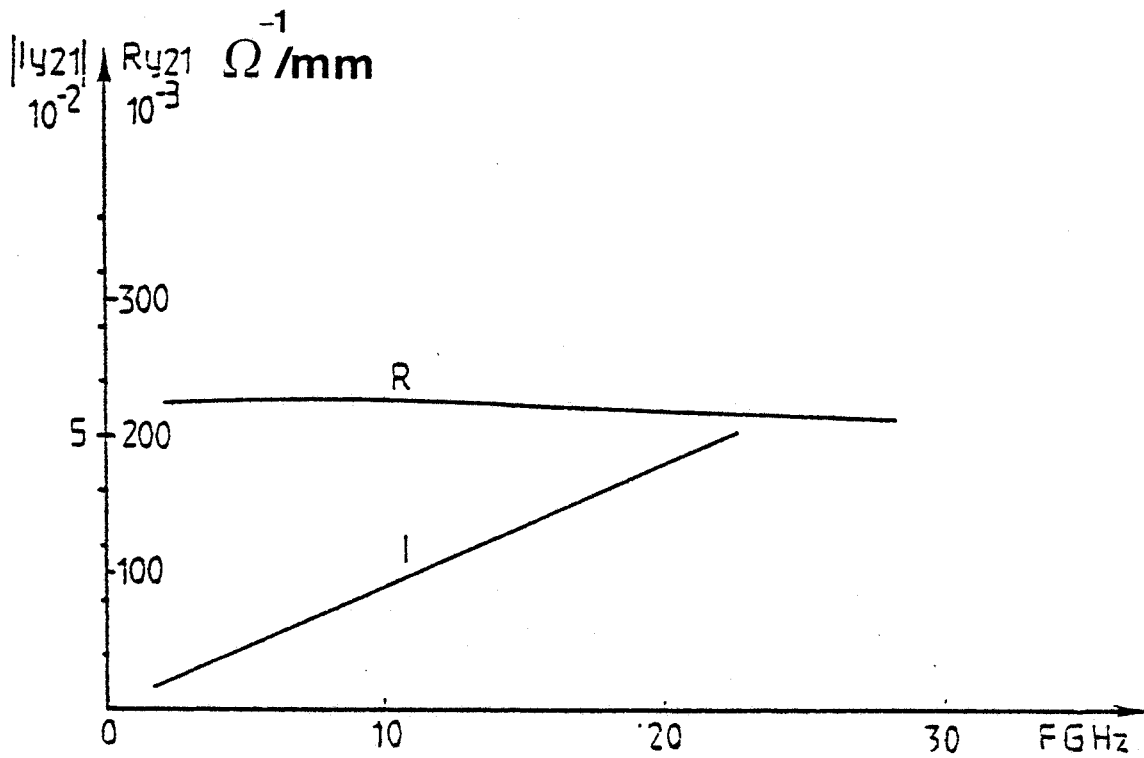


FIGURE II.30 : Evolution des parties réelles et imaginaires de  $Y_{21}$  et  $Y_{22}$  en fonction de la fréquence.

- Dans la gamme de fréquence considérée, l'approximation  $(R_i C_{gs\omega})^2 \ll 1$  est tout à fait vérifiée.

- Les éléments déterminés à partir de l'étude quasi-statique sont en bon accord avec ceux déduits du schéma équivalent. Ils sont donc capables de décrire correctement le comportement du transistor intrinsèque en fréquence.

- On peut estimer d'autres paramètres caractéristiques du transistor tels que la résistance intrinsèque  $R_i$ , la capacité drain-source  $C_{ds}$  et la constante de temps  $\tau$  à associer à la transconductance. Celle-ci traduit le déphasage entre le courant drain et la tension  $V_{gs}$  de commande, et est en relation directe avec le temps de transit  $\tau_t$  des porteurs sous la grille. Nous pouvons voir que ces valeurs sont tout à fait réalistes et par ailleurs qu'elles donnent des indications très utiles.

#### La résistance $R_i$

On a déterminé la source  $R_s + R_i$ . En considérant la résistance d'accès  $R_s$  comme la résistance présentée par le matériau :

$$(II-48) \quad R_s = \frac{1}{q\mu N_D} * \frac{L_{sg}}{S} \approx 0,23 \Omega/\text{mm}$$

avec  $L_{sg}$  : distance source grille ( $\approx 0,3 \mu\text{m}$ )

$\mu$  : mobilité des porteurs ( $4000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$ )

$N_D$  : dopage en impuretés ( $2 \cdot 10^{17} \text{ at}/\text{cm}^3$ )

on obtient  $R_i \approx 0,25 \Omega/\text{mm}$

D'après certains auteurs, la résistance  $R_i$  représente une fraction de la résistance du canal conducteur  $R_0$  :  $R_i = R_0/3$



Compte tenu des valeurs des dopages et des épaisseurs, on peut estimer la résistance du canal à

$$R_0 \approx 0,8 \Omega/\text{mm}$$

on vérifie que  $R_i = R_0/3 \approx 0,27 \Omega/\text{mm}$ , soit pour un transistor de largeur de grille  $z = 75\mu$ ,  $R_i \approx 3,5 \Omega$ .

#### La capacité drain-source $C_{ds}$

On a trouvé  $C_{ds} = 13 \text{ FF}/\text{mm}$ , ce qui est très inférieur à la plupart des déterminations expérimentales. Ceci montre clairement qu'en pratique, la quasi totalité de la capacité  $C_{ds}$  est d'origine électrostatique et qu'elle est due aux connexions et à la métallisation.

#### La constante de temps $\tau$

Elle est de l'ordre de  $1,35 \text{ pS}$ , ce qui est relativement proche du temps de transit sous la grille si l'on admet une vitesse moyenne de l'ordre de  $2,2 \cdot 10^5 \text{ m}/\text{sec}$ .

### IV - CONCLUSION

En utilisant les hypothèses qui sont à la base de notre modèle, les caractéristiques du transistor sont déduites à partir de la résolution de trois équations fondamentales de conservation. Elles permettent une description physique des effets non-stationnaires inhérents aux faibles dimensions du composant. Par ailleurs, le temps de simulation nécessaire à l'obtention de la caractéristique  $I_{DS} = f(V_{GS}, V_{DS})$  a été réduit sans pour autant en affecter la précision. A partir de cette caractéristique, les paramètres quasi-statiques sont déduits. Ceux-ci peuvent être comparés à ceux déduits d'une réponse temporelle, utilisant une transformée de Fourier rapide.

Ces différents aspects constituent les avantages essentiels de notre modèle vis-à-vis des autres existant à l'heure actuelle.

D'autre part, nous avons vu dans le chapitre I, que pour accéder à des informations fiables sur le comportement du transistor submicronique, il était nécessaire de tenir compte de sa véritable nature. En effet, les différents phénomènes découlant de la technologie, tels que les effets de surface, des interfaces et du profil de dopage contribuent à affecter de manière non négligeable les performances du composant. Aussi, afin de dégager les principaux éléments d'optimisation nécessaires au fonctionnement en gamme millimétrique, une étude en présence de ces effets doit être effectuée. Celle-ci constituera l'objet du chapitre III.

## BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- (1) N. IBRAHIM,  
Two Dimensional Simulation of Microwave Gallium Arsenide  
Submicronic Gate Field effect Transistor,  
MSC Thesis, Cairo 1983.
- (2) M. PERNISEK,  
Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques,  
Applcation à l'étude du transistor à modulation d'injection,  
Thèse de 3ème Cycle, Lille 1983.
- (3) A. CAPPY,  
Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille  
submicronique,  
Thèse de 3ème Cycle, Lille, Juin 1981.
- (4) K. BLOTEKJAER,  
Transport equations for electrons in two valey semiconductors,  
IEEE ED-17, n°1 p. 38, 1970.
- (5) J.P. NOUGIER et al,  
Determination of transient regime of hot carriers in semi  
conductors using the relaxation time approximations,  
J.A.P., vol 52, n°2 p. 825, 1981.
- (6) M.S. SHUR,  
Influence of non uniform field distribution on frequency limits  
of GaAs field effect transistors,  
El. letters, vol 12, n°12 p. 615, 1976.
- (7) A. KASZYNSKI,  
Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semi  
conducteurs par les méthodes de Monte Carlo : application à  
l'Arséniure de Gallium de type N,  
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1979.
- (8) B. CARNEZ et al,  
Modeling of submicrometer gate effect transistor including  
effects of non stationary electron dynamics,  
J.A.P. 51, n°1 p. 784, 1980.

- (9) S. El GHAZALY,  
Effect of Substrate and Gate Length on the GaAs MESFET  
performance,  
M. Sc. Thesis, Cairo, 1983.
- (10) G. SALMER, M. LEFEBVRE, O. El SAYED, S. El GHAZALY,  
Performance analysis of submicron gate GaAs MESFET'S,  
à paraître dans SSE.
- (11) J.V. FARICELLI, J. FREY, J.P. KRUSIUS,  
Physical basis of short channel MESFET, operation II : Transient  
behavior,  
IEEE ED-29, n°3 p. 377, Mars 1982.
- (12) S.E. LAUX, R.J. LOMAX,  
Effect of mesh spacing on static negative resistance in GaAs  
MESFET Simulation,  
IEEE ED-28, n°1 p. 120, Janvier 1980.
- (13) W. Fischner, D.J. ROSE, R.E. BANK,  
Semiconductor Device Simulation,  
IEEE ED-30, n°9 p. 1 018, September 1983.
- (14) C.M. SNOWDEN, M.J. HOWES, D.V. MORGAN,  
Large signal modeling of GaAs MESFET operation,  
IEEE ED-30, n°12 p. 1 816, December 1983.
- (15) M. REISER,  
On the stability of finite difference schemes in transient  
semi conductor problems,  
Computer methods in applied mechanics and engineering, p 65, 1973.
- (16) K. ISMAIL,  
Design and simulation of structurally optimized GaAs and GaInAS  
Field effect Transistors,  
M. Sc Thesis, Cairo, 1985.
- (17) M. LEFEBVRE, G. SALMER, E. PLAYEZ,  
Modélisation des composants à effet de champ,  
Rapport de contrat DAII/ CNET, 1985.

- (18) W.R. CURTICE, Y.H. YUN,  
A temperature model for the GaAs MESFET,  
IEEE ED-28, n°8 p. 954, July 1981.
- (19) R.K. COOK, J. FREY,  
Two dimensional numerical simulation of energy transport effects  
in si and GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-29, n°6 p. 970, June 1982.
- (20) M. DEBLOCH et al,  
Electron dynamics in nearly pinched-off GaAs field effect  
Transistor operation,  
APL 36, n°9 p. 756, May 1980.
- (21) F.A. BUOT, J. FREY,  
Effects of velocity overshoot on performance of GaAs devices,  
with design information,  
SSE, vol 26, n°7 p. 617, 1983.
- (22) M. REISER,  
A two dimensional numerical FET model for DC, AC and large  
signal analysis,  
IEEE ED-20, n°1 p. 35, Jan. 1973.
- (23) S.E. LAUX,  
Techniques for small signal analysis of semi-conductor Devices,  
IEEE ED-32, n°10 p. 2 028, Oct. 1983.
- (24) C. MOGLESTUE,  
Monte Carlo particle model study of the influence of Gate  
metallisation and gate geometry on the AC characteristics of  
GaAs MESFET'S,  
IEEE Proc., vol 131, n°6 p. 193, Dec. 1984.

## I - INTRODUCTION - DEFINITIONS DE CRITERES

Compte tenu des remarques faites dans le Chapitre I, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'étude du transistor en considérant :

- la véritable nature du profil de dopage de la couche active ;
- la présence d'un potentiel de surface dans les zones d'accès du composant ;
- les caractéristiques réelles du substrat semi-isolant sur lequel est déposée la couche active.

Ainsi, afin de dégager les principaux éléments nécessaires à l'amélioration des performances fréquentielles du transistor, plusieurs critères de "qualité" ont été choisis. Ces critères concernent essentiellement le gain en puissance et le facteur de bruit.

- le gain maximum disponible s'exprime par [1]

$$(III-1) \quad G = \left(\frac{F_c}{F}\right)^2 \frac{1}{4G_d(R_o + \pi F_c L_s) + 4\pi F_c C_{gd}(R_o + R_g + 2\pi F_c L_s)}$$

avec  $R_o = R_i + R_s + R_g$

- en toute rigueur, seule une modélisation est capable de fournir des informations quantitatives précises sur l'évolution du facteur de bruit en gamme millimétrique. Néanmoins, compte tenu de la formulation analytique de(s) courant(s) de bruit de drain (et de grille) proposée par A. CAPPY [2]

$$(III-2) \quad \langle i_d^2 \rangle = 4 k_B T \Delta f \frac{G_d^2 + \omega^2 C_{gd}^2}{G_d^2} \frac{G_m}{C_{gs}} L_g (\alpha Z + \beta I_{ds})$$

$$(III-3) \quad \langle i_g^2 \rangle = \frac{2 k_B T}{G_m} \Delta f C_{gs}^2 \omega^2$$

où  $(\alpha, \beta)$  sont des constantes universelles,

$$\alpha = 2 \cdot 10^{-3} \text{ S.I.}$$

$$\beta = 1.25 \cdot 10^{-5} \text{ S.I.}$$

Z, la largeur du composant,  $I_{ds}$  le courant drain source,

on peut, en se basant sur une démarche similaire à celle de FUKUI [3], donner une formulation du facteur de bruit qui s'applique dans une gamme de fréquences plus élevées [4]

$$(III-4) \quad NF \approx 1 + \sqrt{8\pi F} \sqrt{\frac{L_g}{F_c} (\alpha Z + \beta I_{ds}) (R_s + R_g) \left(1 + \frac{\omega^2 C_{gd}^2}{G_d^2}\right)}$$

Dans ces expressions,  $F_c$  représente la fréquence de coupure du gain en courant ( $F_c = G_m/2\pi C_{gs}$ ), ( $G_m, G_d, R_i, R_s, C_{gs}, C_{gd}$ ) les éléments du schéma équivalent,  $R_g$  la résistance de grille et  $L_s$  la self de connexion de source.

- La fréquence de coupure du gain en courant intervient au premier ordre dans les deux formulations. Elle sera considérée comme l'un des éléments déterminants pour la montée en fréquence.

D'autre part, en définissant la fréquence de coupure du gain en puissance par l'expression [5] :

$$(III-5) \quad F_m = \frac{F_c}{2\sqrt{G_d}} \frac{1}{((R_s + \pi F_c L_s) + \pi F_c \frac{C_{gd}}{G_d} (R_s + R_g + 2\pi F_c L_s))}$$

on peut dégager deux autres paramètres importants :

- le rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$ , auquel on peut associer le gain basse fréquence  $G_m/G_d$  ;

- le rapport  $C_{gd}/G_d$  qui intervient au deuxième ordre dans cette formule du gain.

Par ailleurs, le rapport  $C_{gd}/G_d$  conditionne fortement l'augmentation du facteur de bruit avec la fréquence.

Nous nous baserons donc pour notre étude sur les critères suivants :

-  $F_c$ ,  $F_c/\sqrt{G_d}$ ,  $G_m/G_d$ ,  $C_{gd}/G_d$  en ce qui concerne le gain en puissance disponible ;

-  $F_c$ ,  $C_{gd}/G_d$  en ce qui concerne le facteur de bruit.

Enfin, les éléments d'accès intervenant de même dans la détermination du gain et du facteur de bruit, nous prendrons en compte leur influence en considérant des valeurs proches de celles des meilleures réalisations [6], [7].

Pour un transistor de largeur de grille  $Z = 75 \mu$  et de longueur de grille  $L_g = 0,3 \mu$ .

$R_g = 0,6 \Omega$  (structure en T, 6 doigts de grille)

$L_s = 10^{-11} \text{ H}$

$R_s = 4 \Omega$



Les comparaisons seront faites avec la structure étudiée dans le chapitre II et ceci pour deux modes de fonctionnement :

- en régime de moyenne puissance ( $I_{dss}/2$ ) ;
- en conditions faible bruit ( $0,15 I_{dss}$ ).

Dans ce dernier cas, il est difficile d'accéder aux valeurs du gain associé. Nous utiliserons pour cela les résultats du gain maximum disponible en les considérant de manière relative.

## II - INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE DE LA COUCHE ACTIVE

Il est établi que le profil de dopage peut devenir un paramètre important pour l'optimisation des performances du transistor, en particulier dans les conditions faible bruit et dans le fonctionnement en puissance. Nous avons à ce niveau considéré deux aspects :

- tout d'abord, nous avons abordé la prise en compte de la gradualité du profil dans la région de l'interface couche active-substrat. Le paramètre caractéristique de la gradualité du profil est souvent défini comme étant la distance sur laquelle le dopage décroît d'une décade ( $10^{17} - 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ) et est nommée "raideur équivalente". Cet élément nous permettra de conclure quant à l'intérêt de profils de très grande "raideur" et ceci quelque soit la technologie envisagée.

- d'autre part, les possibilités offertes par des procédés technologiques récents (MBE, MOCVD) permettent de réaliser des profils de dopage "sculptés" dont les propriétés présentent un net avantage pour les deux modes de fonctionnement précités. De même, l'implantation ionique, en raison de sa reproductibilité et de son

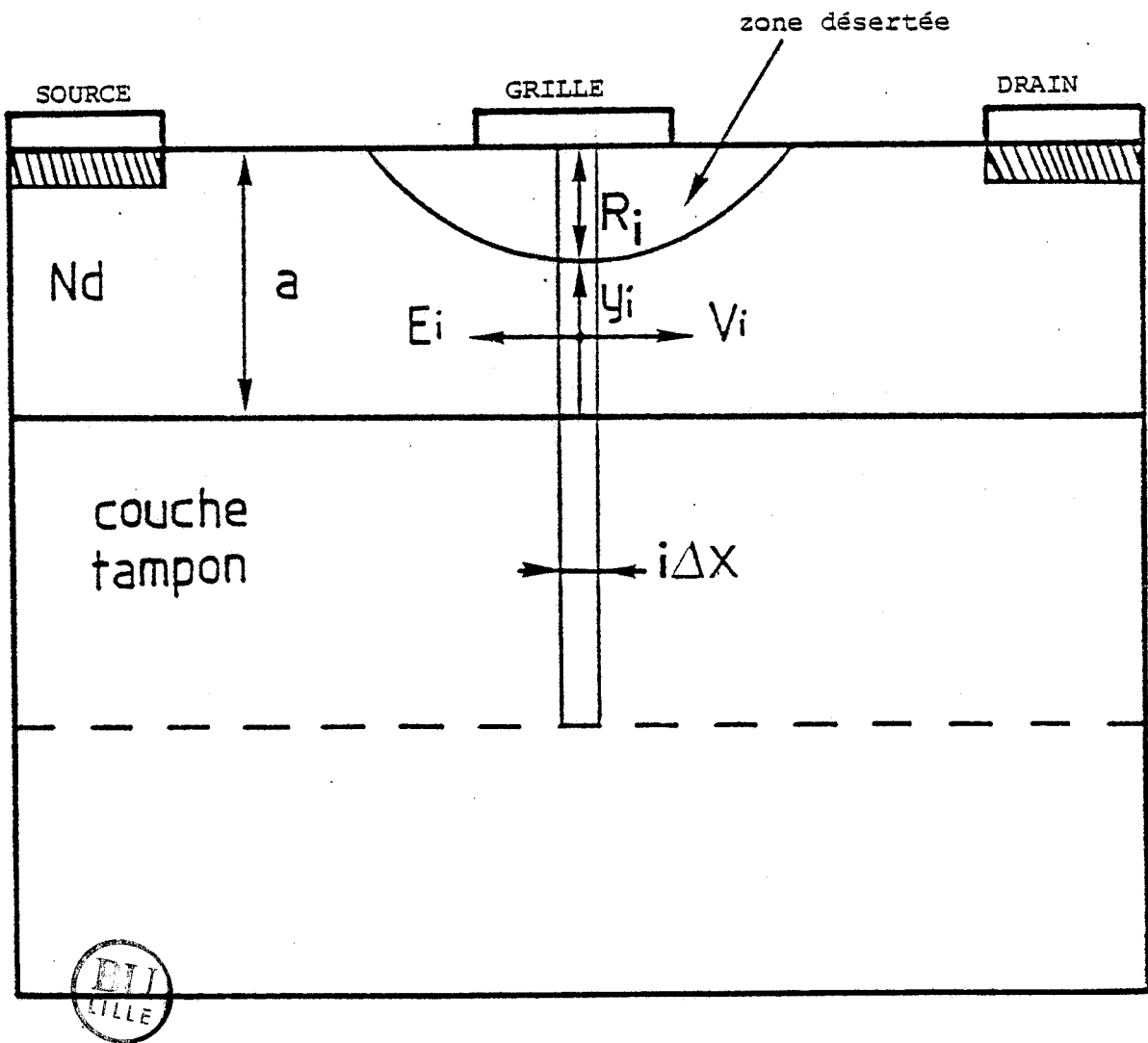


FIGURE III.1 : Rappel des principaux aspects de la modélisation de A. CAPPY.

homogénéité, constitue un élément de choix, principalement pour la réalisation des circuits intégrés ((logiques [8]) et surtout microondes (MMIC [9])). Pour ce type de technologie, le profil peut s'exprimer suivant une loi gaussienne :

$$(III-6) \quad N(y) = \frac{D_0}{\sqrt{2\pi \Delta R_p}} e^{-((y-R_p)^2 / (2\Delta R_p^2))}$$

où  $D_0$  est la dose de dopants par unité de surface, ( $R_p$ ,  $\Delta R_p$ ) sont respectivement le parcours projeté et la déviation moyenne standard.

Dans les profils considérés dans cette deuxième phase, l'élément essentiel sera la possibilité de disposer d'un faible dopage sous la grille.

Par ailleurs, comme nous l'avons indiqué dans le chapitre I, une tentative d'adaptation du modèle de A. CAPPY au traitement de ce type de profils a été effectuée. Cette tentative a été justifiée par le fait que seul un tel modèle permet d'accéder facilement aux paramètres de bruit. Nous exposerons donc dans un premier temps, les résultats obtenus par cette modélisation et les différents problèmes rencontrés.

## II.1. TENTATIVE DE PRISE EN COMPTE DU PROFIL DE DOPAGE PAR LA MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DE A. CAPPY

### II.1.a) Modifications apportées

Nous avons décrit dans le chapitre I (page 21) les hypothèses de travail de cette modélisation. La figure (III.1) en résume les principaux aspects, en particulier le fait que l'on distingue d'une part une zone désertée de porteurs et d'autre part un canal conducteur où  $n = N_D$  en tout point (hypothèse de SCHOCKLEY).

Pour tenir compte du caractère graduel du profil de dopage, l'idée de base est de substituer à la notion de dopage dans une tranche  $\Delta x$ , la notion de quantité de charges d'impuretés (figure (III.2)).

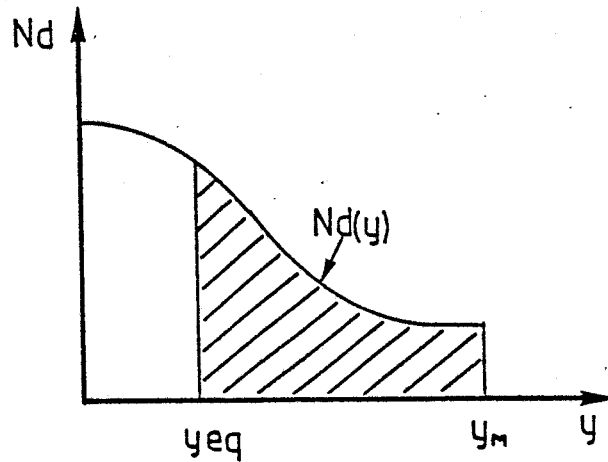


FIGURE III.2

où  $y_{eq}$  est l'épaisseur de zone désertée

$y_M$  est une profondeur équivalente, qui prend en compte la pénétration des lignes de champ dans la couche tampon.

On a alors

$$(III-7) \quad Q_{N_d} = \int_0^{y_{eq}} q N_D(y) dy$$

De même on définit la quantité totale de charges représentée par les porteurs

$$(III-8) \quad Q_n = \int_{y_{eq}}^{y_M} q n(y) dy$$

Dans ces expressions, l'épaisseur équivalente de la zone désertée  $y_{eq}$  nous est donnée par une approche unidimensionnelle idéalisée qui permet de déduire la répartition des porteurs libres dans un semi-conducteur commandé par un contact Schottky, à partir de la résolution des équations de POISSON et de continuité (figure (III.3)).

A partir de la répartition des porteurs libres, l'épaisseur  $y_{eq}$  est obtenue par la relation :

$$(III-9) \quad \int_0^{y_M} n(y) dy = \int_{y_{eq}}^{y_M} N_D(y) dy$$

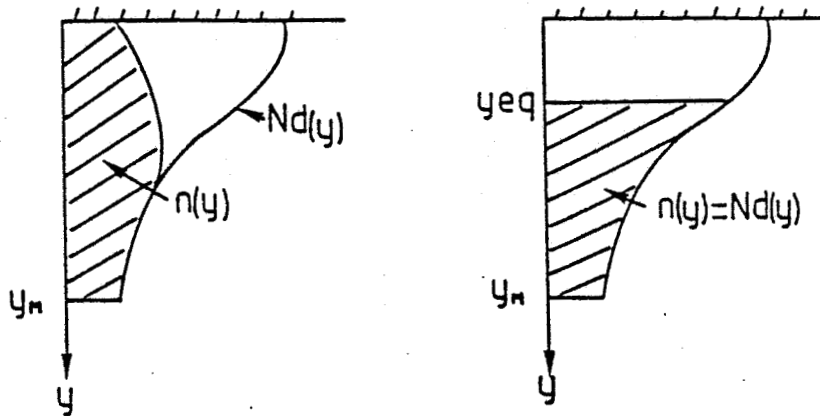


FIGURE (III.3)

De ce formalisme, on en déduit une loi régissant la désertion des porteurs sous la grille :  $y_{eq} = f(V)$ ,  $V$  étant le potentiel par rapport à la grille

La construction du contour de zone désertée aux extrémités de grille s'effectue selon la même méthodologie, c'est à dire par une succession "d'ellipses", correspondant chacune à une valeur de la tension locale canal-grille  $V$  (figure (III.4)). Pour une tranche  $i\Delta x$ , l'équation caractéristique de ces ellipses est :

$$(III-10) \quad \frac{(X - X_0)^2}{(0.5 y_{eqi} + 0.63 L_p)^2} + \frac{y^2}{y_{eqi}^2} = 1$$

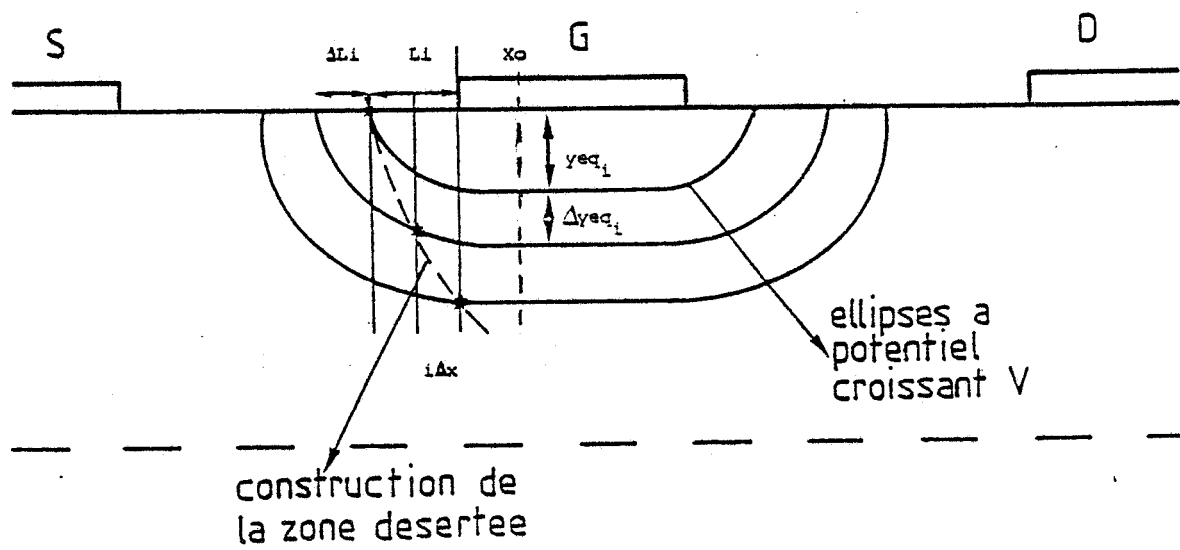


FIGURE III.4 : Construction du contour de la zone désertée.

$$x_o = 0.5 yeq_i$$

$Li$  : extension latérale de la zone désertée

$yeq_i$  : épaisseur de la zone désertée



avec  $X_0 = 0,5 y_{eqi}$

$L_i$  représente l'extension latérale de zone désertée et est reliée au dopage superficiel  $N_{DS}$ .

$$(III-a) \quad L_i = 0.63 \left( \frac{2 \varepsilon \nabla}{q N_{DS}} \right)^{1/2}$$

A chaque variation d'abscisse  $\Delta x$  correspond une variation de potentiel  $\Delta V$  :  $\Delta V = E_i \cdot \Delta x$  ( $E_i$  étant le champ longitudinal dans le canal au pas  $x_i$ )

Il y correspond également un accroissement  $\Delta y_{eq}$  donné par la relation  $\Delta y_{eq} = f(\Delta V)$  et un accroissement  $\Delta L$ .

La représentation en charges intégrées nous permet de conserver une formulation voisine de celle de A. CAPPY, les grandeurs ( $v_i, E_i$ ) étant considérées comme des valeurs moyennes pour chaque tranche du canal de dimension  $y_M - y_{eqi}$ .

Les équations fondamentales prennent alors la forme suivante :

$$(III-11) \quad I_{di} = Q_{mi} v_i Z \quad \text{pour une tranche } i \Delta x$$

$$(III-12) \quad E_i = E_{i-1} + \frac{\Delta x}{\varepsilon} \left( \frac{Q_i - Q_{mi}}{y_M - y_{eqi}} \right) \quad \text{avec } Q_i = Q_M - Q_{NDi}$$

$$(III-13) \quad v_i = f(\xi_i, m_{i-1}^*, v_{i-1})$$

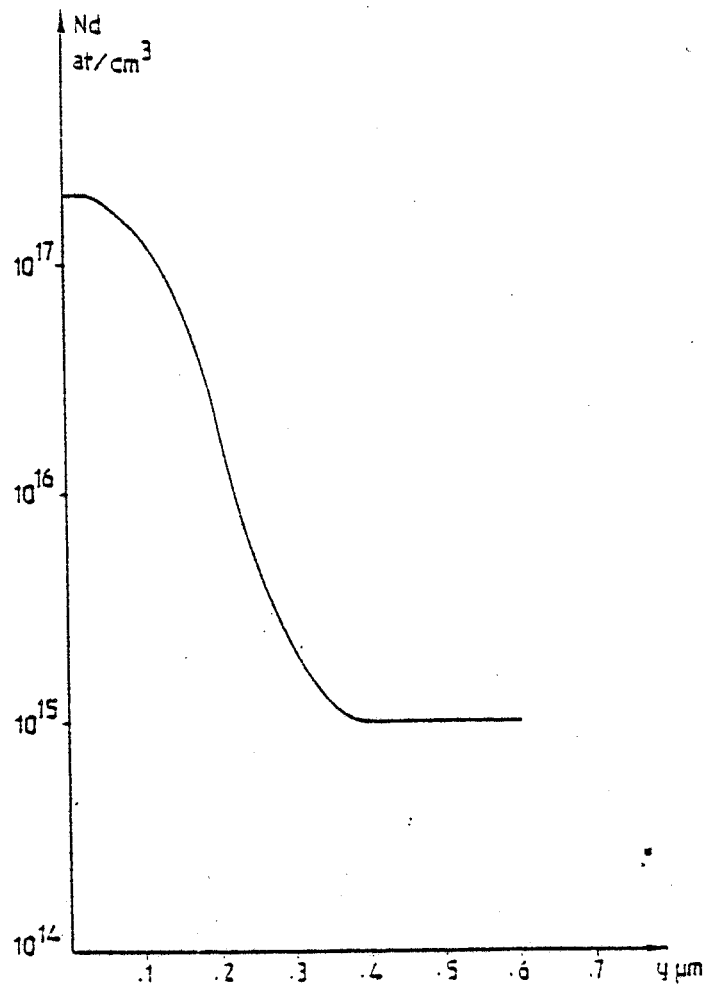


FIGURE III.5 : Profil de dopage considéré. (JEDI 94 LEP)

$$Nd_{max} = 2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$$





De ces équations, on déduit une nouvelle équation bicarrée en  $v_i$

$$(III-14) \quad A_i' v_i^2 + B_i' v_i + C_i' = 0$$

permettant de déterminer successivement  $v_i$ ,  $Q_{n_i}$  et  $E_i$ .

Le modèle ainsi défini devrait nous permettre alors de prendre en compte un profil de dopage quelconque. Toutefois, avant de l'utiliser, il nous a semblé primordial de confronter les prévisions théoriques et l'expérience.

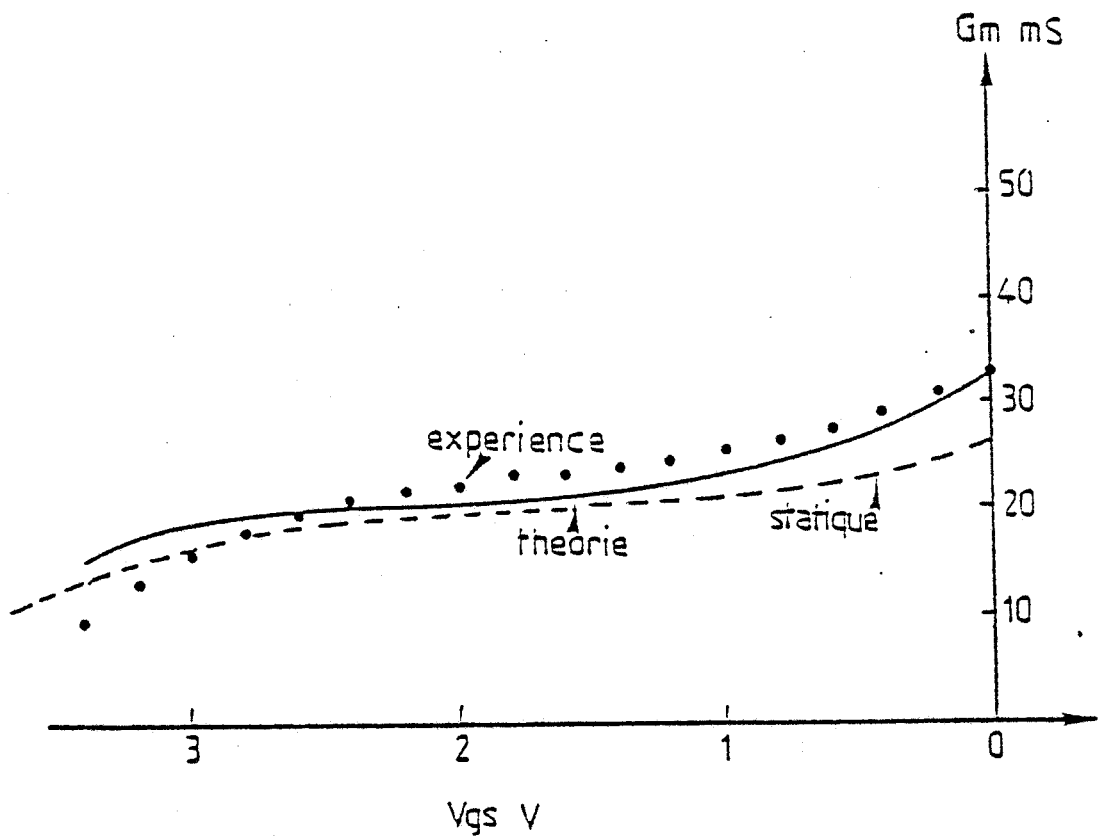
#### II.1.b) Confrontation théorie-expérience

La figure (III.5) représente le profil de dopage que nous avons considéré. Les paramètres caractéristiques sont :

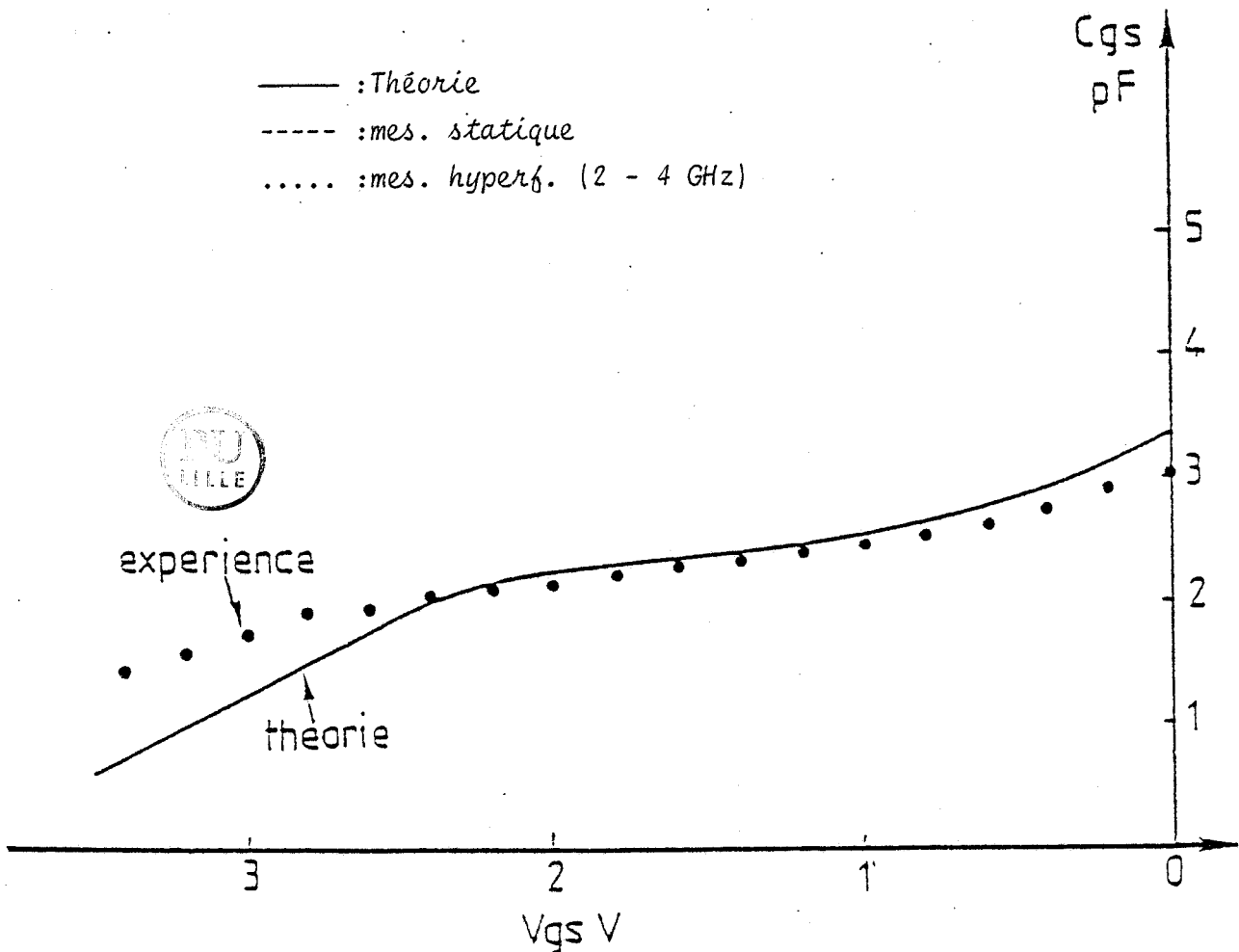
- un dopage en tête de  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- une "raideur équivalente" de  $1000 \text{ \AA/decade}$  ;
- l'ensemble couche active-couche tampon a une épaisseur totale de  $0,5 \text{ \mu m}$  ;
- la mobilité est constante sur cet ensemble et est égale à  $4000 \text{ cm}^2/\text{v/s}$  ;
- une longueur de grille de  $0,7 \text{ \mu m}$ .

Ce profil correspond à celui d'une série de transistors mise à notre disposition par le LEP.

Les évolutions de la transconductance  $G_m$  et de la capacité grille-source  $C_{gs}$  sont données sur les figures (III.6 - III.7). La confrontation donne un accord assez satisfaisant pour l'évolution de la transconductance. Par contre on note un net désaccord en ce qui



FIGURES III.6-7 : Evolutions de la transconductance  $G_m$  et de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ . ( $V_{ds} = 2$  V,  $Z = 200$   $\mu$ m)



concerne l'évolution de la capacité théorique  $C_{gs}$ , qui décroît beaucoup plus rapidement vers le pincement que celle issue de la caractérisation. Il en résulte des différences dans cette zone en ce qui concerne la fréquence de coupure en courant ou plutôt le rapport  $G_m/C_{gs}$ .

En raison de l'importance de la détermination de cette capacité et de la fréquence de coupure dans les conditions faible bruit, il nous fallait comprendre les raisons de ce désaccord et voir s'il était imputable à des erreurs expérimentales ou à une inadap-tation du modèle. Dans ce but, nous avons entrepris une comparaison avec notre modèle bidimensionnel.

### II.1.c) Comparaison avec le modèle bidimensionnel

Nous avons retenu pour cette comparaison le profil de dopage présenté sur la figure (III.8) en considérant une longueur de grille de  $0,5 \mu\text{m}$  et une épaisseur totale de  $0,35 \mu\text{m}$ .

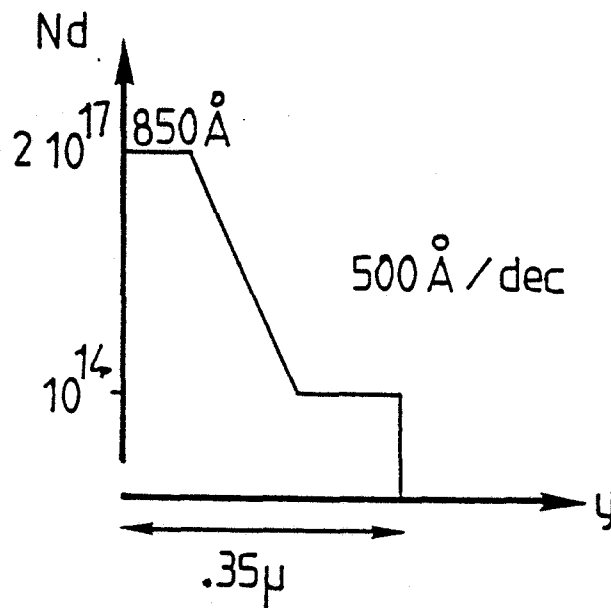
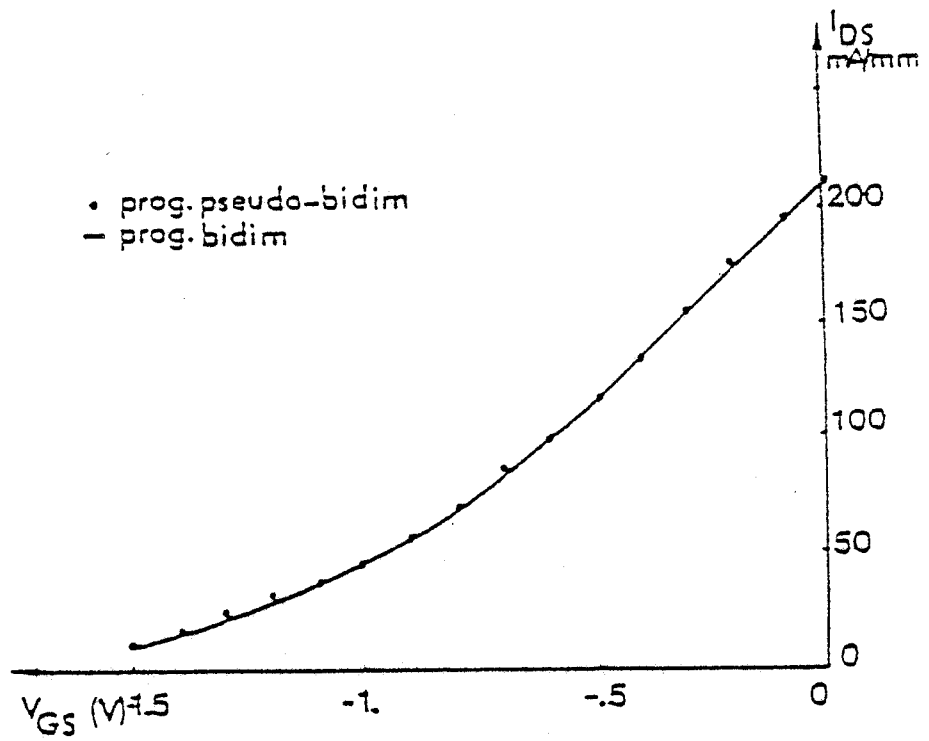
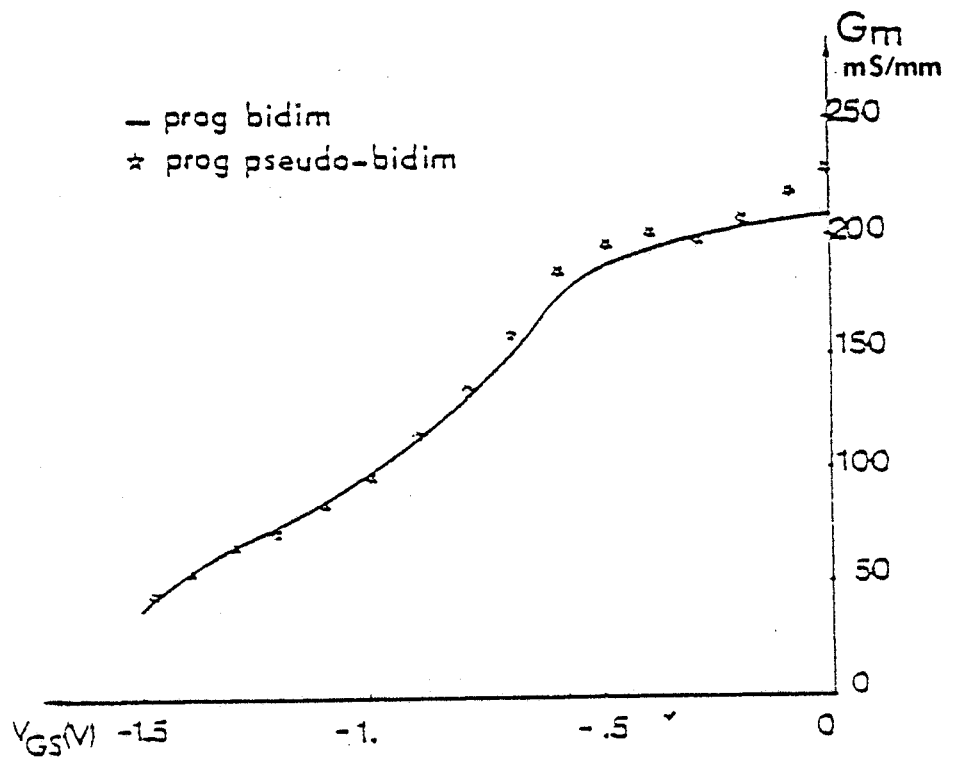


FIGURE (III.8)



FIGURES III.9-10 : Caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs})$  et  $G_m = f(V_{gs})$ ;  
 Comparaison des deux modèles.  
 ( $V_{ds} = 2$  V)



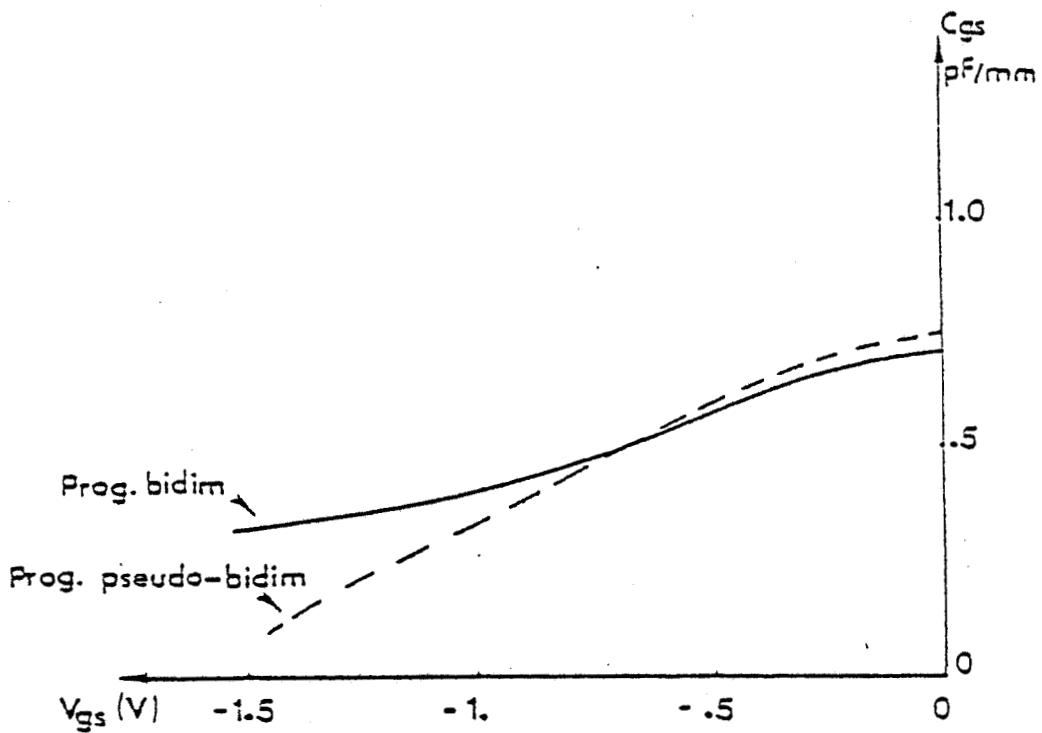
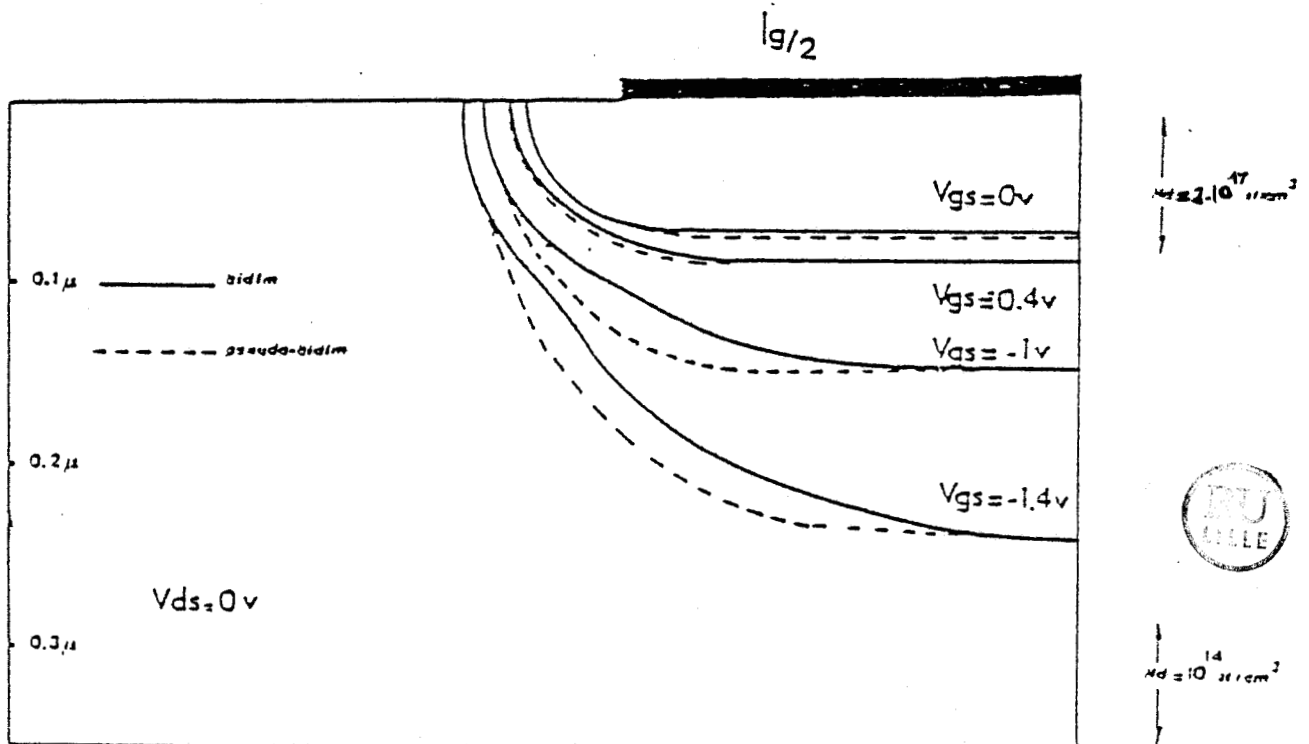


FIGURE III.11 : Caractéristique  $C_{gs} = f(V_{gs})$ ;  
 Comparaison des deux modèles  
 $V_{ds} = 2 \cdot V, L_g = .5 \mu m$



COMPARAISON DE LA ZONE DESERTEE FOURNIE PAR:  
 - LE MODELE PSEUDO-BIDIMENSIONNEL  
 - L'EQUIVALENCESCHOCKLEY DEDUITE DU MODELE BIDIMENSIONNEL  
 FIGURE III.12

Les figures (III.9.10.11) montrent les résultats obtenus concernant le courant drain source  $I_{ds}$ , la transconductance  $G_m$  et la capacité grille source  $C_{gs}$  en fonction de la tension de polarisation  $V_{gs}$  (à  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ).

Si l'accord est très satisfaisant, voire tout à fait remarquable, en ce qui concerne les évolutions du courant  $I_{ds}$  et de la transconductance, on retrouve le comportement anormal de la capacité  $C_{gs}$  signalé précédemment.

Pour comprendre cette discordance nous avons été amenés à effectuer une analyse comparative de la forme de la zone désertée fournie par les deux modèles dans des conditions opératoires équivalentes. Pour que celle-ci soit significative, nous avons remplacé les courbes équi-concentrations données par notre modèle (nous avons vu qu'il n'existait pas de limite entre la zone désertée et le canal conducteur) par un contour de zone désertée équivalent déduit à l'aide du formalisme cité au paragraphe (II.1.a).

Le résultat de cette confrontation est donné sur la figure (III.12). A  $V_{gs} = 0 \text{ V}$ , les deux contours de zone désertée sont très proches : on se trouve en effet dans une zone où le dopage reste uniforme. Par contre il existe un écart important de positions et de forme des zones désertées dans les conditions de polarisation de grille proches du pincement. Il est évident que le modèle simplifié ne permet de rendre compte que de manière très approchée de la forme de la zone désertée sous la grille ainsi qu'aux extrémités de celle-ci. Il en sera de même de la variation de charge consécutive à une variation de tension et donc de la capacité  $C_{gs}$ .

#### II.1.d) Conclusion

En conclusion, le modèle unidimensionnel dérivé de celui de A. CAPPY permet de prévoir avec une bonne précision la caractéristique

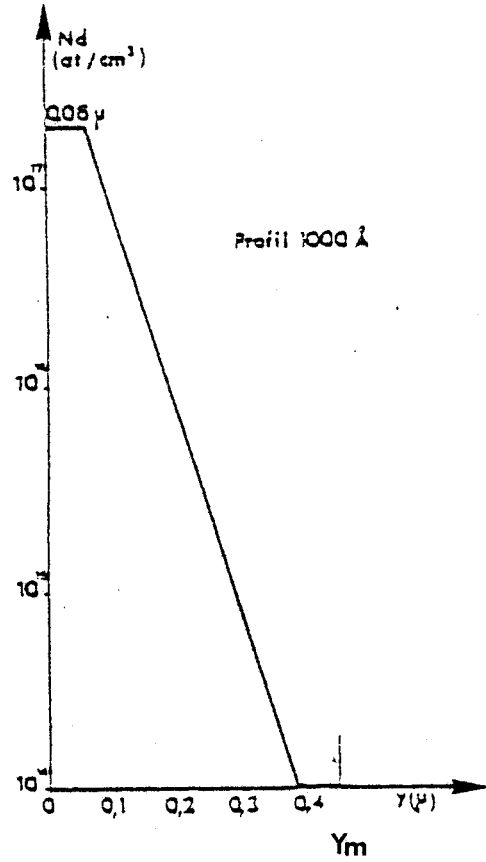
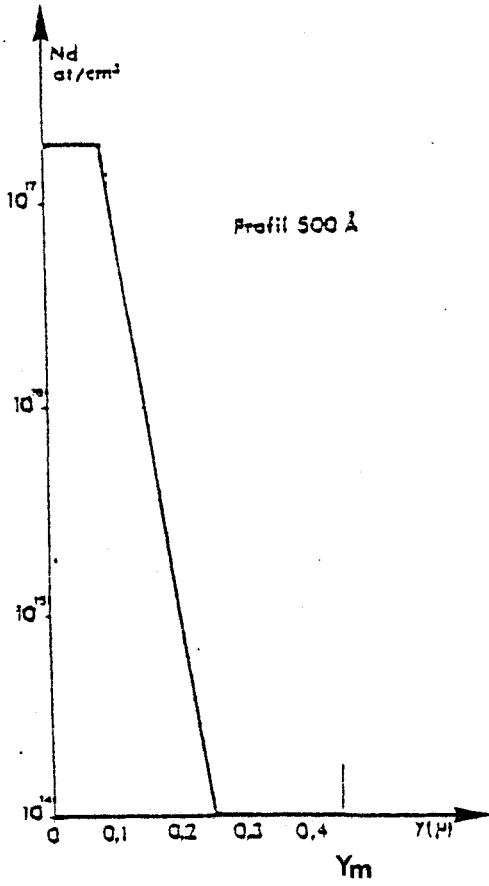


FIGURE III.13 : Profils de dopage simulés.

Profil 1 : 500 Å / décade

Profil 2 : 1000 Å / décade

$Y_m = 0.45 \mu m$



statique et la transconductance de composants à profil de dopage complexe. Il peut être utilisable pour ce type de prévisions.

Par contre, dans des conditions d'amplification faible bruit, dès que la zone désertée rentre dans la zone de profil variable, il donne des informations erronées pour les valeurs des capacités et donc de la fréquence de coupure.

Nous n'avons pu l'utiliser pour une comparaison systématique des potentialités des profils et sur l'influence de leur raideur dans ces conditions de fonctionnement. Cette étude a donc été réalisée au moyen du modèle bidimensionnel décrit dans le chapitre précédent.

## II.2. INFLUENCE DE LA "RAIDEUR" DU PROFIL DE DOPAGE

Afin d'étudier l'influence de la "raideur" du profil de dopage, nous avons considéré deux profils types. Ils sont présentés sur la figure (III.13) et se caractérisent par :

- un dopage en tête de  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- une charge intégrée identique ;
- une raideur équivalente de  $500 \text{ \AA}/\text{décade}$  pour le profil 1 et de  $1000 \text{ \AA}/\text{décade}$  pour le profil 2 ;
- la mobilité est supposée constante dans l'ensemble de la structure et est égale à  $4000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$ .

L'épaisseur totale de la structure est de  $0,45 \text{ \mu m}$  et la longueur de grille considérée est de  $0,5 \text{ \mu m}$ .

### II.2.a) Résultats

Les figures (III.14-III.15), qui représentent les répartitions spatiales des porteurs de charge pour les deux profils envisa-



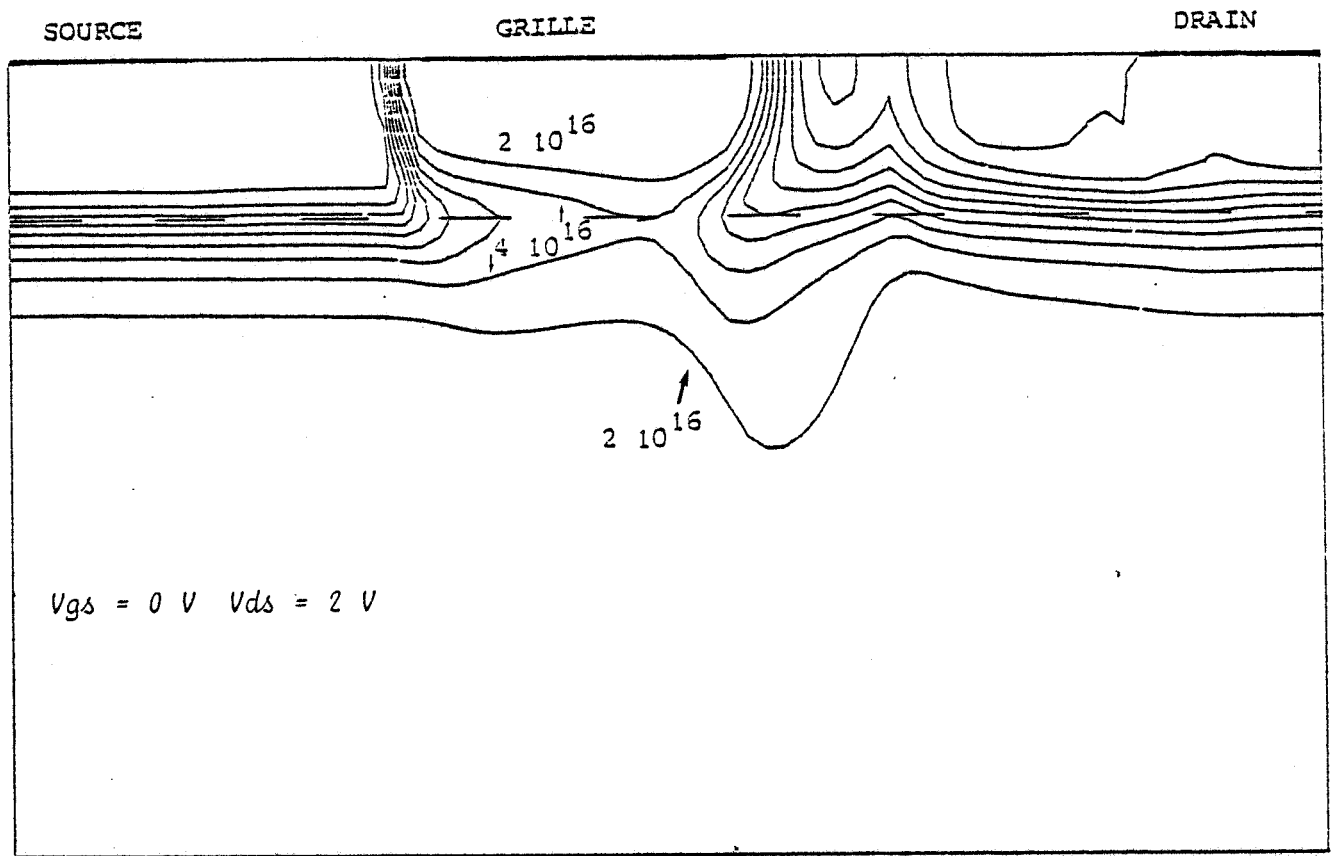
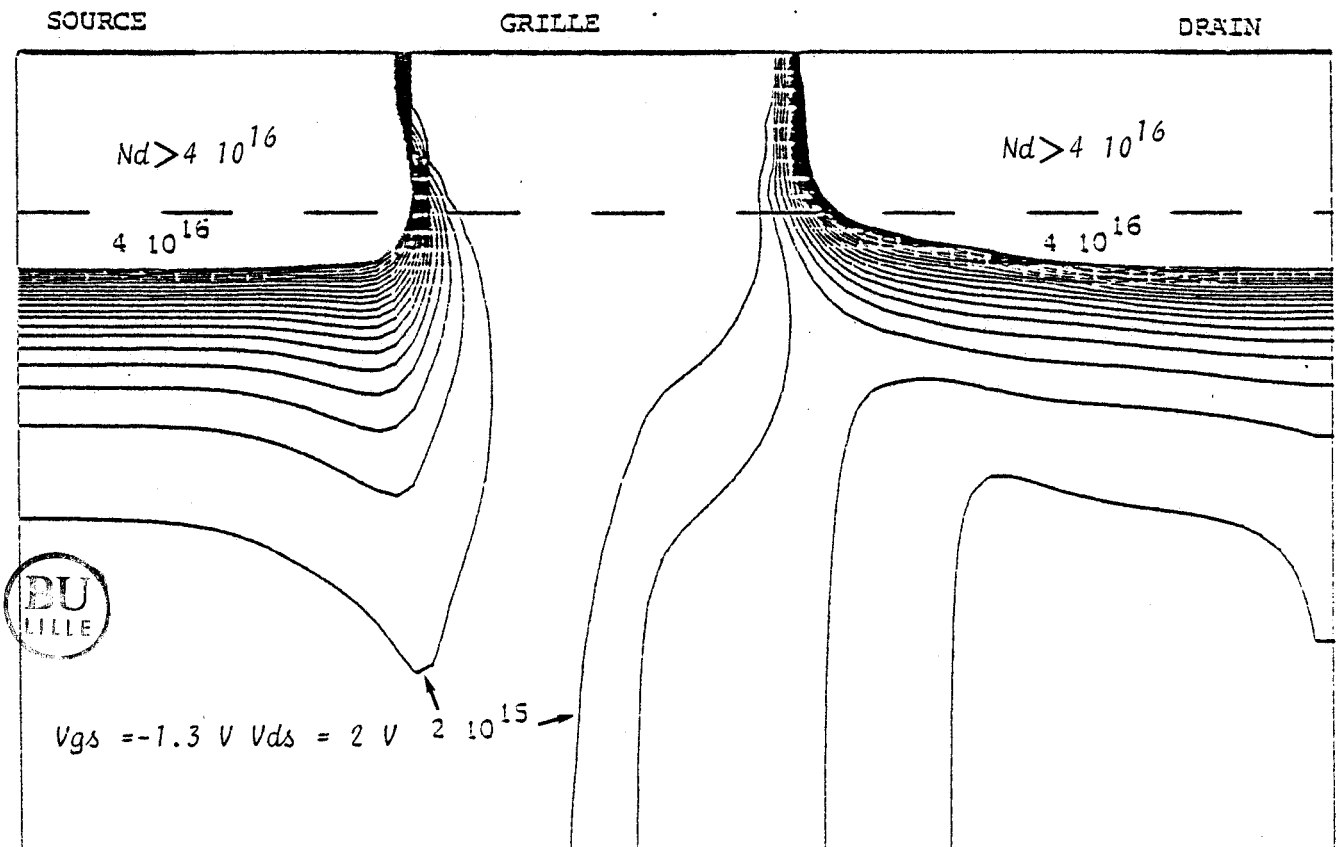


FIGURE III.14 : Evolutions spatiales de la concentration de porteurs pour deux conditions de polarisation. (Profil 1,500 Å/decade)



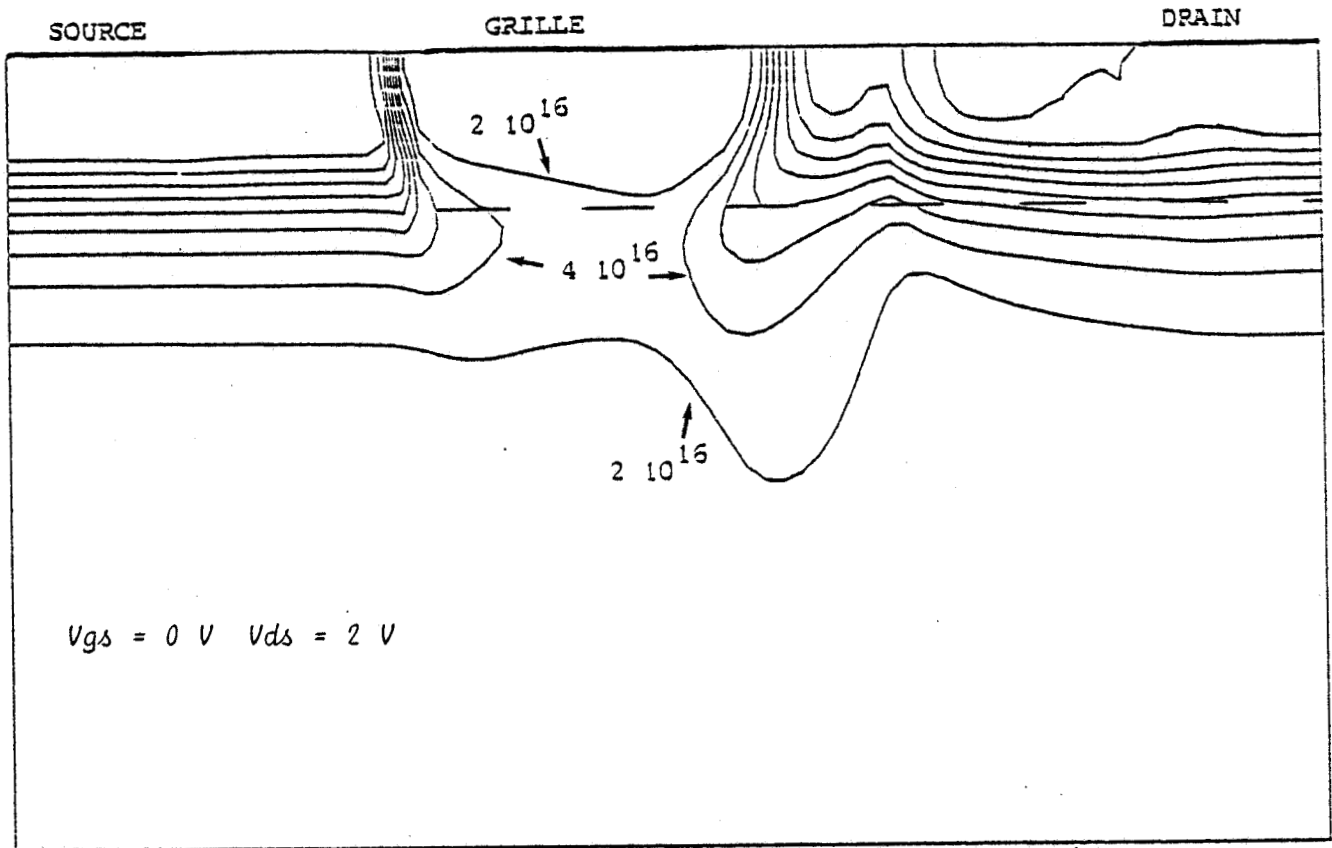
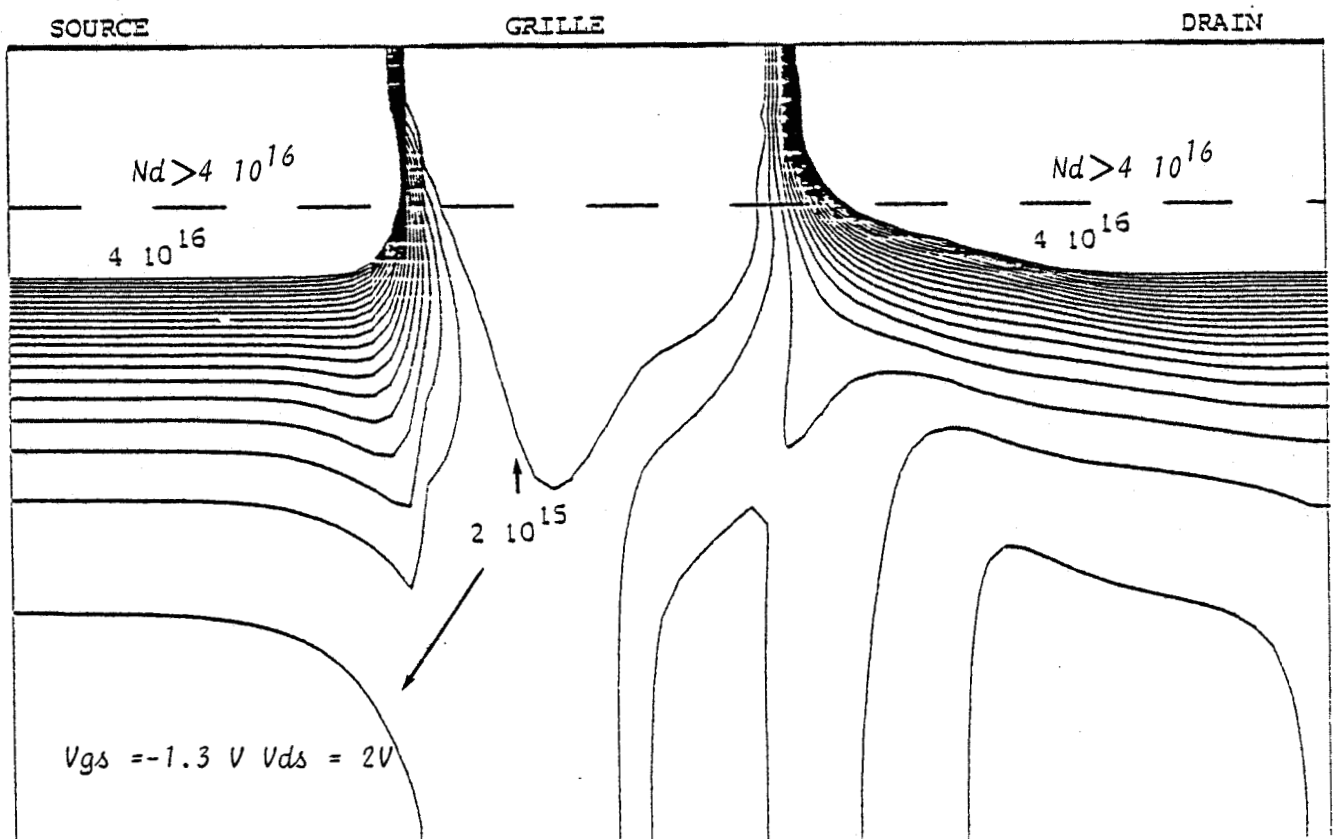


FIGURE III.15 : Evolutions spatiales de la concentration de porteurs pour deux conditions de polarisation. (Profil 2,1000 Å/décadé)



gés et ce pour deux conditions de polarisation ( $V_{gs} = 0 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = -1,3 \text{ V}$  pour une tension drain source  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ), nous permettent de constater que :

\* la notion de "zone désertée" et de "canal conducteur" est difficile à définir, et en particulier dans des conditions proches du pincement. Dans ces conditions, sous la grille, la densité de porteurs reste inférieure à  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

\* pour les deux profils, l'injection des porteurs à l'interface couche active-couche tampon, c'est à dire dans la zone de transition, est importante.

#### La caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$

Les évolutions du courant de drain  $I_{ds}$  en fonction de la polarisation grille source  $V_{gs}$  (à  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ) sont données sur la figure (III.16). Les deux structures ayant sensiblement le même courant de saturation, elles se différencient essentiellement par leur tension de pincement. Cette augmentation de la tension de pincement pour le profil 2 (transition la plus graduelle) peut être expliquée en considérant le fait que l'épaisseur de la couche active  $y$  est plus importante.

La figure (III.17) qui représente les évolutions du champ électrique transversal pour différentes ordonnées  $Y$  nous permet également de mieux comprendre ces évolutions :

- la gradualité du profil tend à réduire la barrière de potentiel créée par l'homojonction  $[N^+ N]$ , qui en conséquence s'oppose moins à l'injection des porteurs ;

- on peut noter que dans ce cas le champ induit par la grille est plus important pour un même potentiel appliqué.

☆ : Conditions de fonctionnement faible bruit

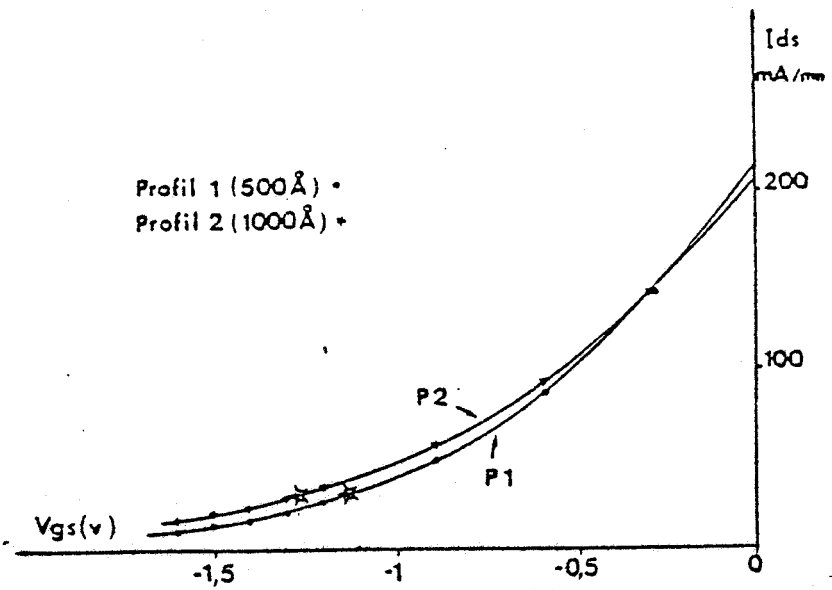


FIGURE III.16 : Evolution du courant  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  appliquée.

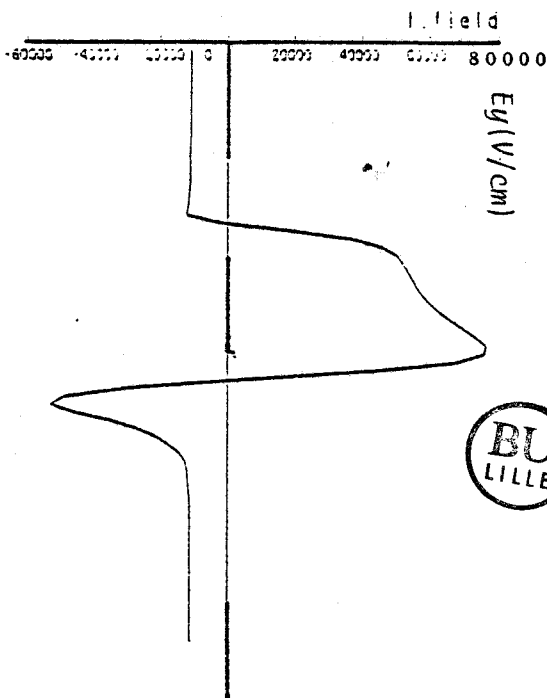
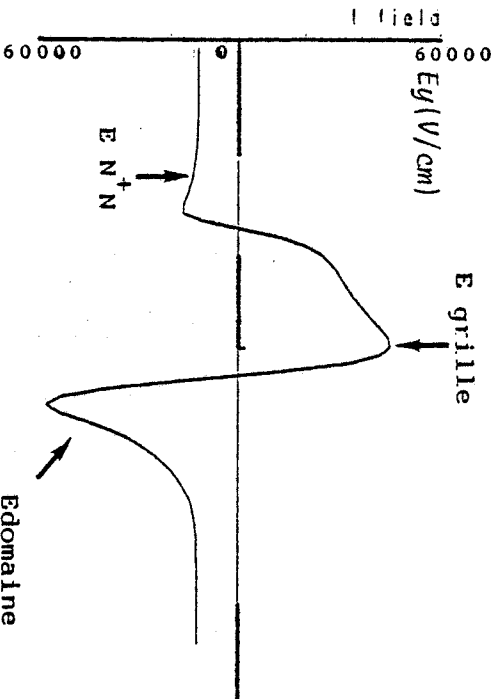
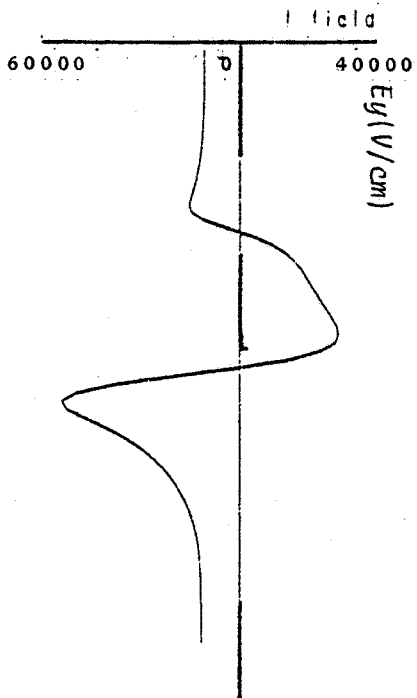
$V_{ds} = 2 \text{ V}$



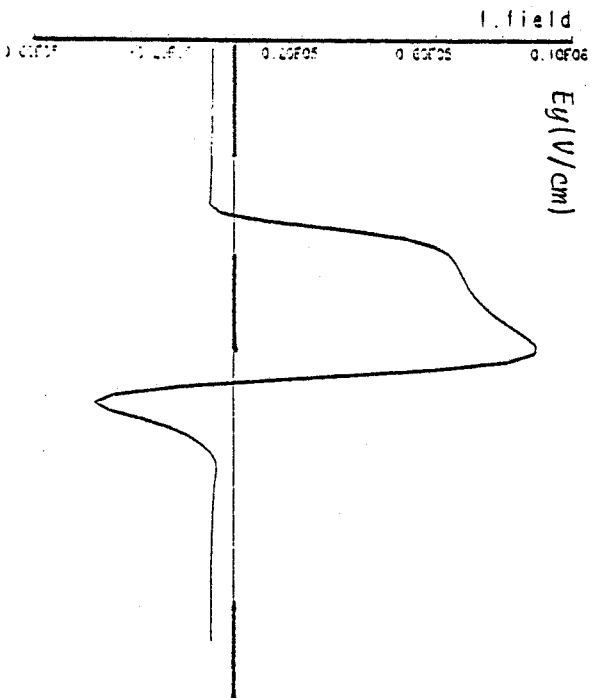
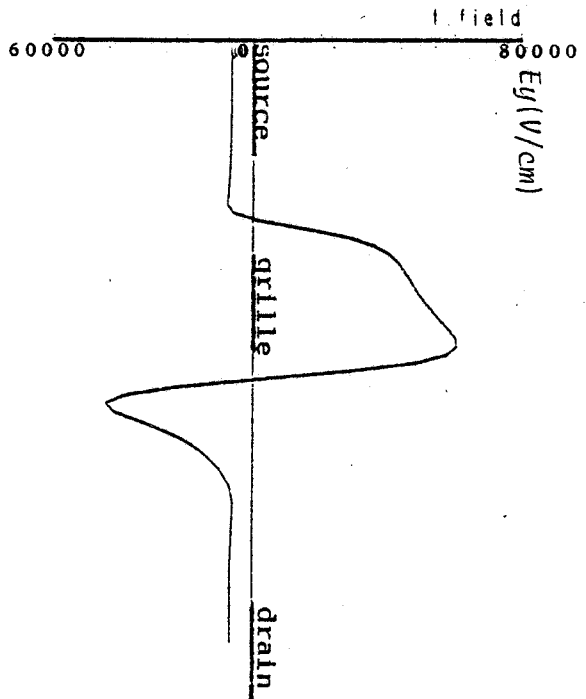
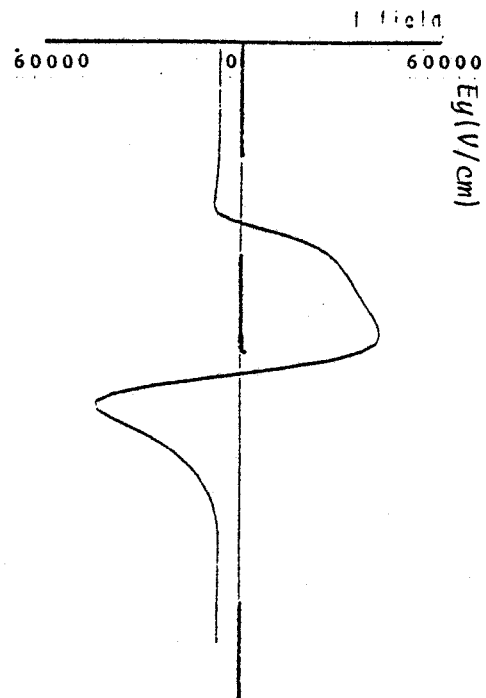
FIGURE 111.17 : Evolutions du champ transversal  $E_y$  à différentes ordonnées  $Y$  pour les deux profils envisagés.

PROFIL 1 (5000 Å / dec)

( $V_{gs} = -1.3$  V,  $V_{ds} = 2$  V)



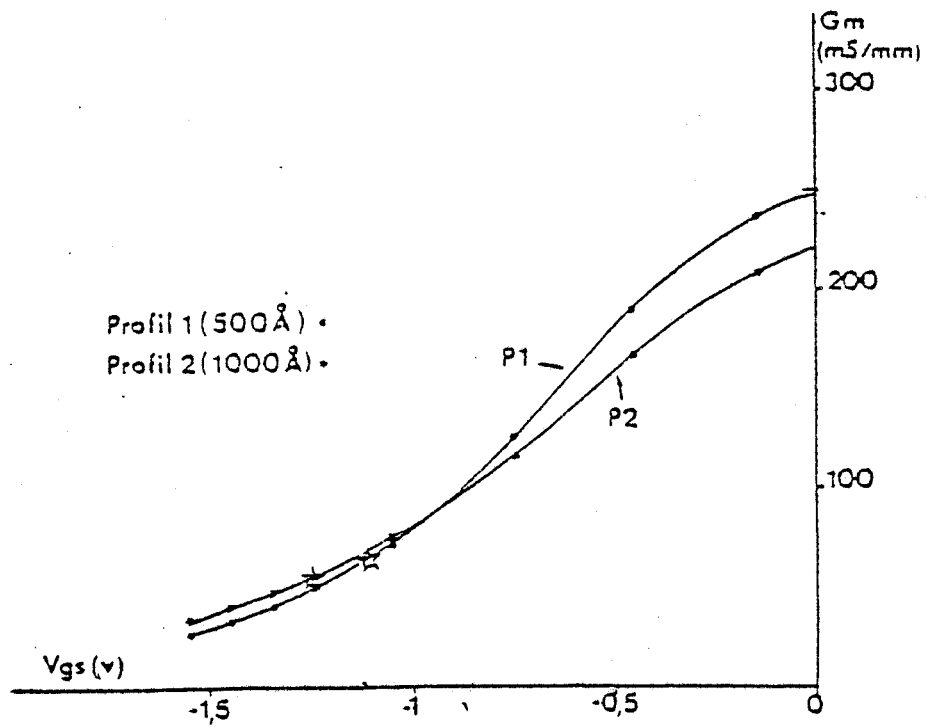
PROFIL 2 (10000 Å / dec)



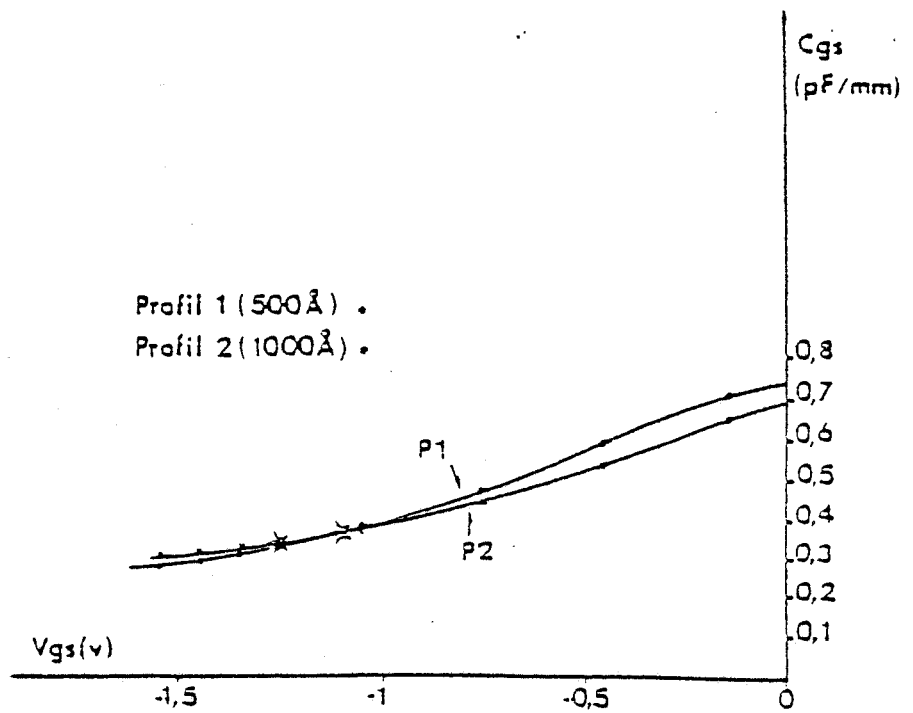
$Y = 0.13$   $\mu\text{m}$

$Y = 0.11$   $\mu\text{m}$

$Y = 0.09$   $\mu\text{m}$



FIGURES III.18-19 : Evolutions de la transconductance  $G_m$  et de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  appliquée pour les deux profils considérés.



★ : conditions de fonctionnement faible bruit

Les paramètres petits signaux

Il est intéressant de constater que les évolutions de transconductance et de capacité grille source (figures (III.18 - III.19)) présentent un point d'inversion. Ceci se comprend aisément en considérant la variation relative de charge.

Cette inversion ne signifie pas pour autant que les performances seront modifiées. En effet, dans des conditions faible bruit, on obtient la fréquence de coupure la plus élevée pour le profil 1, c'est à dire celui présentant la "raideur" la plus grande (tableau [III.1]).

	Gm (ms/mm)	Cgs (pF/mm)	F <sub>c</sub> (GHz)
P <sub>1</sub>	65	0,36	29
P <sub>2</sub>	56	0,34	26

TABLEAU III.1

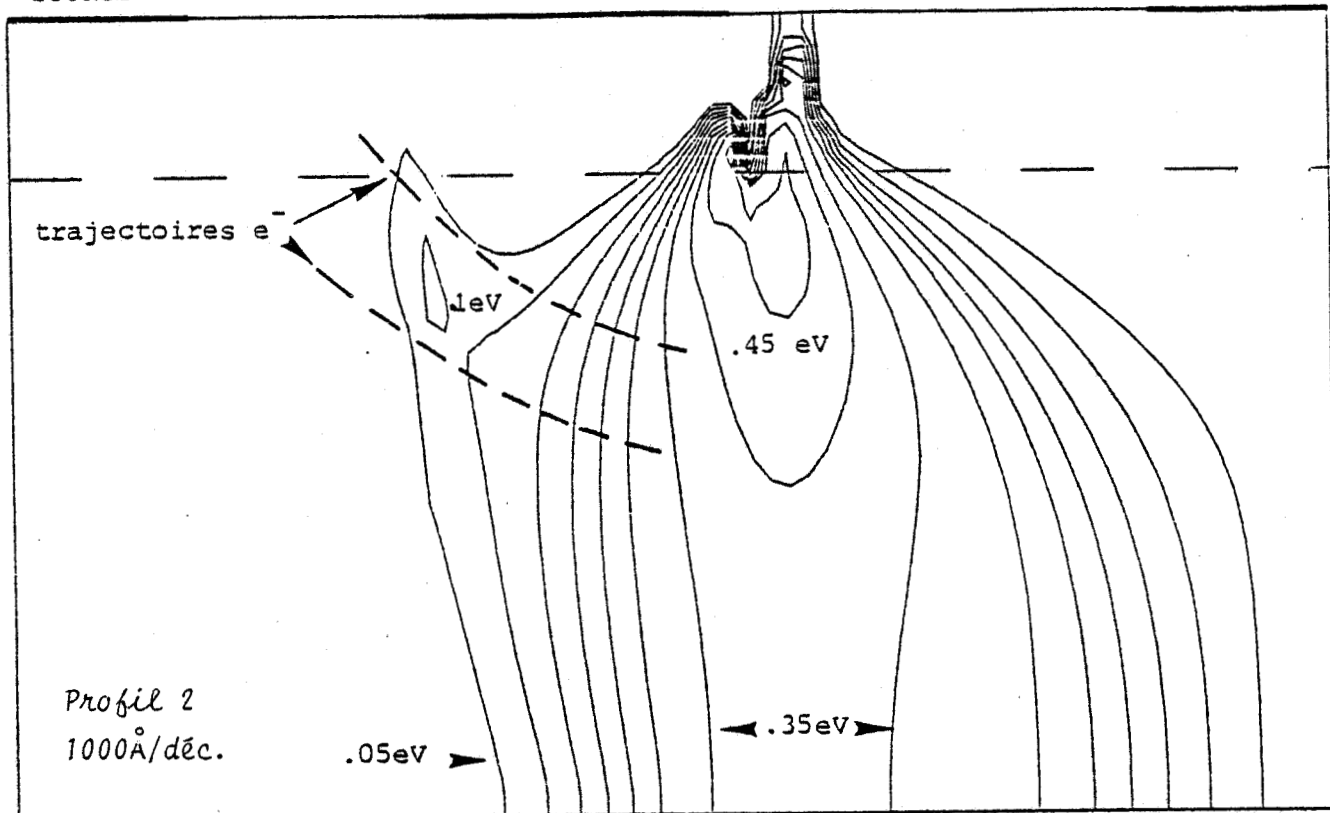
Il faut noter que ces résultats n'ont pas été obtenus de manière isolée. Nous avons pu vérifier sur un certain nombre de cas d'étude que la fréquence de coupure restait supérieure pour les profils de dopage présentant la transition la plus abrupte. Ce meilleur comportement s'explique en premier lieu par une meilleure commande de charge  $dQ/dV$ , la capacité grille source étant supérieure pour ce type de profil.

D'autre part, s'il n'y avait que cette influence, la transconductance en serait augmentée dans les mêmes proportions et la fréquence de coupure n'en serait pas affectée. On peut alors expliquer la différence obtenue sur la fréquence de coupure par une augmentation de la vitesse moyenne des porteurs pour le profil ayant la transition la

SOURCE

GRILLE

DRAIN



SOURCE

GRILLE

DRAIN

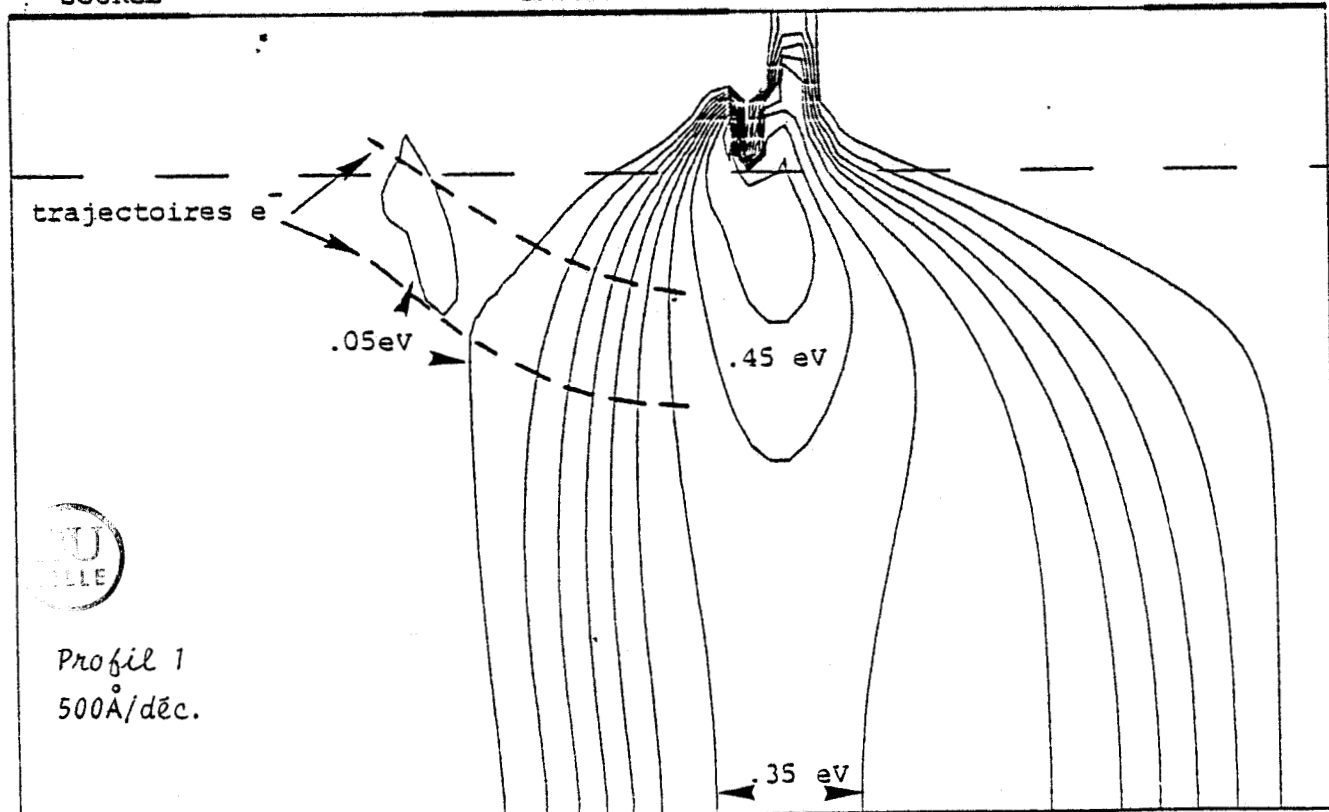


FIGURE III.20 : Répartitions spatiales de l'énergie moyenne des porteurs obtenues dans des conditions faible bruit pour les deux profils considérés.  
Influence sur la vitesse moyenne des porteurs.



plus raide. Nous donnons pour cela, sur la figure (III.20) les courbes équiénergies obtenues pour les deux profils dans des conditions faible bruit, sur lesquelles nous avons reporté le tracé de la trajectoire des porteurs. (ce choix se justifie en raison de la nature réelle du parcours de la majorité des porteurs en conditions faible bruit et du caractère non significatif, dans ce cas, des diagrammes traditionnels de l'évolution de la vitesse longitudinale).

Cette figure nous permet de constater que, dans le cas du profil 1, les porteurs entrent sous la grille avec une énergie plus faible. La vitesse moyenne des porteurs dans la zone d'influence de grille sera donc plus élevée, sachant que l'étendue de la zone de "survitesse" ne sera pas modifiée.

En ce qui concerne la conductance de sortie Gd et la capacité grille drain Cgd, on note (tableau [III.2]) de légères variations

	Gd (ms/mm)	Cgd (FF/mm)
P <sub>1</sub>	8,6	70
P <sub>2</sub>	9	68

TABLEAU III.2

On note qu'à ce titre, le profil de dopage 2 pourra apparaître moins performant que l'autre.

#### II.2.b) Influence sur le gain et le facteur de bruit

Le tableau [III.3] résume l'ensemble des valeurs obtenues pour les paramètres essentiels liés au facteur de bruit et au gain. On remarque que le profil présentant la transition la plus abrupte

	Profil 1 (500 <sup>0</sup> A/décade)	Profil 2 (1000 <sup>0</sup> A/décade)
Fc (GHz)	29	26
Gm/Gd	7.6	6.2
Fc/√Gd (S.I.)	31.3 10 <sup>10</sup>	27.4 10 <sup>10</sup>
Cgd/Gd (S.I.)	81.4 10 <sup>-13</sup>	74.5 10 <sup>-13</sup>

Conditions faible bruit Ids = 0.15 Idss

TABLEAU [III-3]



(raideur la plus grande) donne la meilleure fréquence de coupure ainsi que le meilleur rapport  $F_C/\sqrt{Gd}$ . On peut donc penser qu'un profil abrupt sera à même de fournir un meilleur gain (dans les deux cas envisagés,  $\Delta G = 0.7$  dB jusque 60 GHz).

Par contre, l'influence sur le comportement en bruit est plus difficile à dégager. Si pour des fréquences basses, le profil le plus abrupt peut donner le meilleur facteur de bruit (fréquence de coupure plus élevée), il n'est pas certain que dans une gamme de fréquence supérieure (gamme millimétrique), il en soit de même en raison de l'importance du rapport  $Cgd/Gd$ . (Nous n'avons pas noté de différence sensible sur l'évolution du facteur de bruit pour les profils envisagés dans la gamme 40-60 GHz).

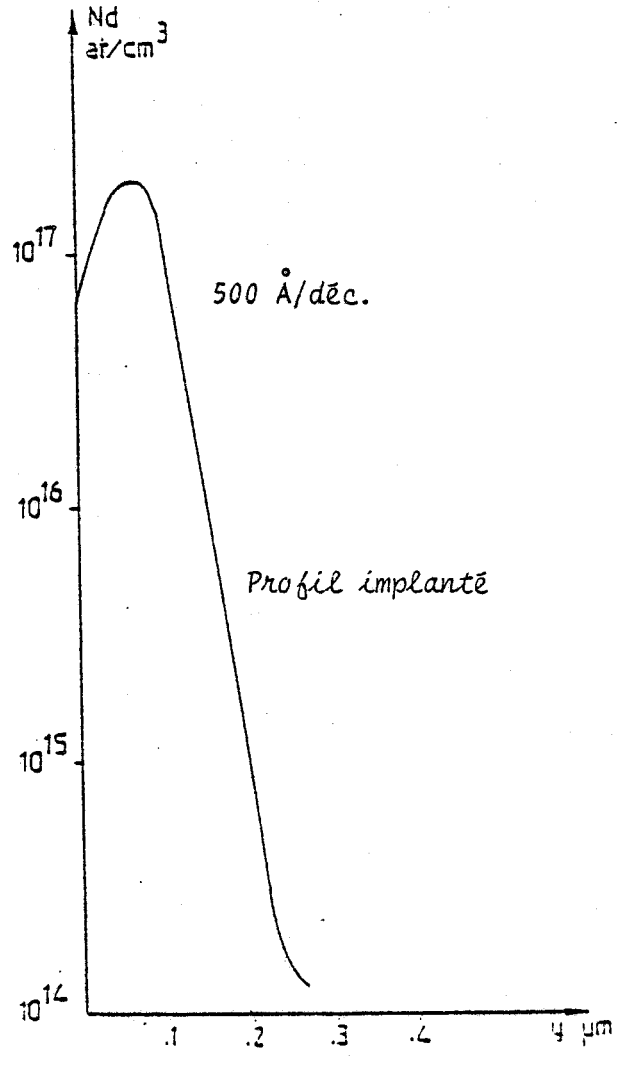
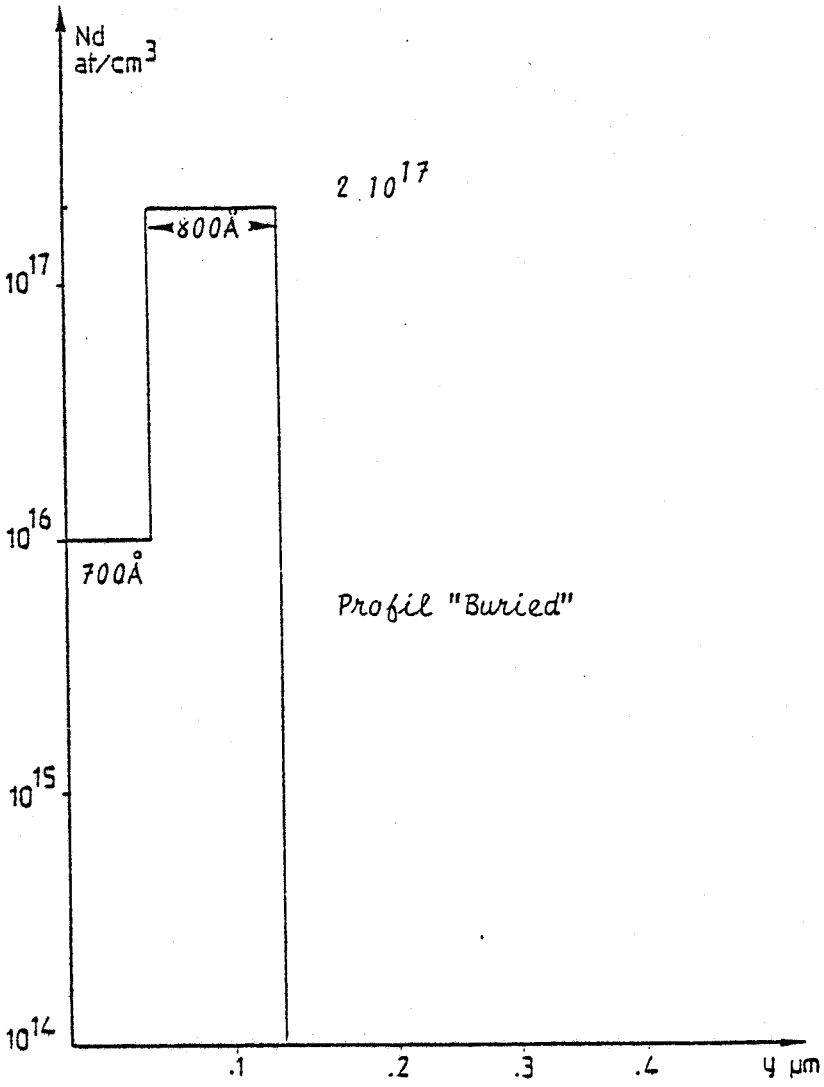
Aussi, en amplification faible bruit, l'intérêt d'un profil présentant la transition la plus abrupte (très grande raideur) concerne :

- en basse fréquence, l'amélioration du gain et du facteur de bruit ;
- en haute fréquence, l'amélioration du gain, mais ne semble pas aussi déterminant pour le facteur de bruit.

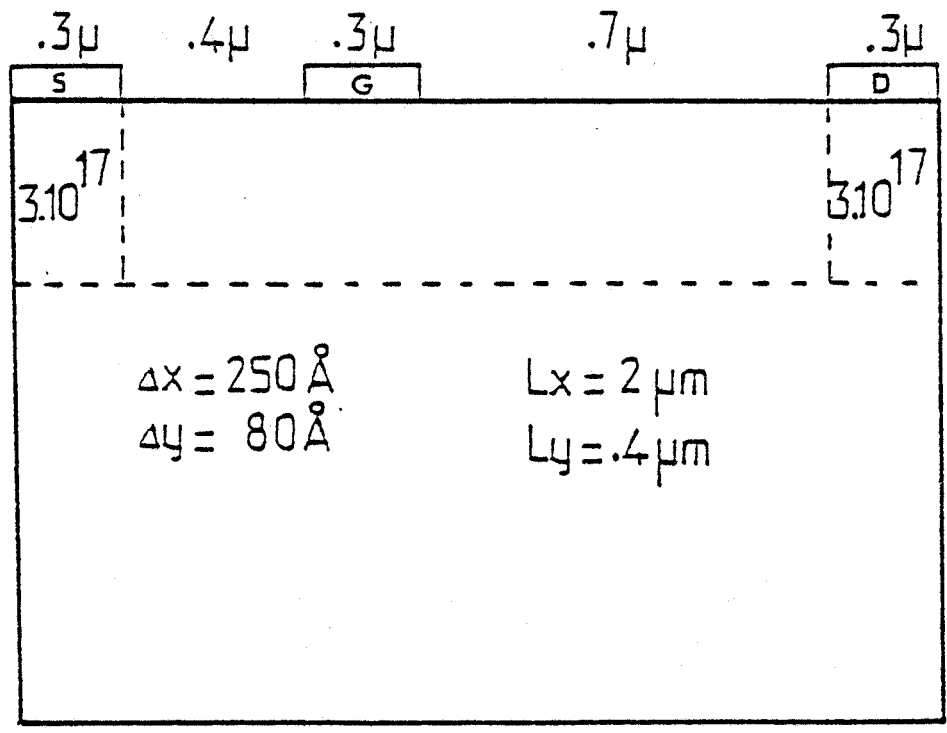
### II.2.c) Conclusion

Compte tenu de ces éléments, on cherchera à réaliser des profils de dopage présentant à l'interface couche active-substrat la transition la plus abrupte possible. D'un point de vue technologique, l'épitanie par jets moléculaires et l'épitanie par MOCVD entrent tout à fait dans ce cadre, la transition pouvant être de l'ordre de quelques couches atomiques.

En ce qui concerne l'implantation ionique, la transition sera nécessairement graduelle mais pourra être de l'ordre, voire inférieure, à 500 Å/décade.



FIGURES III.21-22 : Profils de dopage et composant simulés.



Cette dépendance étant établie, nous allons dans le paragraphe suivant étudier les possibilités offertes par des structures présentant un faible dopage sous la grille.

### II.3. ANALYSE DES PERFORMANCES DES COUCHES PRESENTANT UN FAIBLE DOPAGE EN TETE.

Le composant simulé ainsi que les profils considérés sont présentés sur les figures (III.21 - III.22).

Le premier correspond au profil type que l'on peut obtenir par implantation ionique après décapage chimique. La raideur équivalente sur la décade  $10^{17} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  est de  $500 \text{ \AA}$ .

Le deuxième peut être obtenu directement par épitaxie (en particulier par MBE [10]). Ce type de structure est dénommée "Buried Channel FET" (BFET) et fut originellement réalisée par H. BENEKING et al [11, 12, 13].

On peut noter que la valeur maximale du dopage a été prise égale dans les deux réalisations ( $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). (pour la modélisation, on suppose que la mobilité est de  $4000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$  dans les zones fortement dopées et peut atteindre  $5000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$  dans les parties peu dopées ( $< 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )). En ce qui concerne l'implantation ionique la mobilité est considérée constante sur l'ensemble de la couche ( $\mu = 4000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$  [14]).

La charge totale équivalente est du même ordre dans les deux structures :  $Q \approx 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Elle reste voisine, bien que légèrement inférieure à celle utilisée dans le transistor à profil uniforme (cf chapitre II).

D'autre part, en vue d'améliorer les contacts ohmiques et de réduire les résistances d'accès, les régions sous la source et le

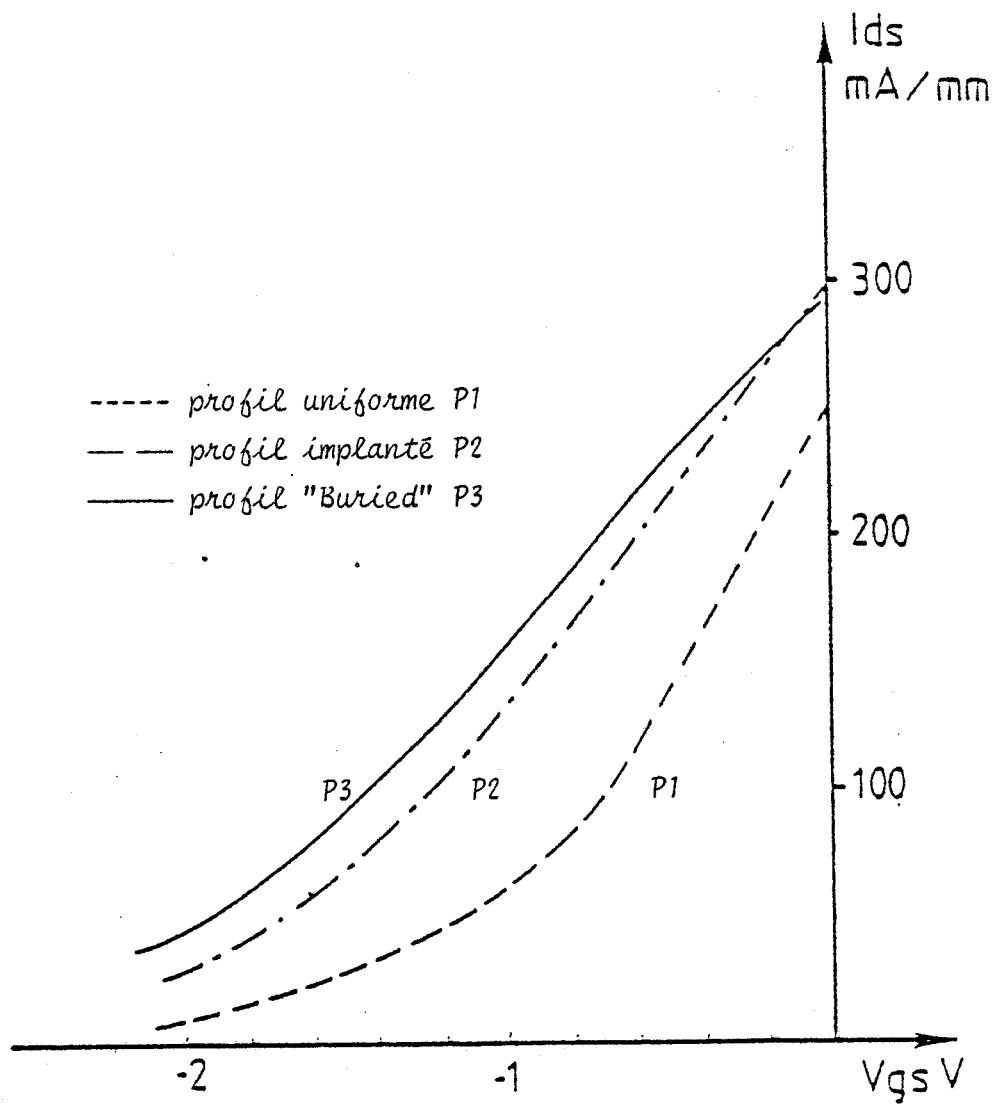


FIGURE III.23 : Evolution du courant  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour les différents types de profils. ( $V_{ds} = 2 \text{ V}$ )

drain sont surdopées ( $N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu = 3700 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ ), ce surdopage pouvant être réalisé par implantation localisée. On considérera successivement le cas où ces surdopages se trouvent uniquement sous les électrodes puis le cas où ils peuvent s'étendre à une partie des zones source-grille et grille-drain.

### II.3.a) Influence du faible dopage en "tête"

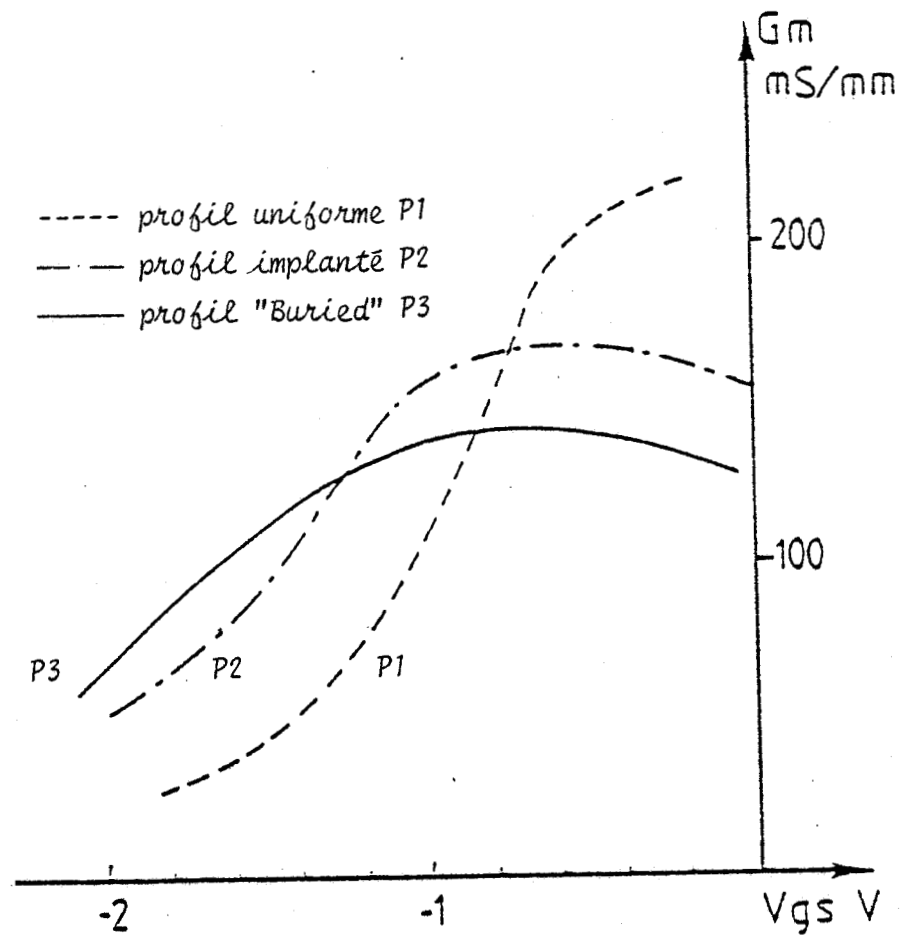
#### La caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$

Les caractéristiques courant drain-source  $I_{ds}$  en fonction de la polarisation grille source  $V_{gs}$  pour une tension  $V_{ds}$  égale à 2 volts, sont présentées sur la figure (III.23). En y ajoutant celle obtenue pour la structure à profil uniforme, on peut faire les remarques suivantes :

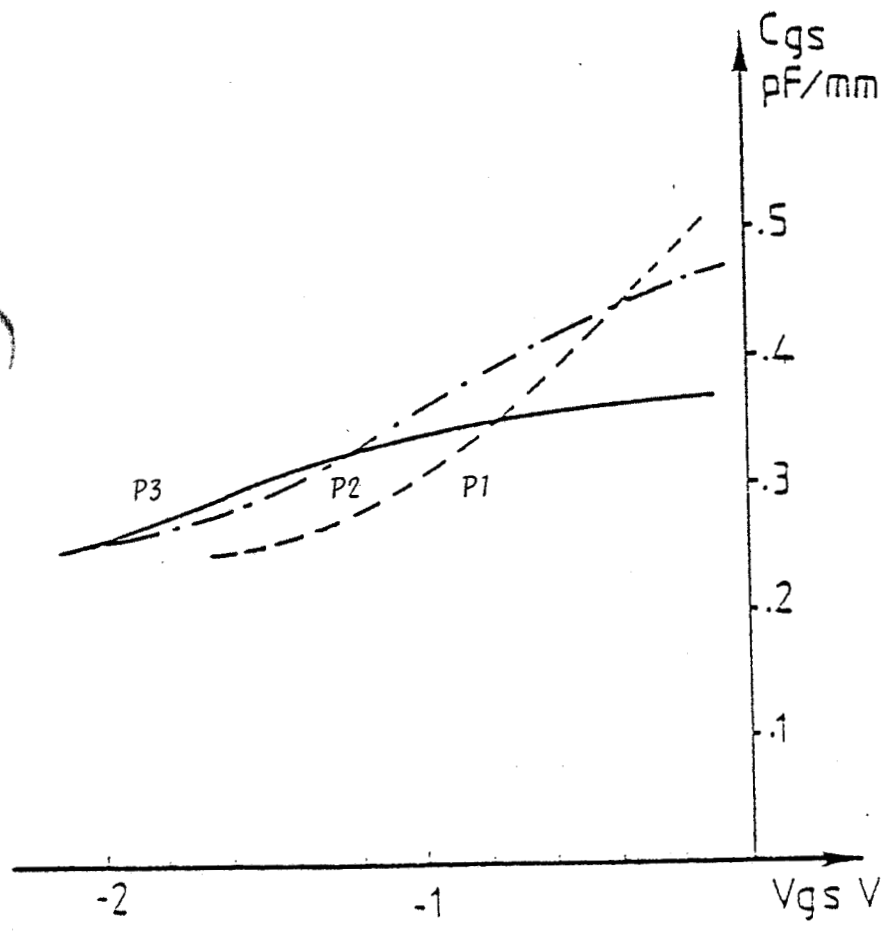
- comme il était attendu, les caractéristiques sont plus linéaires que celle de la structure à profil plat et ce sur une large gamme de tensions  $V_{gs}$  : c'est particulièrement le cas pour le "Buried Channel". Ceci s'explique assez facilement par le fait que la variation relative de la profondeur de "zone désertée" est plus faible que pour une structure ordinaire, en raison du contraste de dopage. Par ailleurs, bien que la charge totale équivalente soit du même ordre de grandeur, voire inférieure à celle du profil uniforme étudiée au chapitre précédent, la tension de pincement et le courant maximum sont plus élevés.

- l'augmentation du courant  $I_{ds}$  peut s'expliquer par l'existence de zones surdopées sous la source et le drain. En particulier, au niveau de la source, il peut en résulter que les électrons injectés en dessous de la grille soient plus froids que dans le cas du profil uniforme.

- l'augmentation de la tension de pincement provient du fait que le carré de la distance à la surface intervient dans l'évaluation



FIGURES III.24-25 : Caractéristiques  $G_m=f(V_{gs})$  et  $C_{gs}=f(V_{gs})$  à  $V_{ds}=2V$ .





de celle-ci. Elle est donc plus élevée pour ces structures que pour les composants à profil uniforme.

### Les paramètres petits signaux

On retrouve sur les évolutions des paramètres petits signaux, à savoir la transconductance  $G_m$  et la capacité  $C_{gs}$  (figures (III.24 - III.25)), certains éléments du comportement décrit précédemment. Elles font apparaître deux zones très différentes :

- à canal ouvert, la transconductance et la capacité grille source ont des valeurs nettement plus faibles pour les profils de type "Buried" ;

- au voisinage du pincement, la situation s'inverse. Globalement, le profil type "Buried" a un comportement beaucoup plus linéaire.

Ceci peut s'expliquer en considérant l'épaisseur de zone désertée équivalente et ses variations dans les différents cas.

En effet ces deux paramètres s'expriment en première approximation par :

$$(III-15) \quad G_m = \frac{\epsilon Z \langle v \rangle}{W_{dep}}$$

$z$  : largeur de grille  
 $L_g$  : longueur de grille  
 $\langle v \rangle$  : vitesse moyenne des porteurs  
sous la grille

$$(III-16) \quad C_{gs} = \frac{\epsilon Z L_g}{W_{dep}}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

où  $W_{dep}$  représente l'épaisseur équivalente de zone désertée sous la grille, sa variation pouvant être considérée comme caractéristique du contrôle exercé par la grille.

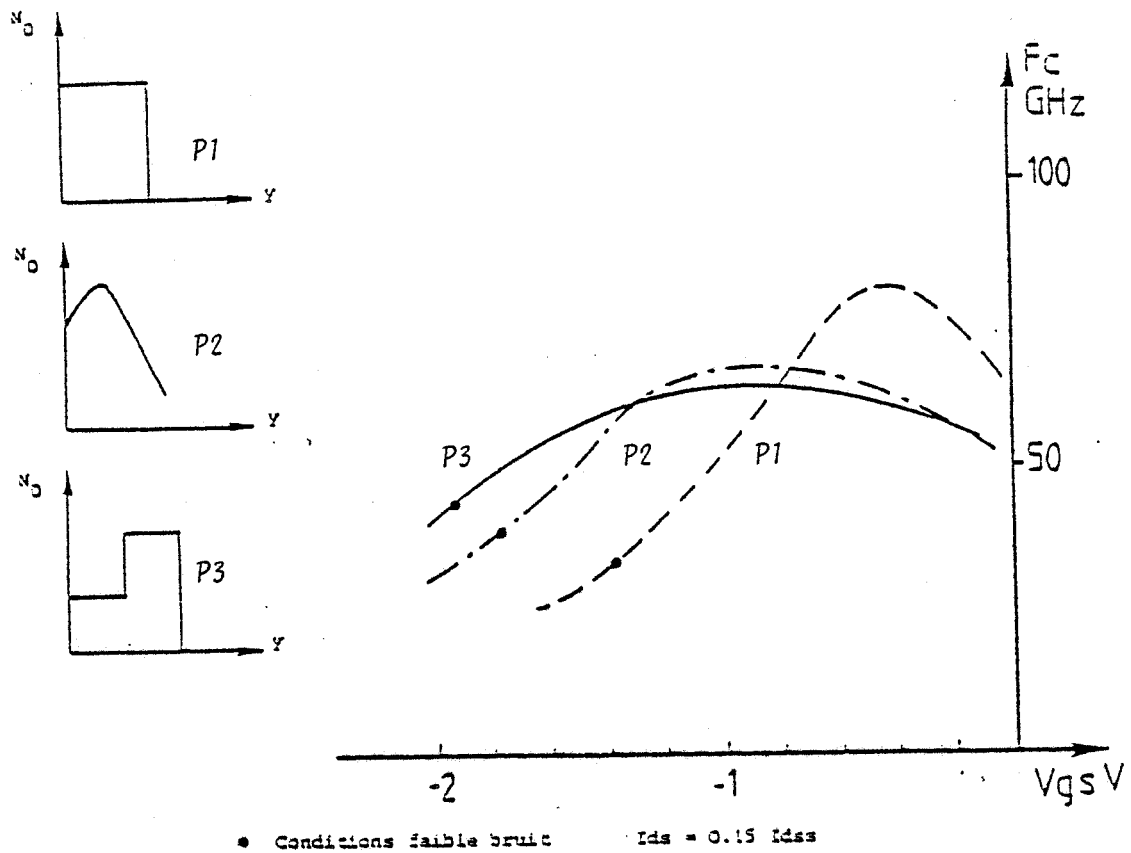


FIGURE III.26 : Influence des profils de dopage sur l'évolution de la fréquence de coupure  $F_c$ .



La linéarité du comportement du profil "Buried" provient donc du fait que cette épaisseur varie moins quand  $V_{gs}$  varie, ce que les diagrammes de concentration ont permis de mettre en évidence. Nous donnons sur la figure (III.26) l'évolution de la fréquence de coupure, ainsi que sur le tableau [III.4] les valeurs de ( $G_m$ ,  $C_{gs}$ ,  $F_c$ ) obtenues dans les conditions définies auparavant.

	$G_m$ (ms/mm)		$C_{gs}$ (pF/mm)		$F_c$ (GHz)	
	$I_{dss}/2$	$0,15I_{dss}$	$I_{dss}/2$	$0,15I_{dss}$	$I_{dss}/2$	$0,15I_{dss}$
Profil uniforme	200	55	0,41	0,265	78	33
Profil gaussien	162	64	0,375	0,265	68	39
Profil "buried"	135	69	0,34	0,255	63	43

TABLEAU [III.4]

Ces résultats sont particulièrement significatifs. Si l'on considère le critère "fréquence de coupure"; le profil uniforme est nettement supérieur en régime de moyenne puissance ( $I_{dss}/2$ ) alors que le profil à canal enterré est de loin le meilleur en conditions faible bruit. Par ailleurs, le profil gaussien constitue lui aussi une alternative intéressante en conditions faible bruit.

L'intérêt des profils à faible dopage en tête concerne donc l'amélioration de la linéarité de la caractéristique pour le régime de moyenne puissance et l'amélioration du facteur de bruit.

Il nous faut maintenant préciser l'intérêt de ces profils pour le fonctionnement faible bruit en gamme millimétrique. En effet,

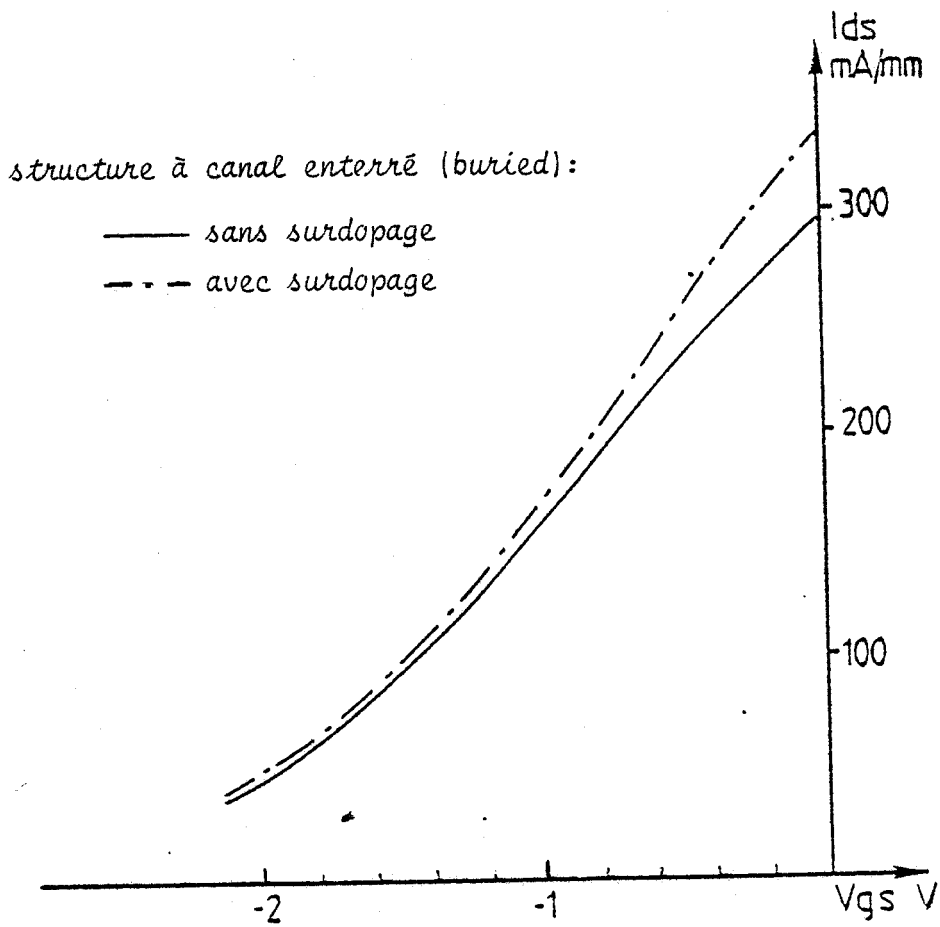


FIGURE III.28 : Evolution du courant  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ . ( $V_{ds}=2V$ )  
 Influence du surdopage des régions d'accès du composant.



dans cette gamme, il est nécessaire de tenir compte entre autre, de la dépendance du rapport  $C_{gd}/G_d$  sur le facteur de bruit. Le profil gaussien constituant un cas intermédiaire, nous nous intéressons principalement à l'étude du profil à canal enterré. De plus, il est fondamental pour une telle utilisation de réduire au maximum les résistances d'accès. Dans cette perspective, le surdopage des espaces source grille et grille drain s'impose naturellement. Nous allons donc tout d'abord en étudier l'influence sur les caractéristiques.

### II.3.b) Influence du surdopage

La structure étudiée comporte deux zones de surdopage, non plus placées en dessous de la source et du drain, mais de part et d'autre de la grille à  $0,3 \mu\text{m}$  de celle-ci (figure (III.27)). Nous pourrions en comparer le comportement à celui de la structure précédente :

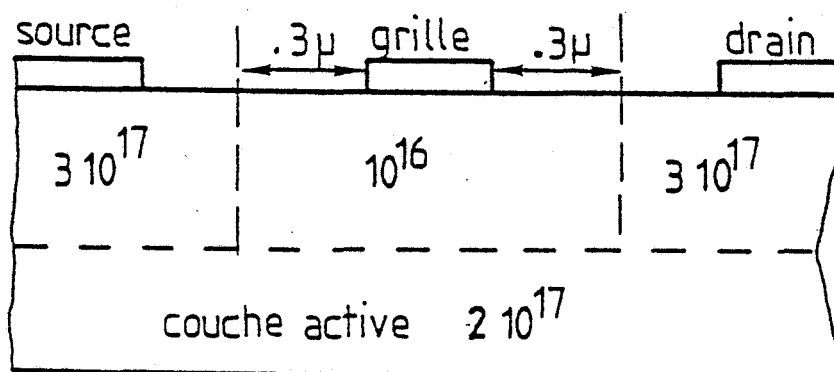
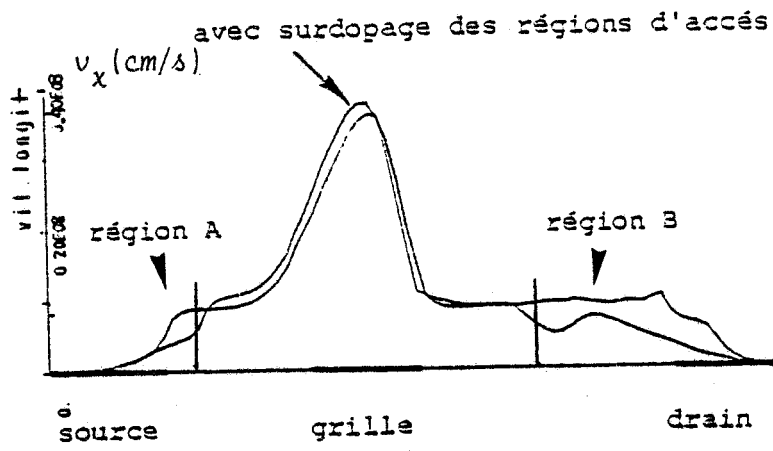


FIGURE III.27

La caractéristique  $I_{ds} = f(V_{gs})$

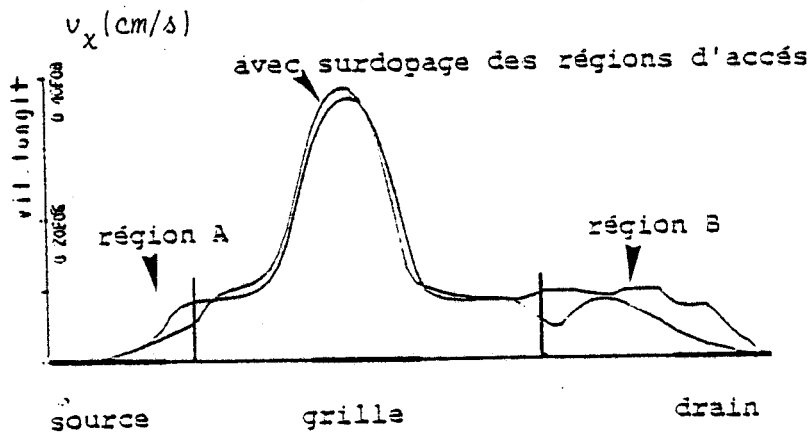
L'introduction d'un surdopage dans les régions d'accès du transistor se traduit par une augmentation sensible du courant de



$$y = 0.104 \mu\text{m}$$

$$v_{gs} = -0.6\text{V}$$

$$v_{ds} = 2\text{V}$$



$$y = 0.12 \mu\text{m}$$



FIGURE III.29 : Evolution de la vitesse longitudinale  $v_x$ .  
 Mise en évidence de l'augmentation de la vitesse en présence d'un surdopage des régions d'accès.

drain, qui globalement peut être évaluée à 10 % (figure (III.28)).

Cette augmentation du courant peut être associée à plusieurs causes :

- une réduction de la résistance de source  $R_S$  ;

- une augmentation de la vitesse moyenne des porteurs. Cette augmentation résulte du fait que les porteurs arrivent sous la grille avec une température plus faible. A partir de la figure (III.29), qui donne les évolutions de la vitesse longitudinale pour différentes ordonnées  $y$ , on remarque que l'influence des surdopages se manifeste par une augmentation globale de la vitesse dans la zone de survitesse. Il est par ailleurs normal que dans les zones surdopées (A et B, figure (III.29)) la vitesse soit inférieure au cas précédent, la concentration de porteurs  $y$  étant plus grande et le courant total devant se conserver . Nous pouvons noter que le facteur de réduction de ces vitesses est inférieur au facteur d'augmentation des dopages, ce qui assure bien une augmentation du courant.

Evolutions de la transconductance  $G_m$  et de la capacité  $C_{gs}$   
(figure (III.30))

L'augmentation de la transconductance peut être corrélée à deux des effets décrits précédemment à savoir une diminution de la résistance de source  $R_S$  et une augmentation de la vitesse moyenne des porteurs.

La capacité  $C_{gs}$ , quant à elle, ne varie que très légèrement. Cette variation provient des modifications minimales de la zone désertée de part et d'autre de la grille, entraînant des modifications très faibles de la capacité.

structure à canal enterré:

— · — · avec surdop. des régions d'accès  
— sans surdop.

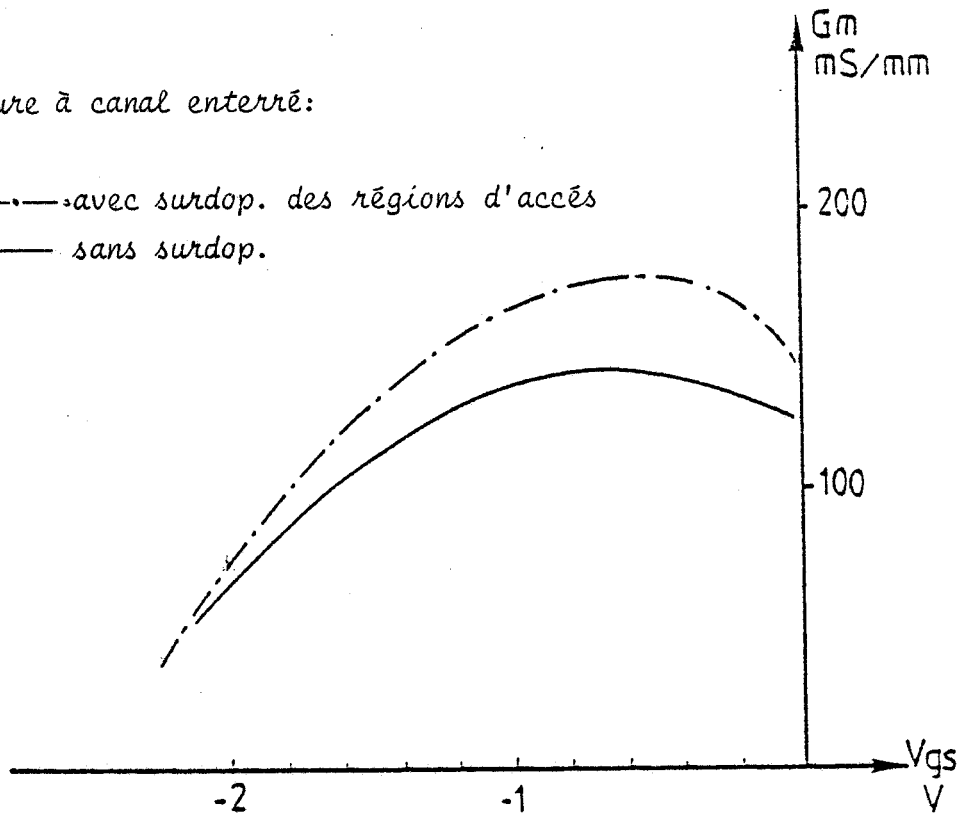
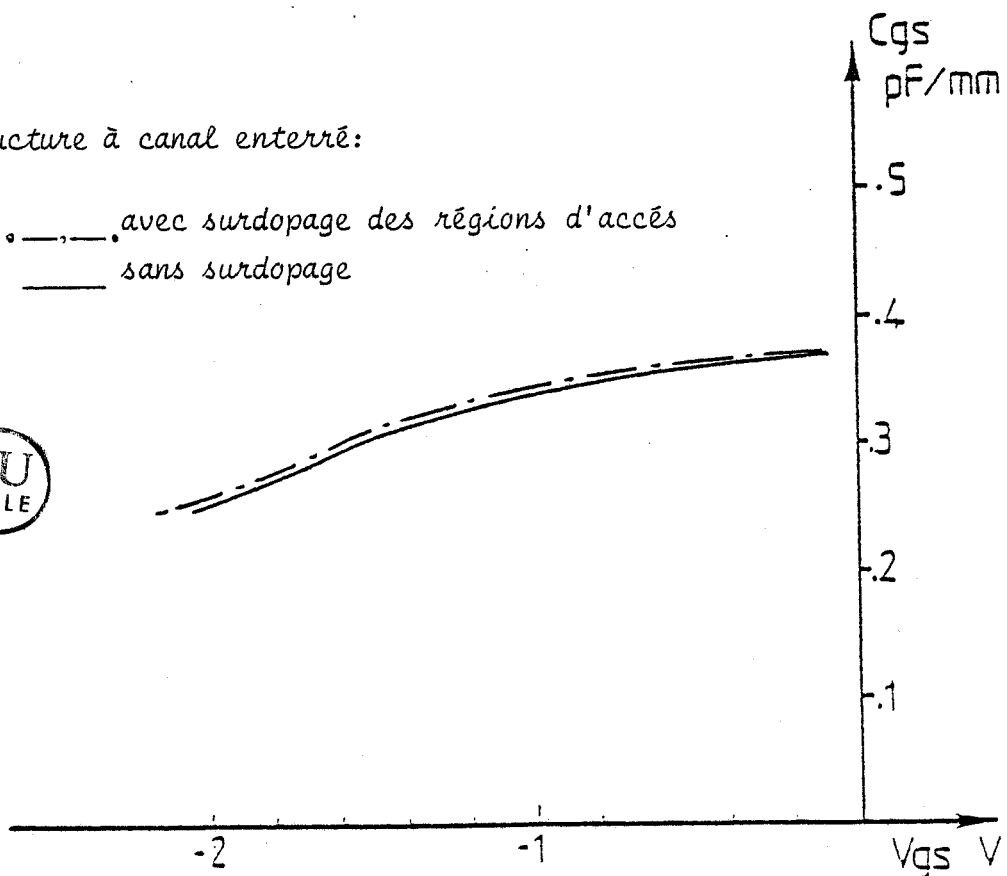


FIGURE III.30 : Caractéristiques  $G_m=f(V_{gs})$  et  $C_{gs}=f(V_{gs})$ . ( $V_{ds}=2V$ )

structure à canal enterré:

— · — · avec surdopage des régions d'accès  
— sans surdopage





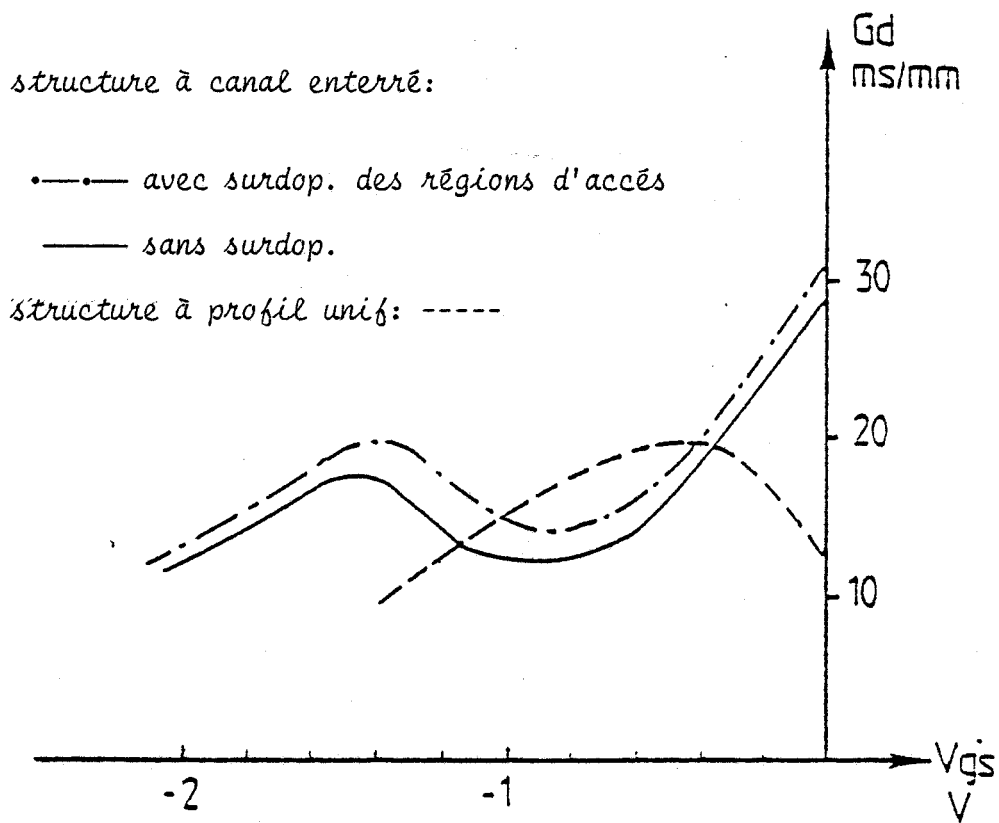
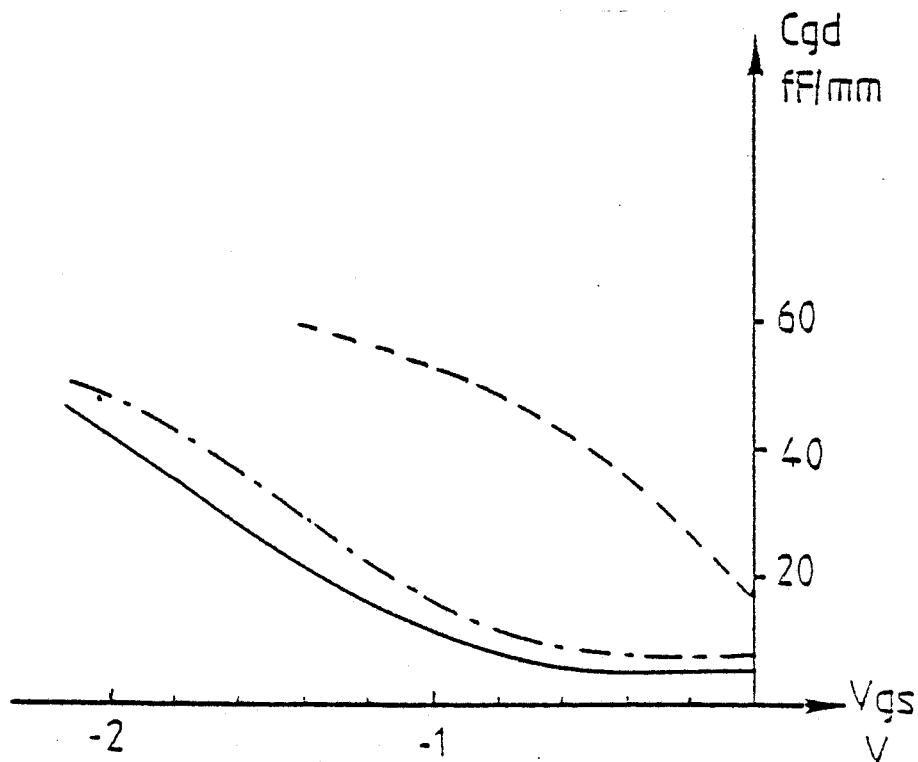


FIGURE III.31 Caractéristiques  $G_d=f(V_{gs})$  et  $C_{gd}=f(V_{gs})$ . ( $V_{ds}=2V$ )  
 Comparaison avec la structure à profil uniforme



Evolutions de la conductance de sortie  $G_d$  et de la capacité grille drain  $C_{gd}$  (figure (III.31))

L'évolution de la conductance de sortie obtenue pour les profils à canal enterré peut être reliée à plusieurs causes :

- tout d'abord, au caractère fortement bidimensionnel de la répartition spatiale du champ électrique en dessous de la grille, liée au rapport  $L_g/W_{eq}$  ( $W_{eq}$  étant l'épaisseur de la zone désertée équivalente à l'aplomb de la grille). En effet pour de faibles valeurs de ce rapport, le champ électrique transversal contribue peu à limiter l'influence des variations de champ électrique longitudinal induites par les variations de tension  $V_{ds}$ , et qui par conséquent, affectent une grande partie du canal (la conductance  $G_d$  étant très liée à cette influence).

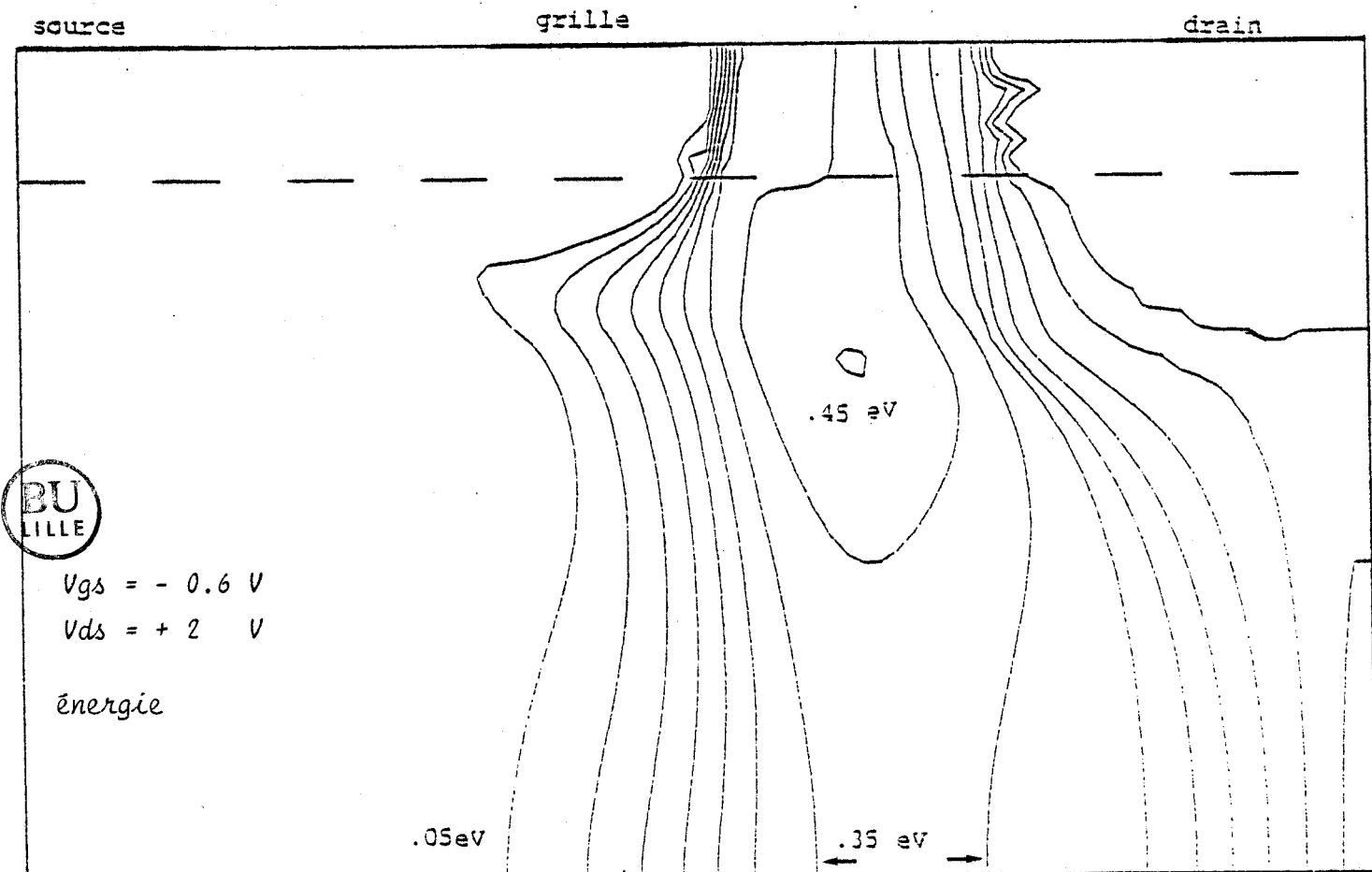
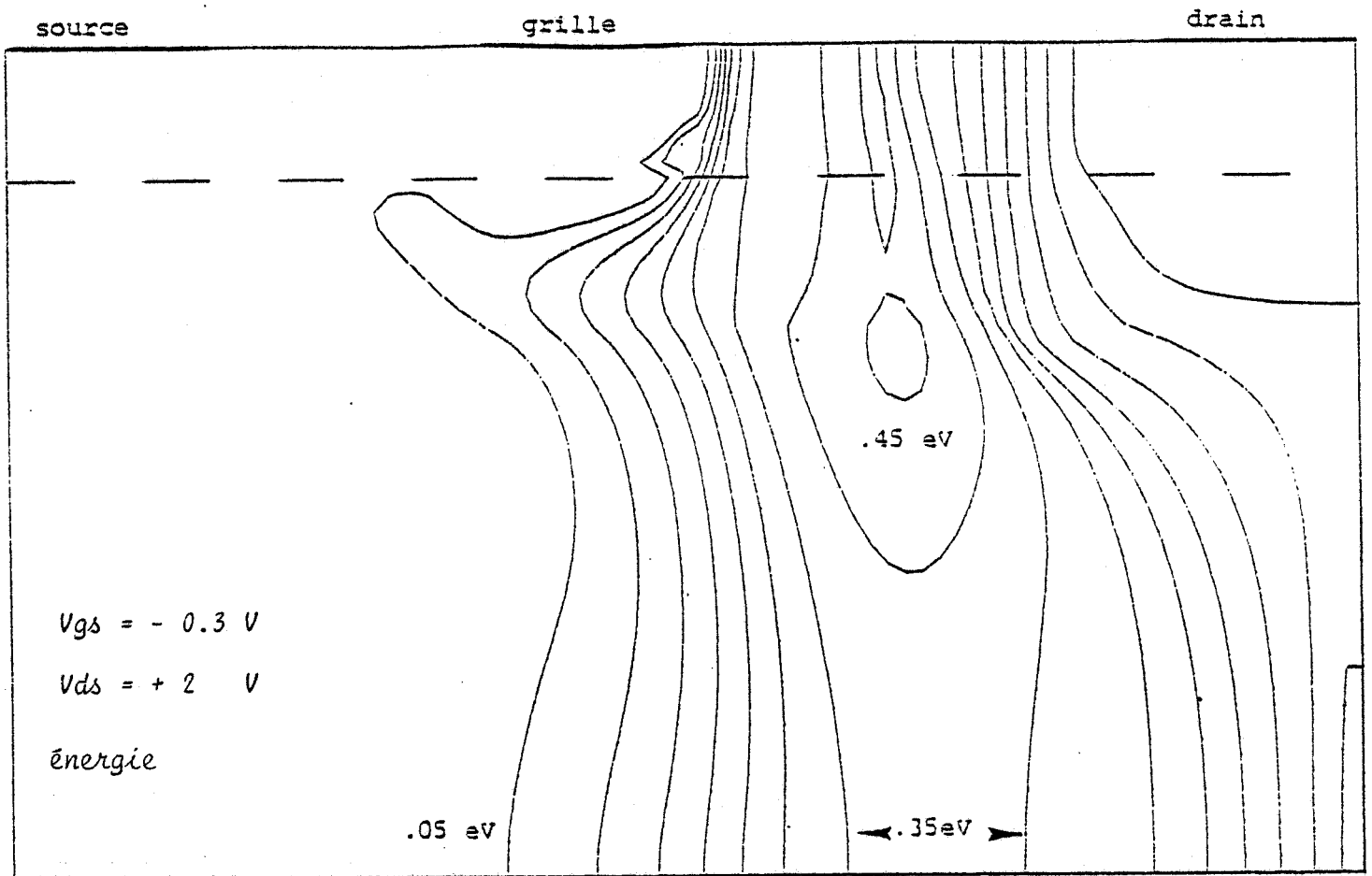
Ceci explique les valeurs élevées obtenues à canal ouvert par rapport à celles du profil uniforme.

Quand la tension  $V_{ds}$  augmente (en valeur absolue), cet effet tend à diminuer sous l'influence du champ électrique transversal et la conductance de sortie  $G_d$  commence par diminuer.

- A l'opposé, l'injection de porteurs dans la couche tampon devient importante quand la tension  $V_{gs}$  augmente. Cette injection croissante résulte des modifications du domaine et en particulier des variations de sa position vis à vis de la grille.

Nous donnons sur la figure (III.32) la répartition spatiale de l'énergie pour différentes polarisations de grille (nous ne considérons ici que le cas de la structure dont les régions d'accès sont surdopées). Celle-ci nous permet de constater un déplacement du domaine vers la zone d'influence de la grille quand la tension  $V_{gs}$  augmente. A partir de la figure (III.33) qui représente la répartition spatiale de la concentration des porteurs pour les mêmes conditions de

structure à canal enterré (surdopage des régions d'accès)



BU  
LILLE

FIGURE III.32

structure à canal enterré (surdopage des régions d'accès)

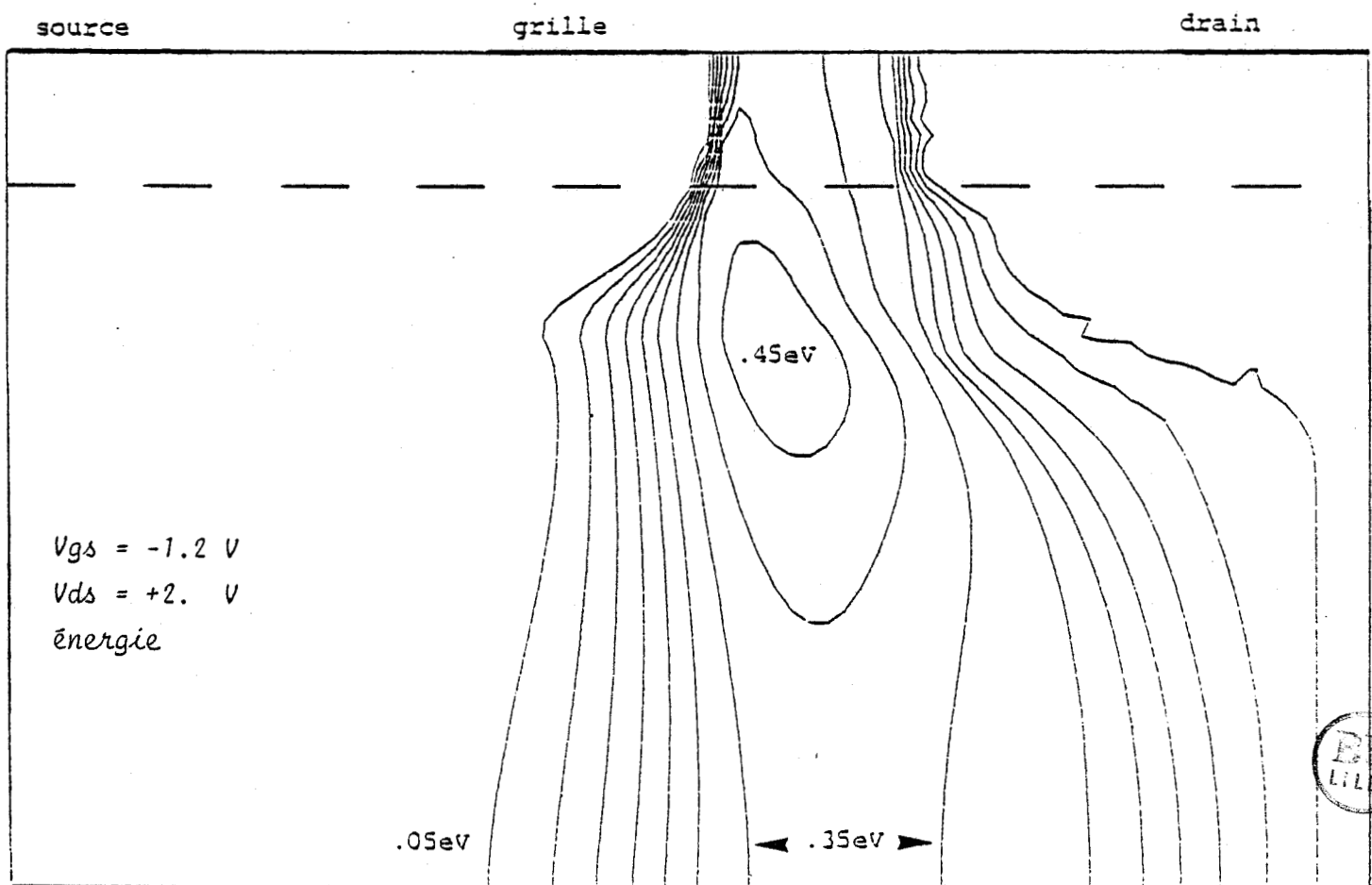
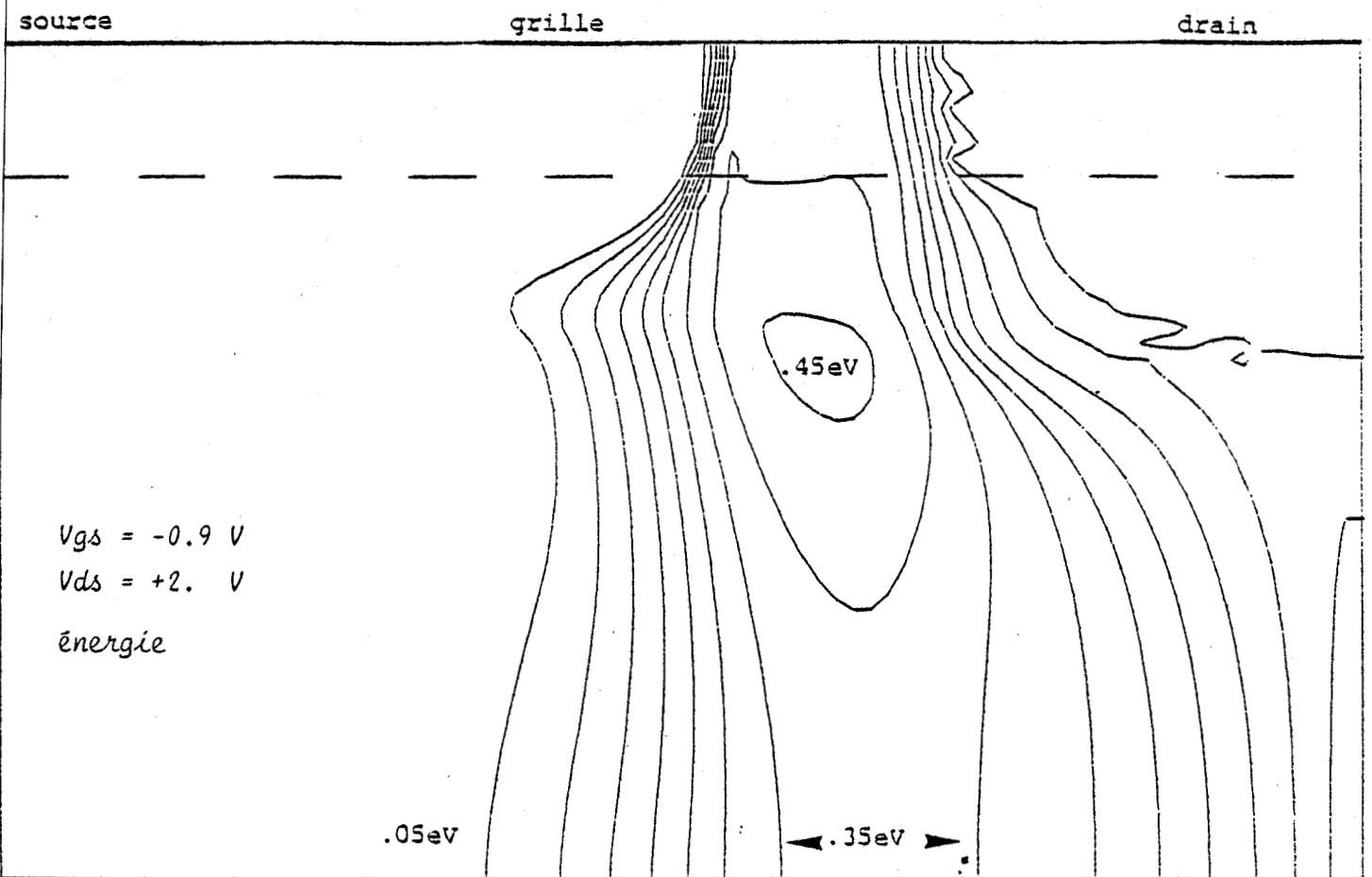


FIGURE III.32 : Répartition spatiale de l'énergie moyenne des porteurs pour différentes conditions de polarisations  $V_{gs}$ .

structure à canal enterré (surdopage des régions d'accès)

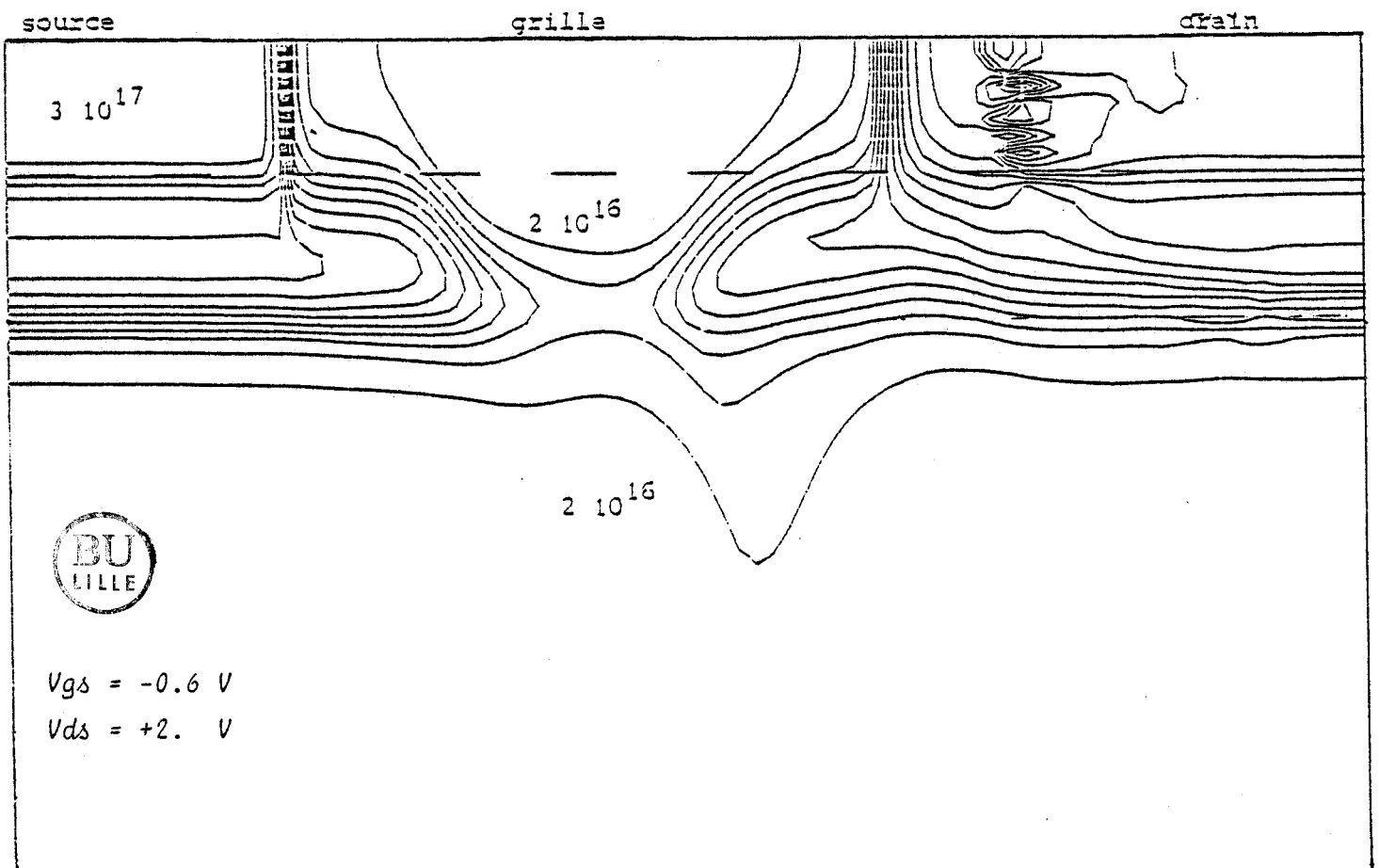
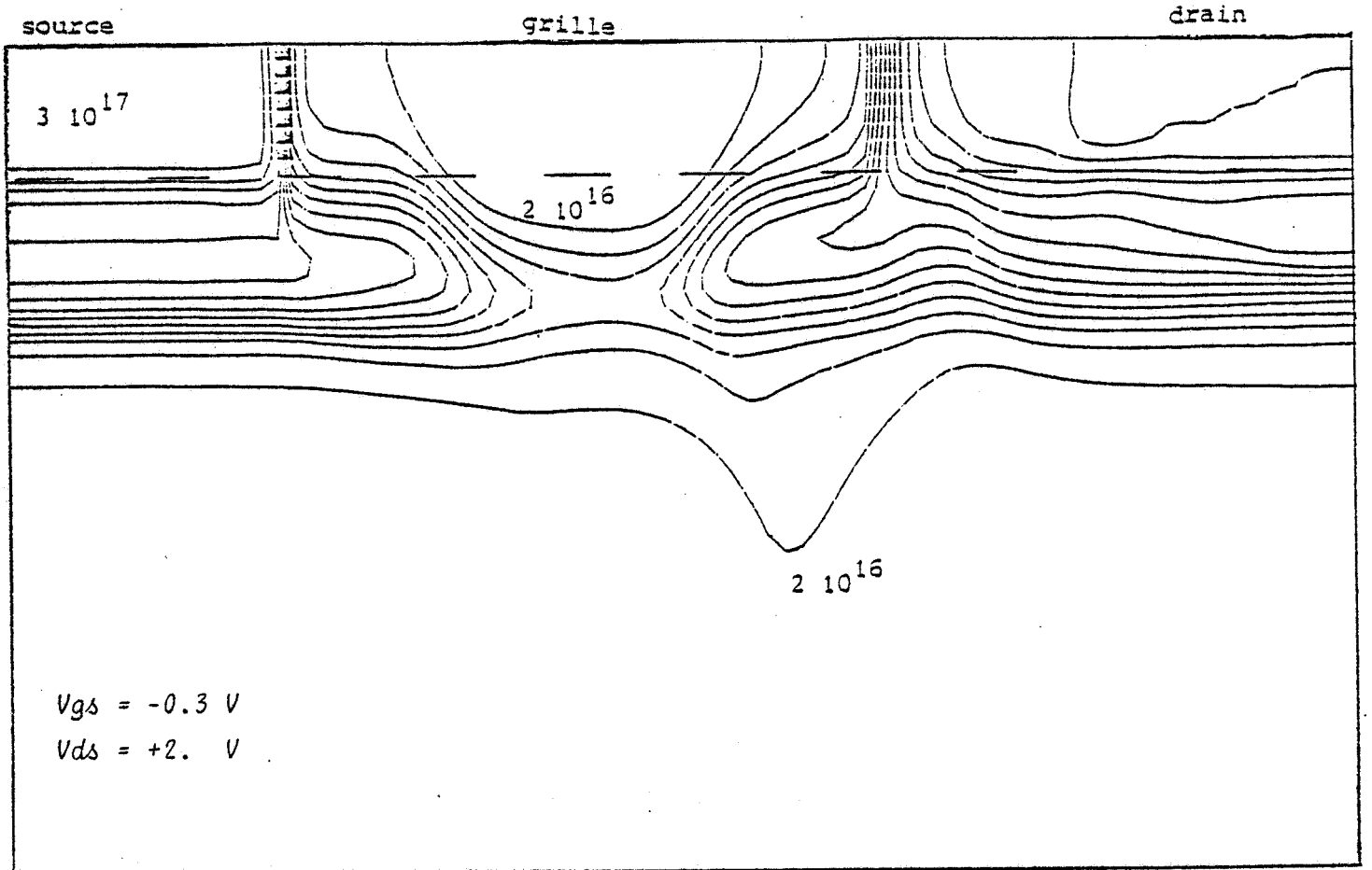


FIGURE III.33

structure à canal enterré (surdopage des régions d'accès)

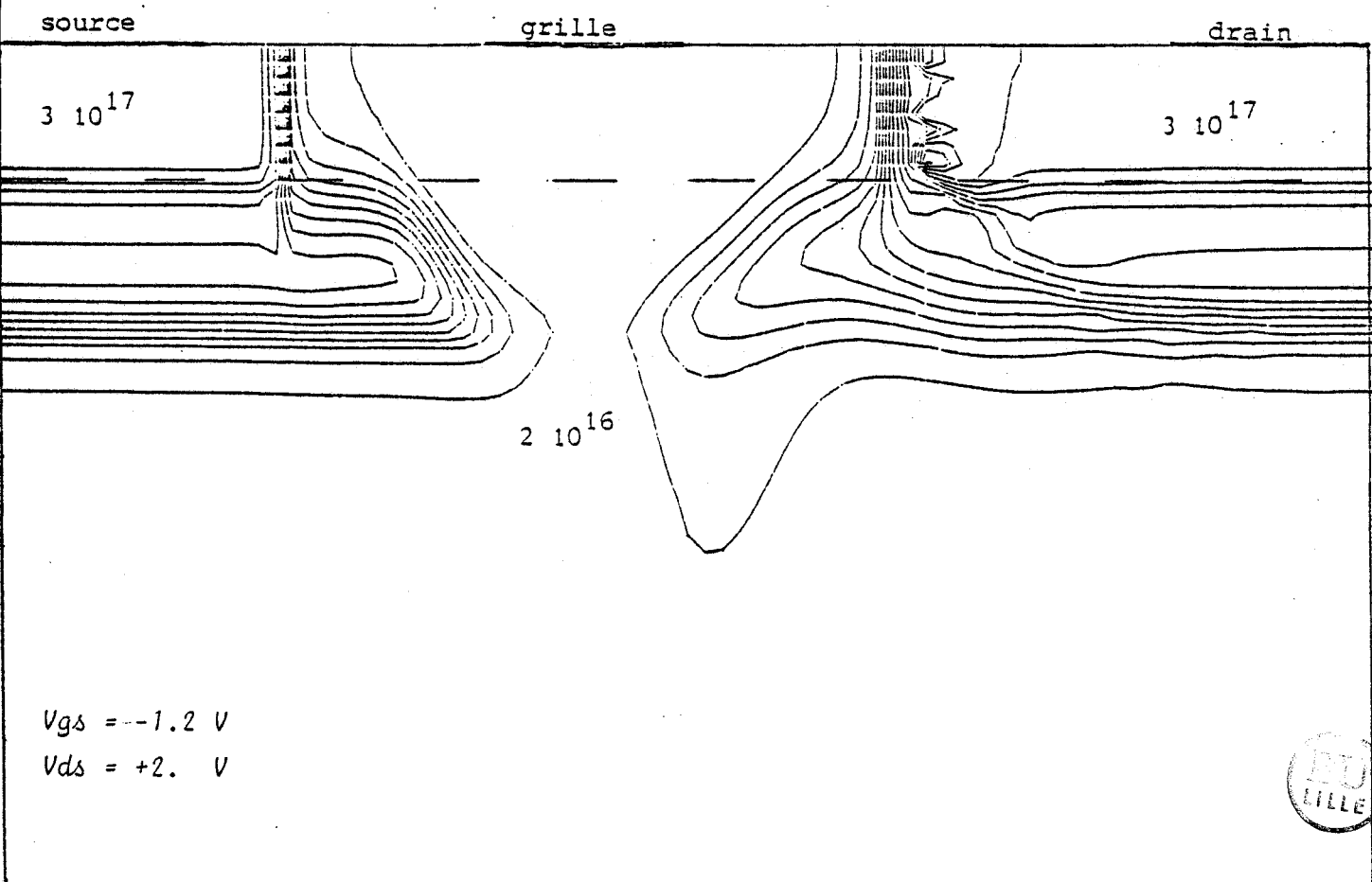
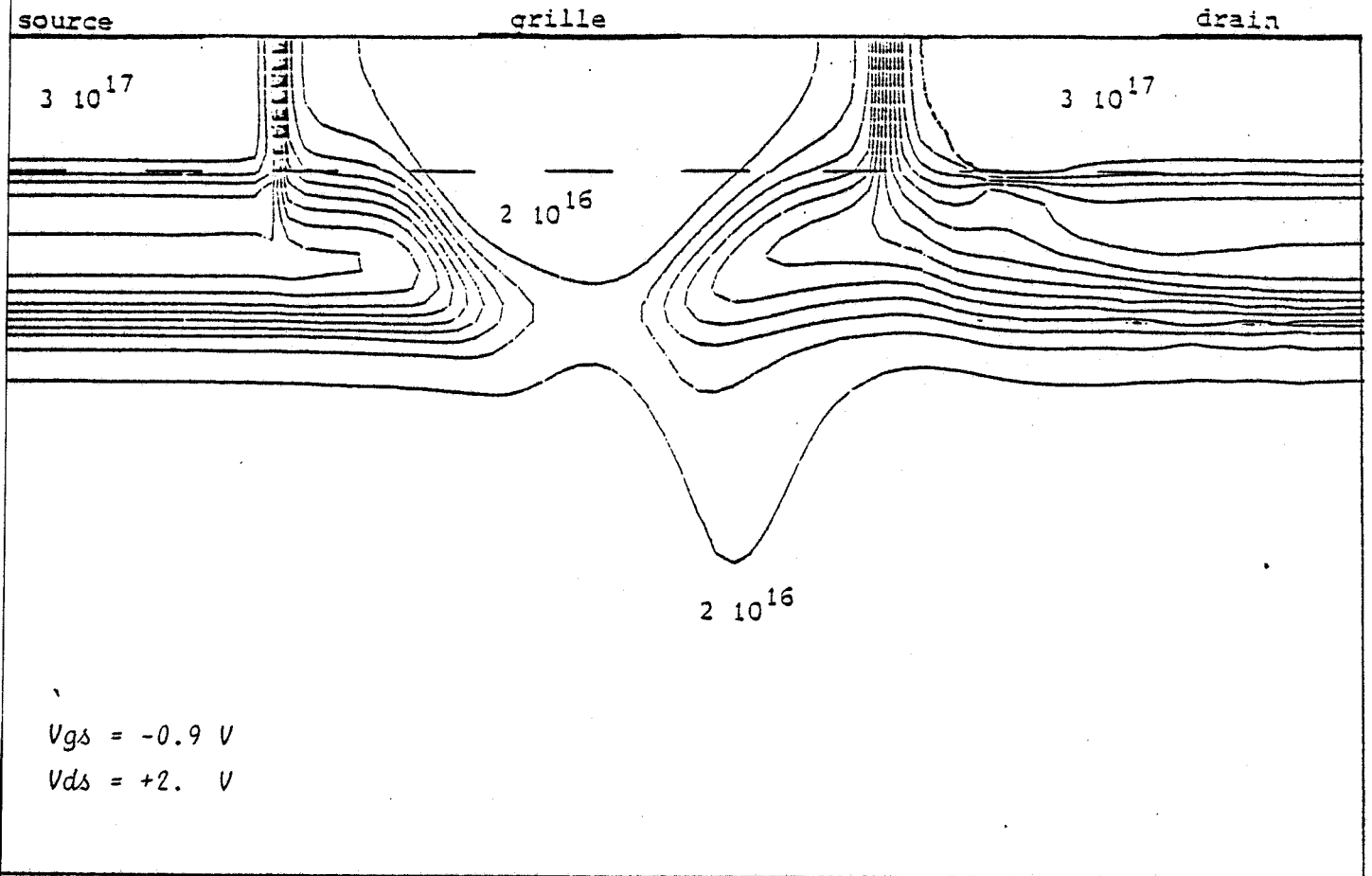


FIGURE III.33 : Evolution spatiale de la concentration des porteurs pour différentes conditions de polarisation.

polarisation, on peut de même constater que la zone d'injection se déplace vers la grille et que l'injection des porteurs augmente en valeur relative, au moins jusqu'à des tensions  $V_{gs}$  de l'ordre de 1,2 à 1,5 V.

Les valeurs de la capacité grille-drain présentées par les profils à canal enterré sont globalement plus faibles que celle caractéristique du profil uniforme. Ces différences peuvent être associées tout d'abord à l'existence d'une couche moins dopée sous la grille. D'autre part, les modifications du domaine peuvent aussi contribuer à diminuer la capacité  $C_{gd}$ . En effet, les différentes contributions à la capacité  $C_{gd}$  peuvent être représentées par le schéma suivant [15] :

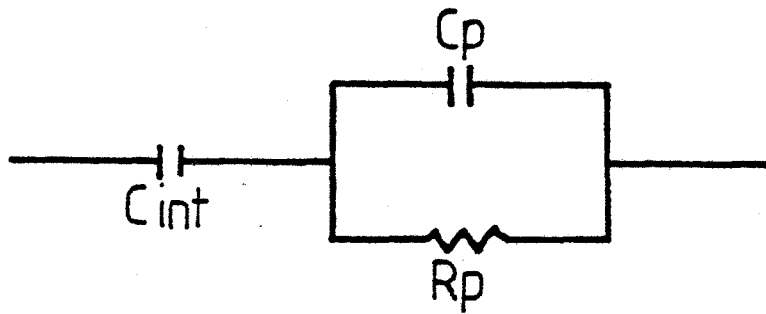


FIGURE (III.34)

où  $C_{int}$  est la capacité intrinsèque et est caractéristique de l'extension de la zone désertée sous l'influence des variations de tension  $\Delta V_{GD}$ .

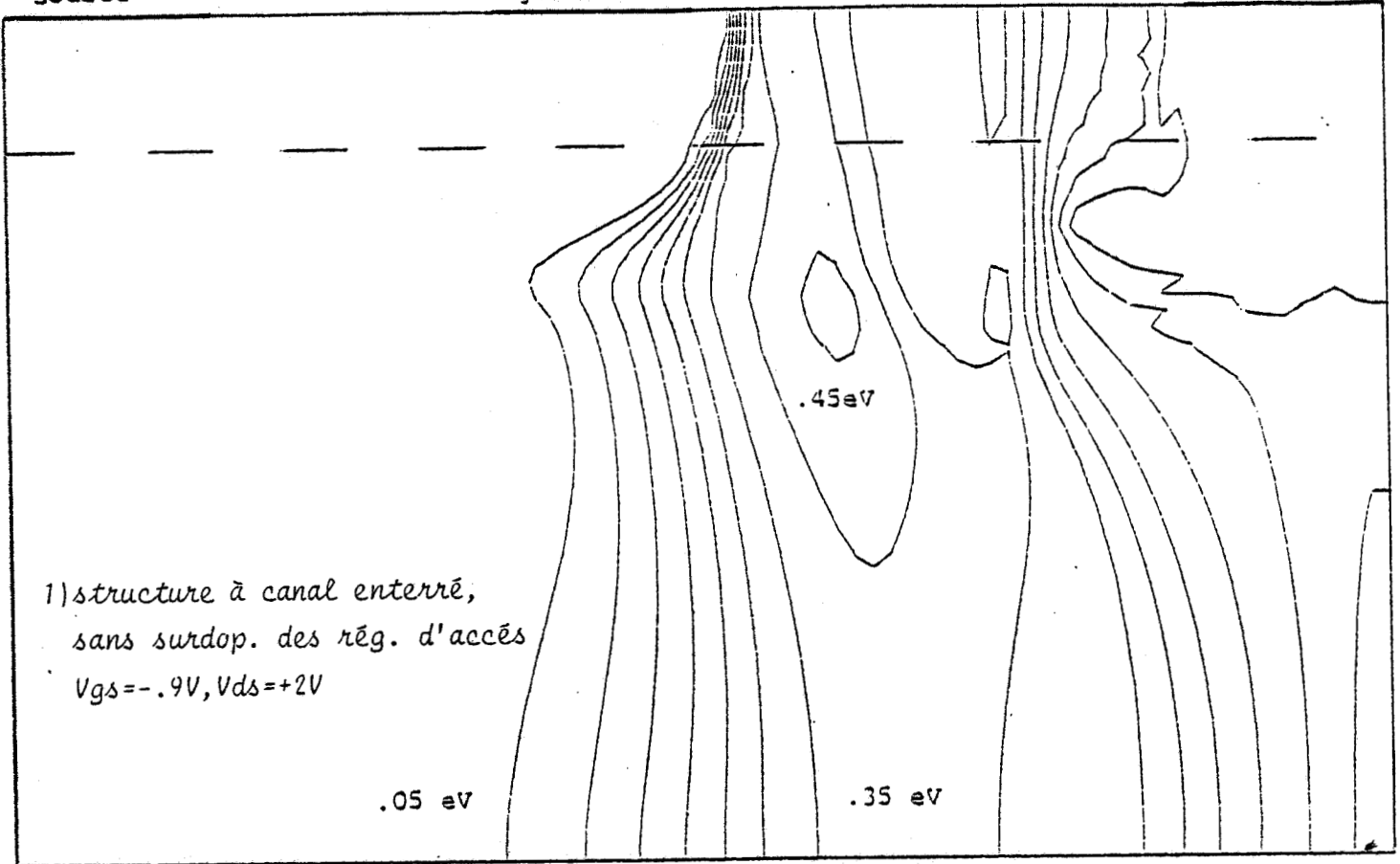
( $C_p$ ,  $R_p$ ) est le dipôle associé au domaine.

Pour appréhender ces influences, nous donnons sur la figure (III.35) les évolutions spatiales de l'énergie pour les trois structures considérées. Par comparaison à la structure à profil uniforme, on peut constater des modifications de la position du domaine par rapport à la grille qui nous permettent de conclure quant aux varia-

source

grille

drain



source

grille

drain

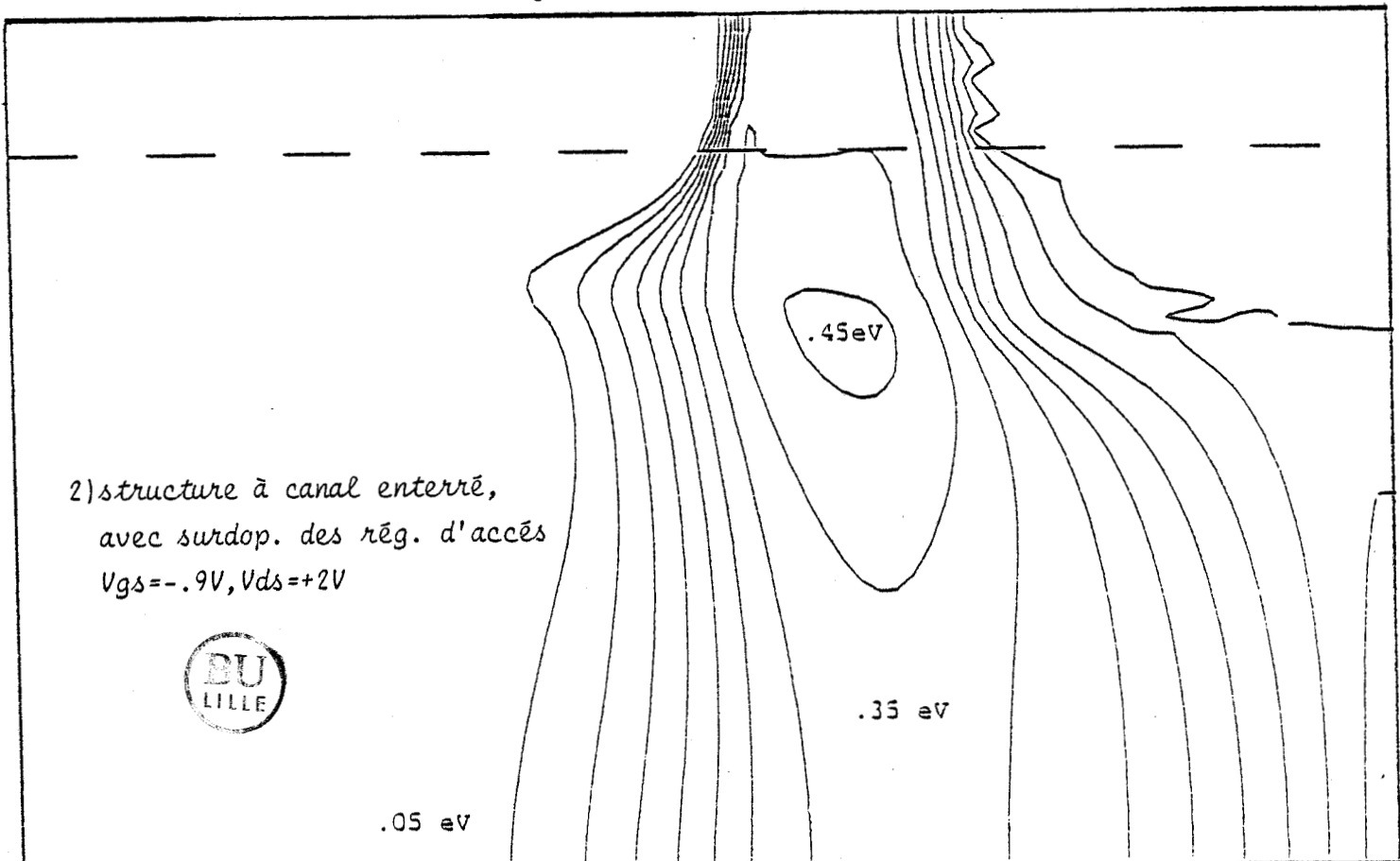


FIGURE III.35



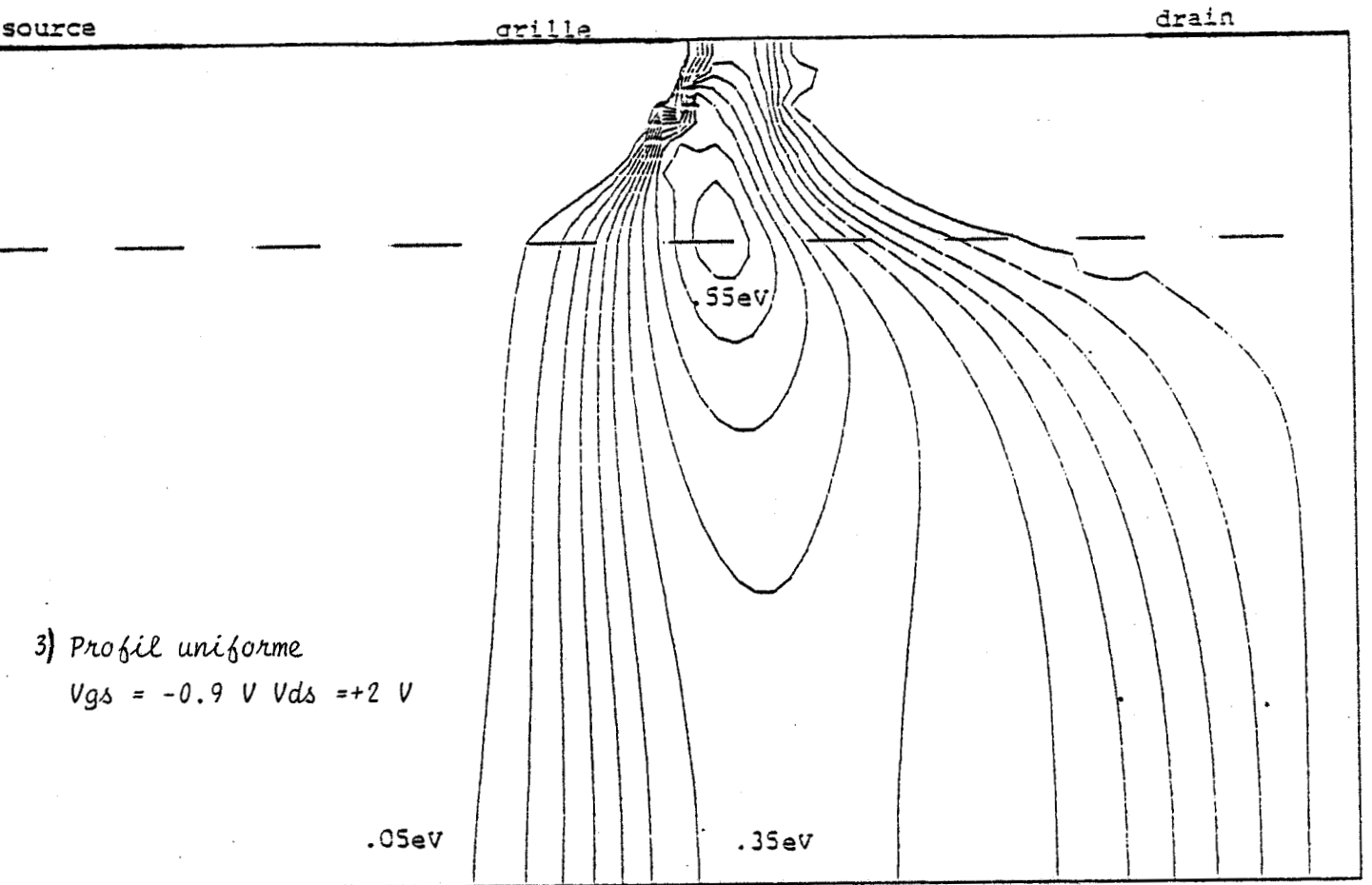


FIGURE III.35 : Répartition spatiale de l'énergie pour les trois profils considérés :

- 1) Profil à canal enterré, sans surdopage des régions d'accès
- 2) Profil à canal enterré, avec surdopage des régions d'accès
- 3) Profil uniforme

$$V_{gs} = -0.9 \text{ V} \quad V_{ds} = +2. \text{ V}$$



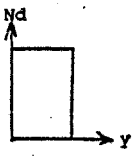

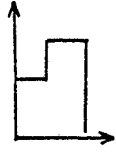
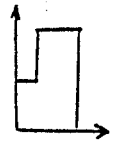
	Idss mA/mm	Gm mS/mm		Cgs pF/mm		Cgd fF/mm		Gd mS/mm		Fc GHz		Fc/√Gd 10 <sup>10</sup> (SI)		Cgd/Gd 10 <sup>-13</sup> (SI)	
		MP	FB	MP	FB	MP	FB	MP	FB	MP	FB	MP	FB	MP	FB
MP : Idss/2 FB : .15 Idss  Profil 1 	250	200	55	.41	.265	40	56	19	12	78	33	56.6	30	21	46.7
Profil 2 	296	162	64	.375	.265	25	46	19	11	68	39	49	37	13.2	42
Profil 3 	292	135	69	.34	.255	11	42	13	12.5	63	43	55.3	38.5	8.5	33.6
Profil 4  swrdop. rég. accès	335	170	76	.35	.26	12	47	14	14	77	47	65	39.8	8.6	33.6

TABLEAU III.5



tions de la capacité  $C_{int}$ . En effet, pour les structures à canal enterré, le domaine est situé dans une région plus proche du drain et ceci encore plus nettement pour la structure ne présentant pas de surdopage dans les régions d'accès. On considère pour cela les contours d'énergie  $\epsilon = 0,35$  eV, représentatifs des limites du domaine. Aussi, pour une variation de tension drain-grille, la variation relative de tension aux bornes de la zone désertée de grille est réduite pour ces structures ; il en résulte une diminution de la capacité équivalente  $C_{int}$ . Parallèlement, les tracés des courbes équi-énergies ne permettent pas de conclure nettement quant aux variations des dimensions transversales et longitudinales du domaine et de ce fait, aux variations de la capacité  $C_p$ . Ces variations ne semblent pas avoir une influence déterminante sur  $C_{gs}$ , qui dépend directement de  $C_{int}$ .

En conclusion, ces différents éléments (valeur du dopage en dessous de la grille, positions différentes du domaine) militent tous en faveur de faibles valeurs de  $C_{int}$  et donc de  $C_{gd}$  pour les profils à canal enterré.

### II.3.c) Performances

En se basant sur les critères définis dans le paragraphe (I), nous pouvons dégager, à partir des tableaux [III.5 - III.6] les éléments d'optimisation suivants.

#### II.3.c.1) Amplification faible bruit

Le profil à canal enterré présente un avantage net pour le fonctionnement en amplification faible bruit en gamme millimétrique. Il possède en effet la fréquence de coupure la plus élevée, qui jointe à la valeur du rapport  $F_c/\sqrt{C_d}$  lui permet d'obtenir les valeurs de gain les plus élevées. De même, compte tenu du fait que le rapport  $C_{gd}/C_d$  est le plus intéressant, le facteur de bruit sera minimum pour ce

Profil 1

Profil 2

Profil 3

Profil 4

MP ..... FB

MP ..... FB

MP ..... FB

MP ..... FB

G(dB)	22	17.8	21.6	18.8	22.6	19	24	19.3	F=20GHz
NF(dB)		1.25		1.15		1.18		1.05	
G(dB)	16.1	11.7	15.6	12.8	16.6	13	18	13.3	F=40GHz
NF(dB)		2.9		2.48		2.40		2.20	
G(dB)	12.6	8.2	12.06	9.25	13	9.5	14.5	9.8	F=60GHz
NF(dB)		4.7		3.95		3.75		3.5	

$Z = 75 \text{ } \mu\text{m}$        $L_g = 0.3 \text{ } \mu\text{m}$        $N_d = 2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$        $R_s + R_g = 4.6 \text{ } \Omega$

MP  $\rightarrow I_{dss}/2$

FB  $\rightarrow .15 I_{dss}$



TABLEAU III-6

profil. Il faut noter aussi l'intérêt du surdopage qui permet d'améliorer notablement la fréquence de coupure tout en conservant un rapport  $C_{gd}/G_d$  intéressant. Signalons également que le profil implanté présente lui aussi des performances intéressantes, supérieures à celles du profil uniforme. A titre indicatif, nous avons évalué à l'aide de la formulation analytique de bruit, le facteur de bruit dans la gamme 20-60GHz. En valeur relative, on peut noter, pour une fréquence de 60 GHz, une différence de l'ordre de 0,7 dB entre le profil uniforme et le profil implanté, et de l'ordre de 1 dB en ce qui concerne le profil à canal enterré.

### II.3.c.2) Régime moyenne puissance

Nous avons vu auparavant l'intérêt que pouvait présenter les structures à faible dopage en tête pour le régime de moyenne puissance. Outre l'amélioration de la linéarité de la caractéristique de transfert, on peut constater que ce type de profil, et en particulier le profil à canal enterré, permet d'obtenir des valeurs de gain intéressantes, supérieures même à celles du profil uniforme.

A partir du tableau [III.5], on remarque en effet, que si la fréquence de coupure reste plus faible pour ce type de profil, le rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$  est sensiblement du même ordre par rapport au profil uniforme. (d'autre part, le rapport  $C_{gd}/g_d$ , qui intervient au deuxième ordre, est plus faible).

La faible valeur de capacité  $C_{gd}$  lui assure par ailleurs une meilleure stabilité.

On retrouve aussi l'intérêt du surdopage des régions d'accès: on obtient une amélioration du rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$ , tout en gardant un rapport  $C_{gd}/G_d$  constant.

### II.3.c.3) Conclusion

Nous venons de voir les possibilités offertes par les structures à faible dopage en tête. Nous avons vu en particulier leur très net intérêt pour le fonctionnement en amplification faible bruit.

Par contre, il est possible que les profils étudiés ne soient pas optimaux. Une étude systématique serait nécessaire pour déterminer :

- les épaisseurs optimales des deux zones de dopage différent ;
- les niveaux des dopages dans ces zones.

Enfin, nous avons vu que le surdopage des régions d'accès améliorerait notablement les performances. A ce propos, il est intéressant de noter que ce résultat, à savoir l'augmentation de la vitesse moyenne des porteurs, a été retrouvé expérimentalement [16].

D'autre part, il est évident qu'il existe une valeur optimale de la distance de ces zones de surdopage par rapport à la grille.

Le modèle que nous avons développé permettrait sans aucun problème de réaliser l'étude systématique nécessaire à cette optimisation, étude qui sortait largement du cadre de ce travail.

Nous allons maintenant examiner l'influence des phénomènes de surface sur les performances hyperfréquences du transistor.

### III - INFLUENCE DE LA SURFACE

#### III.1. ORIGINE PHYSIQUE

La surface du semiconducteur possède des propriétés électroniques différentes de celles du volume. Il y existe pour les porteurs de charge des niveaux énergétiques permis qui sont appelés états de surface. Leur origine peut être attribuée à deux causes :

- la rupture de liaisons à la surface conduit à l'existence d'états localisés dans la bande interdite. Ces états sont appelés états intrinsèques.

- l'interaction de cette surface avec le milieu ambiant se caractérise par des phénomènes d'adsorption des atomes extérieurs sur les atomes du GaAs. Ces états extrinsèques sont aussi associés à des niveaux d'énergie dans la bande interdite.

Des travaux effectués sur les composés III-V et en particulier sur l'Arséniure de Gallium [17] montrent que la surface du GaAs parfaitement clivée ne présente pas d'états intrinsèques dans la bande interdite. Les niveaux d'énergie permis aux porteurs sont essentiellement des niveaux extrinsèques.



W.E. SPICER et al [18, 19] ont montré que, quels que soient les atomes amenés à la surface de l'Arséniure de Gallium ( $O_2$ , Cs, Al, In, Ga), il existe un pic de densité d'états à 0,75 eV en-dessous de la bande de conduction et un pic secondaire situé à 0,5 eV au-dessus de la bande de valence. Ces pics de densité d'états sont attribués à des défauts créés par la perturbation de la surface.

L'origine exacte de ces défauts est mal connue, mais certains auteurs [20, 21] les associent à la formation d'une couche d'oxyde instable en surface.

Les densités d'états dus à ces défauts amènent alors un blocage du niveau de Fermi à environ 0,7 eV de la bande de conduction [18].

### Influence sur les performances du transistor

Les défauts de surface peuvent altérer de manière non négligeable le fonctionnement du transistor. Ils peuvent en outre être à l'origine :

- du courant de fuite de grille [22] ;
- du retard à la commutation (Lagging) ;
- du bruit basse fréquence [22] ;
- de l'effet de coude (Bumping) [23] ;
- de la dérive du courant drain au cours du temps [24] [25].

Pour atténuer ces phénomènes parasites on place généralement entre la surface du semiconducteur et l'air une couche de protection. Cette couche de passivation est constituée soit de silice ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiO}$ ), de polymide ou de nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). Dans ce domaine, certains auteurs [25, 26, 27] ont montré qu'une passivation réalisée avec  $\text{Si}_3\text{N}_4$  réduisait sensiblement ces phénomènes parasites, et ce, en limitant la formation de l'oxyde natif. Ce résultat fut par ailleurs retrouvé par d'autres auteurs [28], qui en évaluant la densité d'états de surface sur des structures MOS-MIS, ont obtenu les valeurs les plus faibles avec  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

L'objectif actuel des technologies est de réaliser une passivation de la surface qui éviterait la formation de l'oxyde natif (responsable de la conduction en surface [29]) et empêcherait toute perturbation de l'état de la surface.



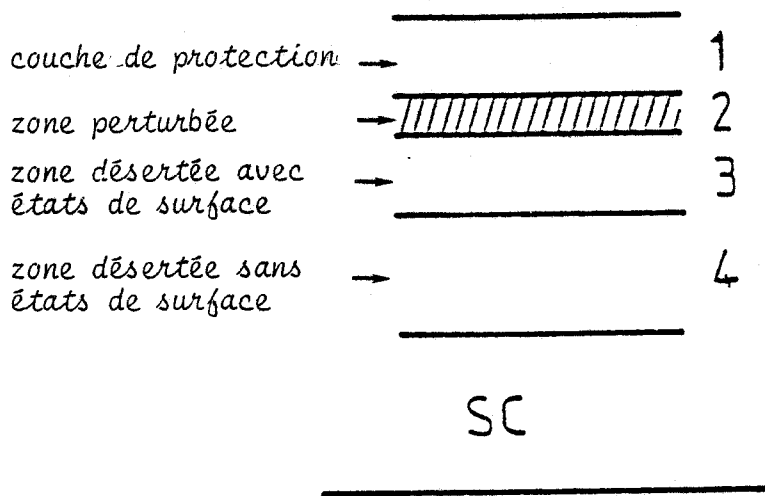
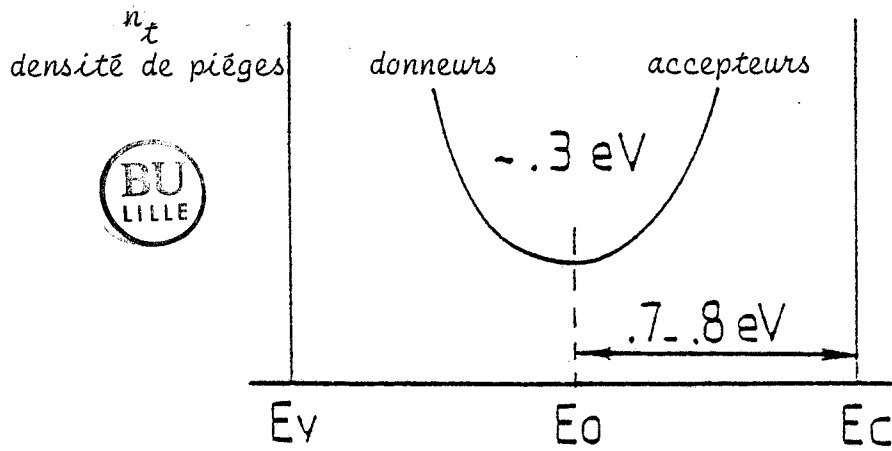


FIGURE III.36 : Représentation de la surface libre de l'Arseniure de Gallium.

FIGURE III.37 : Répartition typique des niveaux pièges.



### III.2. COMPORTEMENT ELECTRIQUE

L'existence de ces états de surface amène des modifications quant à la position du niveau de Fermi en surface et y induit une modification de l'état de charge. Nous ne parlerons pas ici des phénomènes de conduction de surface, et nous ne considérons l'influence de ces états que dans les régions d'accès du composant.

#### III.2.a) Nature de la charge

On peut représenter schématiquement la surface libre de l'Arséniure de Gallium telle qu'elle est réalisée habituellement par une succession de plusieurs couches (figure (III.36)).

- la couche 2 est essentiellement une couche d'oxyde instable. Celle-ci s'étend sur une dizaine d'Angstroms.

- la couche 3 est une zone perturbée à forte densité d'états de surface. Il en résulte une densité importante de niveaux pièges, ceux-ci étant responsables du blocage du niveau de Fermi près du milieu de la bande interdite.

la charge superficielle ainsi créée doit répondre au principe de neutralité électrique. On a alors :

$$(III-17) \quad \sigma_s + \int_0^L \rho(y) dy = 0$$

où ( $\sigma_s$ ,  $\rho$ ) sont les densités superficielle et volumique de charges. Suivant le signe de  $\sigma$ , il apparaîtra sur une épaisseur  $L$  du matériau une zone d'appauvrissement ou d'enrichissement (couche 4).

III.2.b) Prise en compte de l'effet de surface

Pour préciser la nature et donc le signe de la charge superficielle, il est nécessaire de disposer du diagramme d'énergie.

Nous donnons sur la figure (III.37) la répartition typique des niveaux pièges dans la zone perturbée en fonction de leur position dans la bande interdite. En supposant que les niveaux pièges soient uniformément distribués en énergie sur quelques  $kT$  et dans l'espace sur  $\Delta$ , on peut exprimer la densité superficielle de ces pièges par :

$$(III-18) \quad \sigma_s = -q n_t (E_0 - E_{FS})$$

où  $n_t$  est la densité de pièges par unité de surface

$E_{FS}$  est le niveau de Fermi en surface

$E_0$  représente le niveau d'énergie pour lequel la charge équivalente dans la zone perturbée est nulle, les pièges accepteurs et donneurs se compensant. A l'équilibre, on a la répartition en énergie suivante : (figure (III.38)).

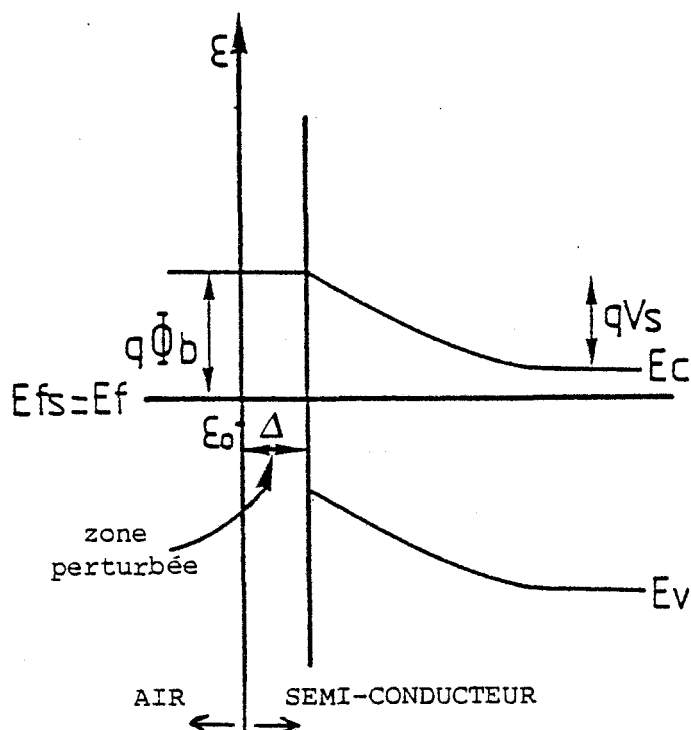


FIGURE III.38

Le niveau  $E_{FS}$  étant différent de  $E_0$ , des électrons sont capturés par les pièges accepteurs profonds. Il en résulte une courbure de bande entre la surface et le semiconducteur en volume. On peut représenter ces phénomènes en disant qu'il y a une différence de potentiel ou potentiel de surface et l'exprimer par :

$$(III-19) \quad \varphi_s = \Phi_B - \delta\varphi$$

( $\delta\varphi$  est le potentiel du semiconducteur neutre)

$$(III-20) \quad q\varphi_s = -\frac{\sigma_s}{q n_i} + E_c - E_0 - q\delta\varphi$$

Ce potentiel de surface, qui est lié à la densité d'états existants, est de l'ordre de 0,6 V.

Ainsi, dans l'Arséniure de Gallium, de type N, il existe une densité de charge superficielle  $\sigma$  négative associée à un potentiel de surface. En conséquence, la zone de charge d'espace du volume résultante sera une zone d'appauvrissement. En assimilant le comportement de la surface à celui d'une jonction [PN] abrupte [30], on peut exprimer le champ électrique en surface (figure (III.39)).

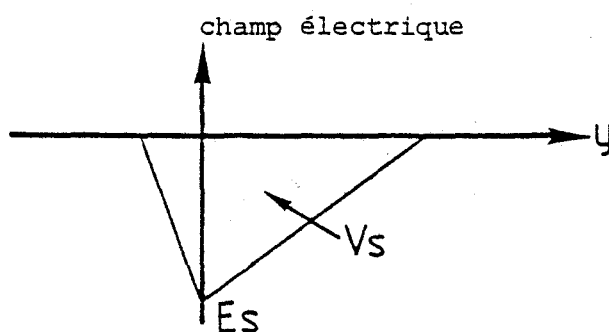
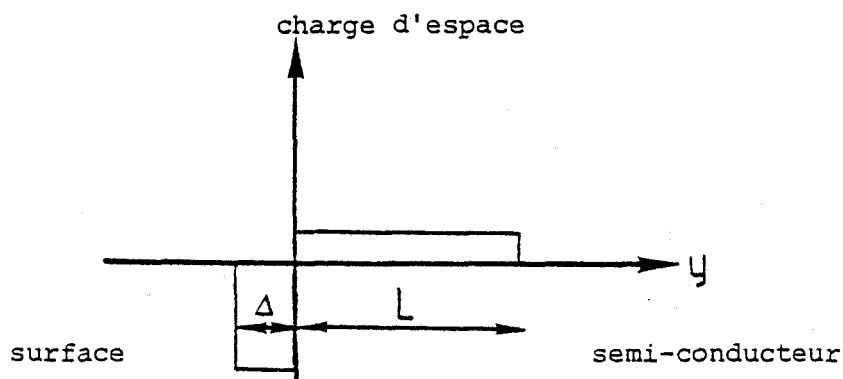
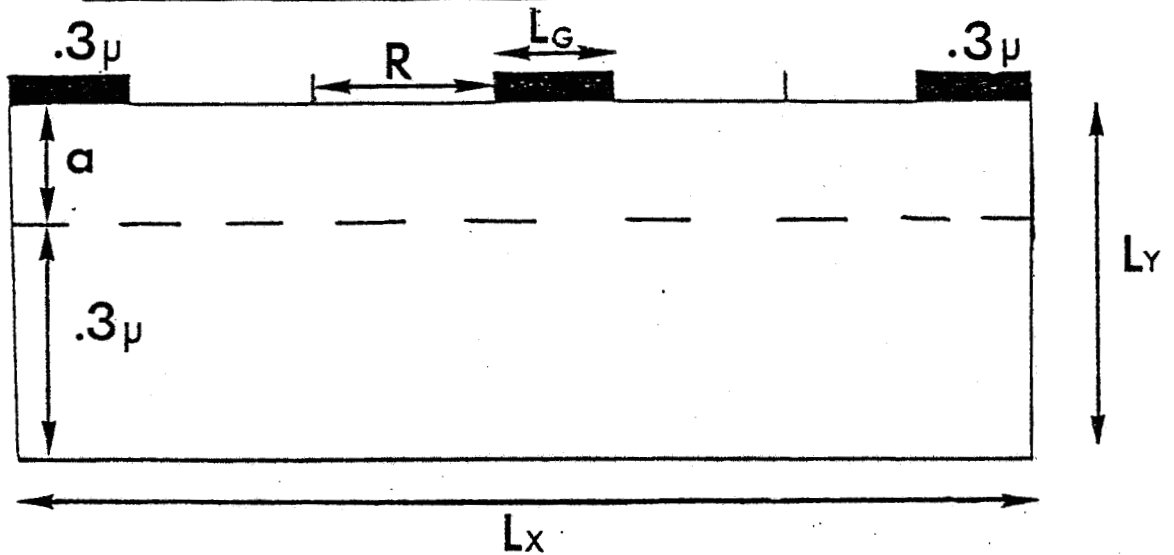


FIGURE III.39

GEOMETRIE DES COMPOSANTS ANALYSES.



CARACTERISTIQUES:

EPAISSEUR DE LA ZONE ACTIVE  $a=0,1\mu$

CONCENTRATION EN IMPURETES  $N_d=2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$

DIMENSIONS GEOMETRIQUES  $L_x=2,5\mu$  ,  $L_y=0,4\mu$  ,  $L_z=500\mu$  ,

$L_g=0,3\mu$

DIMENSION DE LA MAILLE  $\Delta y=0,009\mu$   $\Delta x=0,026\mu$

COUCHE TAMPON IDEALE



FIGURE III.40

Le champ électrique en surface est donné par les relations

$$(III-21) \quad |E_s| = \sqrt{\frac{2q N_D \Psi_s}{\epsilon}} \quad \Delta \ll L$$

$$(III-22) \quad |E_s| = \frac{\sigma_s}{\epsilon}$$

### III.3. INTRODUCTION DANS LE MODELE

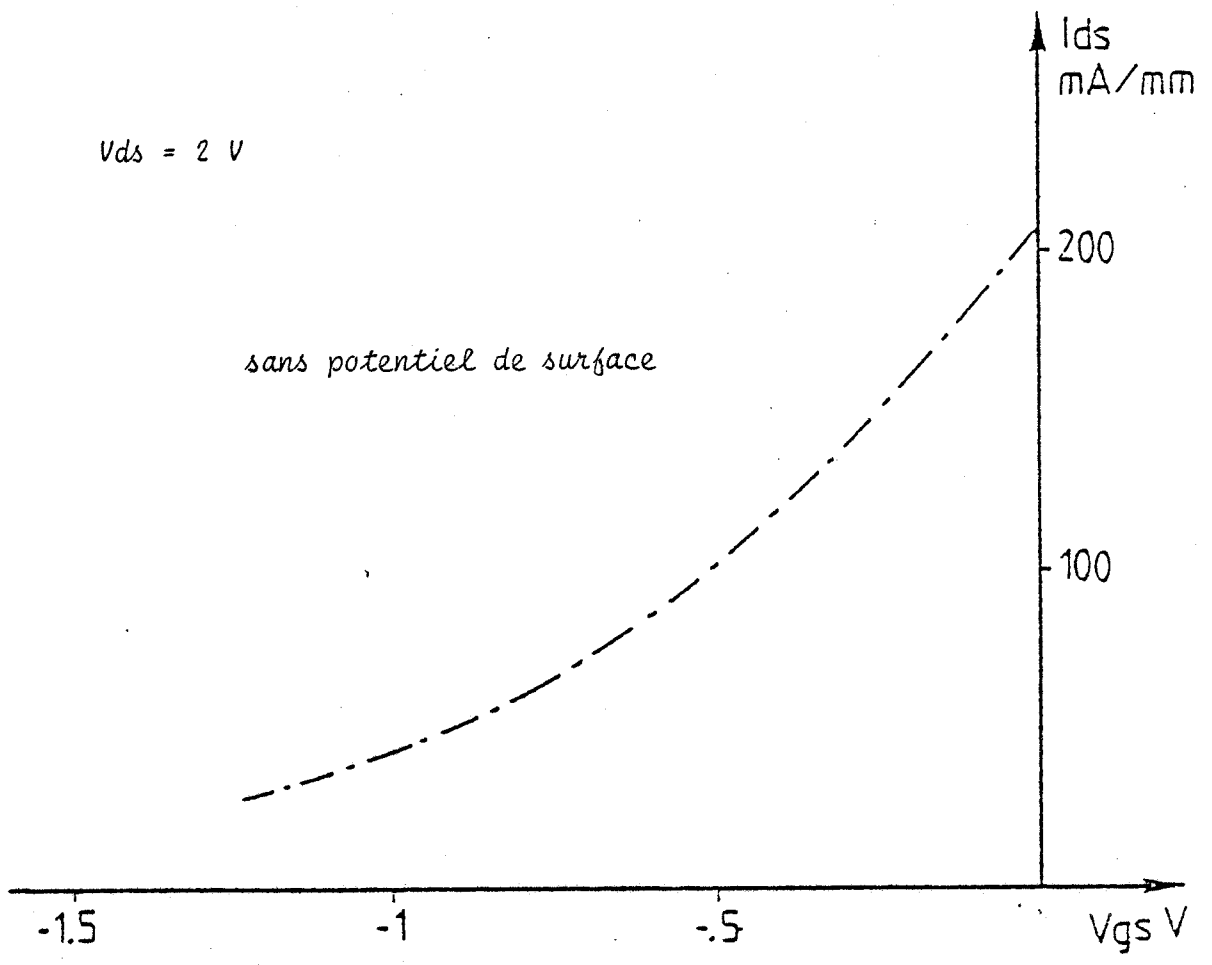
Compte tenu des remarques précédentes l'introduction de l'effet de surface a été faite de la manière suivante :

La structure considérée est présentée sur la figure (III.40). Ses caractéristiques sont :

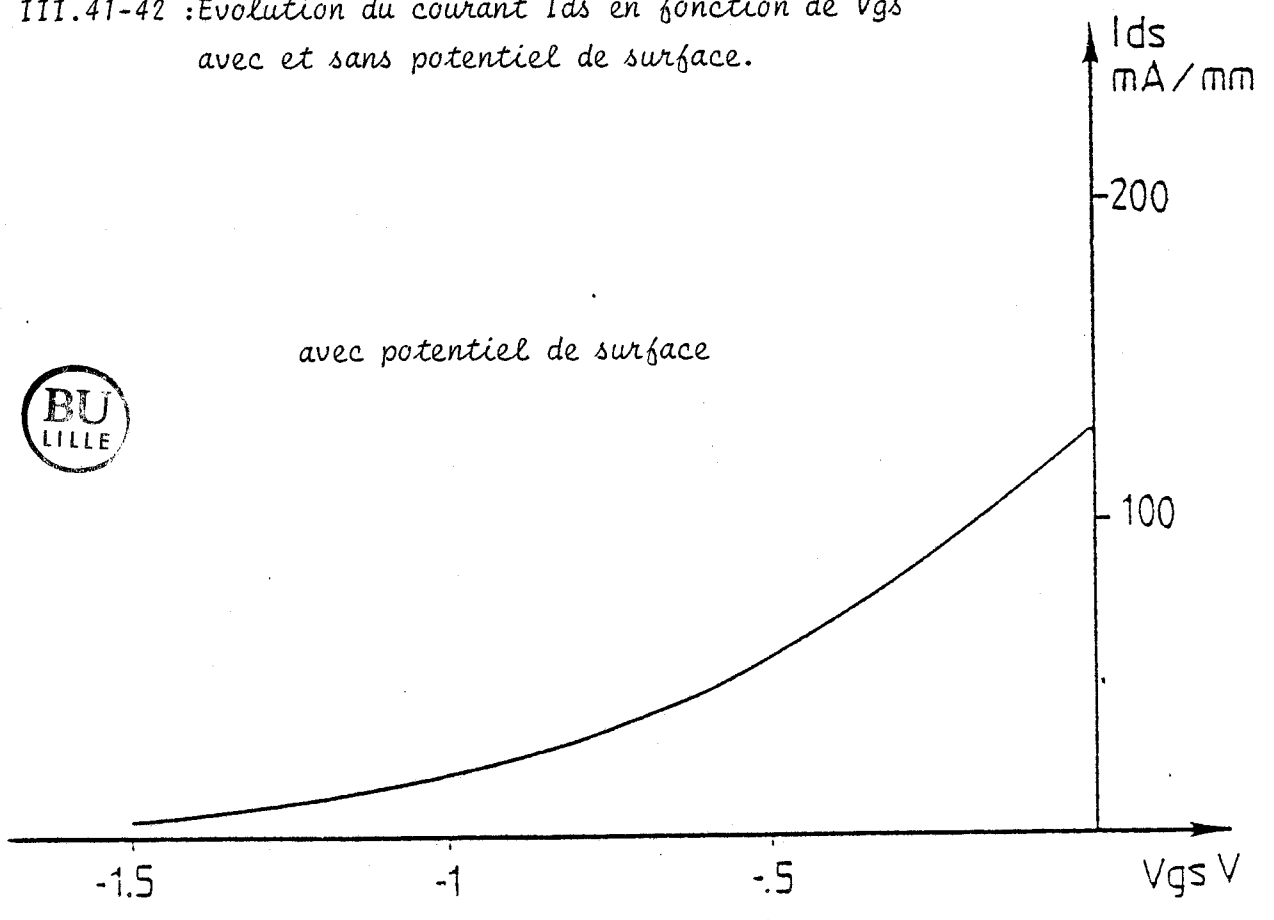
- épaisseur de la zone active  $a = 0,1 \mu$
- concentration en impuretés  $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- dimensions géométriques  $L_x = 2,5 \mu$ ,  $L_y = 0,4 \mu$ ,  $L_z = 500 \mu$   
 $L_g = 0,3 \mu$
- dimension des mailles  $\Delta y = 90 \text{ \AA}$   
 $\Delta x = 260 \text{ \AA}$
- la couche tampon est supposée idéale.
- mobilité dans la couche active :  $\mu = 4000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$   
 $\mu = 5000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{sec}$

On considère que les effets de surface n'interviennent que sur une partie de l'espace source grille et grille drain. Dans cette zone, à la condition de NEUMANN sur les potentiels est substitué le fait d'imposer une valeur définie du champ électrique en surface. La valeur numérique de ce champ est fonction du dopage et est choisie afin de retrouver la valeur connue du potentiel de surface  $\Psi_s$  dans une zone où la composante longitudinale du champ électrique est négligeable.

$$(III-23) \quad \Psi_s = \int E(y) dy \quad 0.5 \leq \Psi_s \leq 0.6V$$



FIGURES III.41-42 : Evolution du courant  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{gs}$  avec et sans potentiel de surface.



Les conditions aux limites s'expriment alors par :

$$(III-24) \quad \frac{\delta\varphi}{\delta y} = E_s$$

Sur toute la zone où le potentiel de surface influe, la concentration de porteurs est laissée flottante et nous admettons que l'énergie reste nulle, ce qui ne semble pas être une approximation trop importante si l'on tient compte de la désertion des électrons dans ces zones. Le contact Schottky est caractérisé par une barrière de potentiel de 0,8 V.

#### III.4. INFLUENCE DU POTENTIEL DE SURFACE SUR LES STRUCTURES PLANAIRES

Nous nous sommes principalement intéressés à l'étude en régime saturé. A partir de la caractéristique  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds} = 2V)$ , et des paramètres du schéma équivalent déduits, nous procédons à une étude comparative entre la structure planaire où l'on prend en compte le potentiel de surface et celle où l'on ne tient pas compte de cet effet.

##### III.4.a) La caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds} = 2V)$

L'évolution du courant de drain en fonction de la tension grille source  $V_{gs}$  avec et sans prise en compte du potentiel de surface est donnée sur les figures (III.41 - III.42). Celles-ci mettent en évidence le principal effet du potentiel de surface, à savoir une réduction importante du courant de drain. Cette réduction, de l'ordre de 60 % à canal ouvert ( $V_{gs} = 0V$ ) est directement liée à l'extension de la zone de charge d'espace dans les zones d'accès du composant. La figure (III.43), qui représente l'évolution de la concentration des porteurs dans les deux cas précités montre que cette zone désertée s'étend sur une épaisseur de l'ordre de 700 Å, contribuant ainsi à





augmenter les résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$ . Il faut noter que la réduction du courant à canal ouvert est principalement due à l'augmentation de la résistance de source  $R_s$ .

Pour des tensions  $V_{gs}$  plus élevées, la réduction relative est encore plus importante. Cet effet est dû à la diminution importante de l'injection des porteurs dans la couche tampon, quand on prend en compte l'effet de surface (figure III.43). D'autre part, il peut résulter une diminution de la vitesse moyenne des porteurs, ceux-ci s'échauffant dans la région d'accès entre source et grille.

La figure (III.44) permet d'estimer qualitativement ces effets. Nous avons représenté l'évolution du courant drain source que l'on pourrait obtenir en corrigeant la contribution de la résistance de source  $R_s$ . (cette correction étant valable en première approximation) et nous la comparons aux deux évolutions précédentes. Outre l'augmentation de la résistance de source  $R_s$ , il est intéressant de constater que l'effet de surface réduit fortement la conduction de substrat, et ceci d'autant plus que l'on progresse vers le pincement (variation relative de l'ordre de 50 %).

#### III.4.b) Les paramètres du schéma équivalent

Les évolutions des principaux paramètres, à savoir la transconductance  $G_m$ , la conductance de sortie  $G_d$ , la capacité grille source  $C_{gs}$ , et la capacité grille drain  $C_{gd}$  sont représentées sur les figures (III.45 - III.46).

##### La transconductance - La capacité grille source

La réduction de la transconductance due au potentiel de surface peut être associée à deux effets :

Tout d'abord, il faut rappeler que nous déterminons par le calcul, la transconductance extrinsèque reliée à la transconductance intrinsèque par la relation :

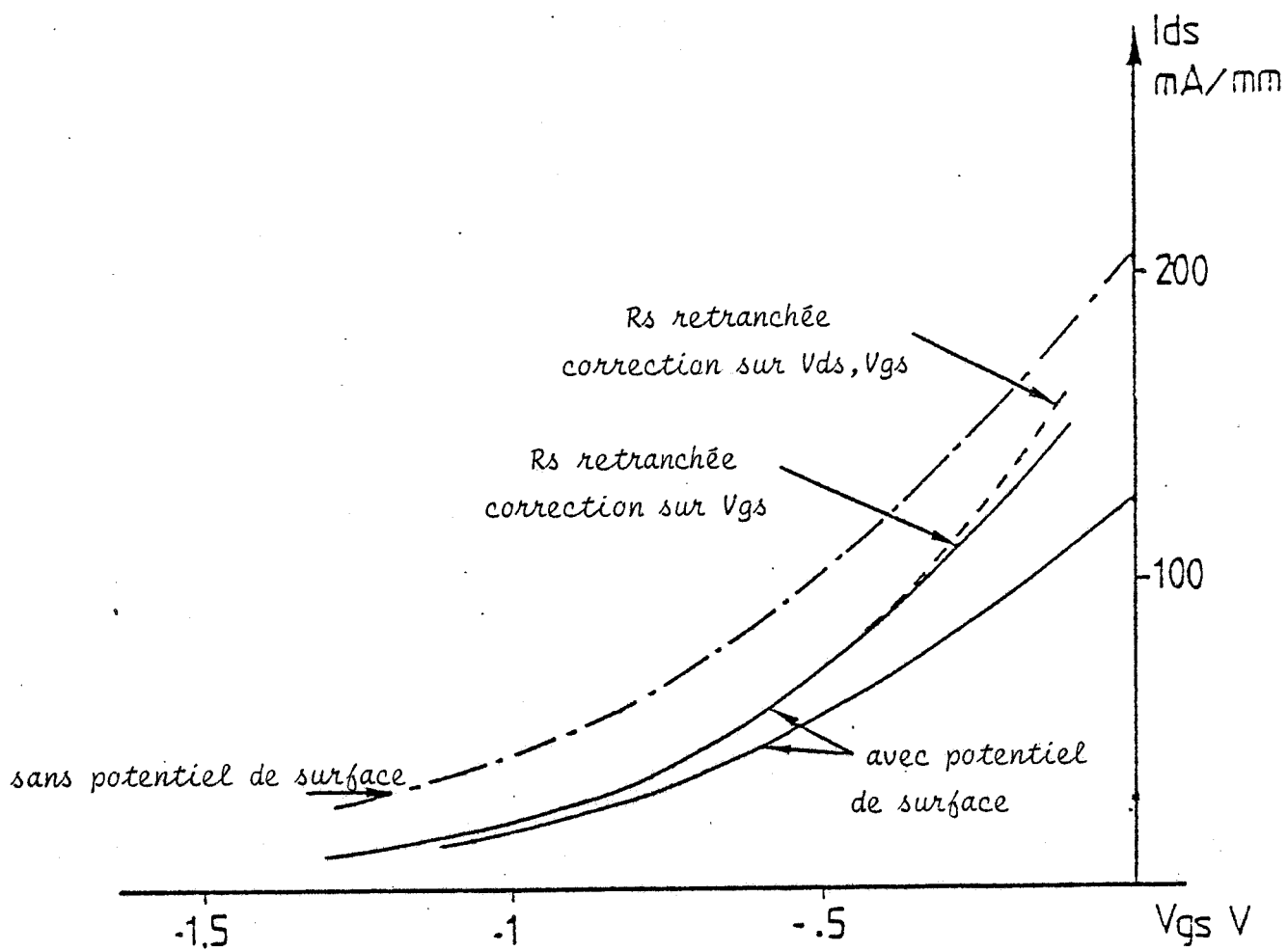


FIGURE III.44 : Influence de la résistance de source  $R_s$  sur le courant  $I_{ds}$ .



$$(III-25) \quad G_{m_{ext}} = \frac{G_{m_{int}}}{1 + G_{m_{int}} R_s}$$

où  $G_{m_{int}}$  est la transconductance intrinsèque et  $R_s$  la résistance d'accès de source.

La réduction de la transconductance extrinsèque  $G_{m_{ext}}$  s'explique en premier lieu par une augmentation de la résistance de source  $R_s$ .

D'autre part, et ceci constitue le deuxième effet, la transconductance intrinsèque diminue en présence du potentiel de surface. En effet, comme nous avons déjà pu le définir, la transconductance représente le contrôle des porteurs de charge par le potentiel de grille. Compte tenu de l'extension de la zone désertée de part et d'autre de la grille, pour une même variation de tension  $V_{gs}$ , la variation de charge correspondante est plus faible, ce qui contribue à diminuer la transconductance. On retrouve d'ailleurs les mêmes effets dans l'évolution de la capacité grille source.

#### La conductance de sortie - La capacité grille drain

Ces deux paramètres diminuent notablement quand on prend en compte l'influence d'un potentiel de surface (Ces effets n'ont, à notre connaissance, pas été annoncés dans la littérature). Pour appréhender les causes de ces variations, nous présentons sur les figures (III.47 - III.48) les évolutions spatiales de la distribution du potentiel et de la répartition de l'énergie dans l'ensemble de la structure pour des conditions identiques à celles décrites précédemment. En effet, ces paramètres sont étroitement liés à la présence du domaine de haut-champ électrique, c'est à dire à ses dimensions et à sa position par rapport à la grille. On peut représenter l'ensemble de ces contributions par le schéma suivant (§ III.3.b).

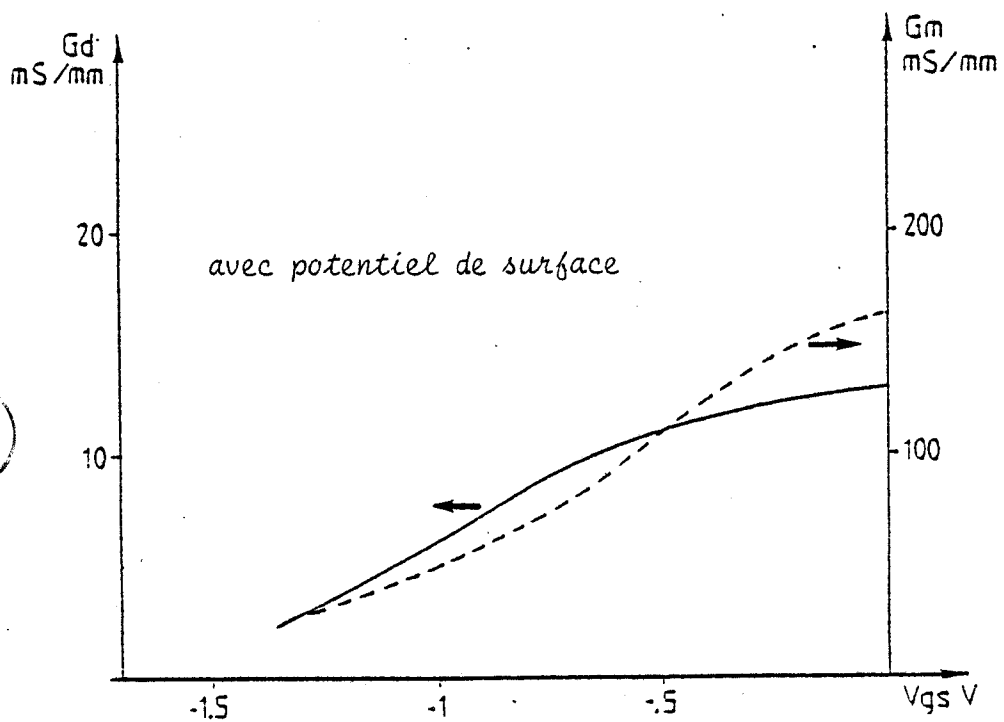
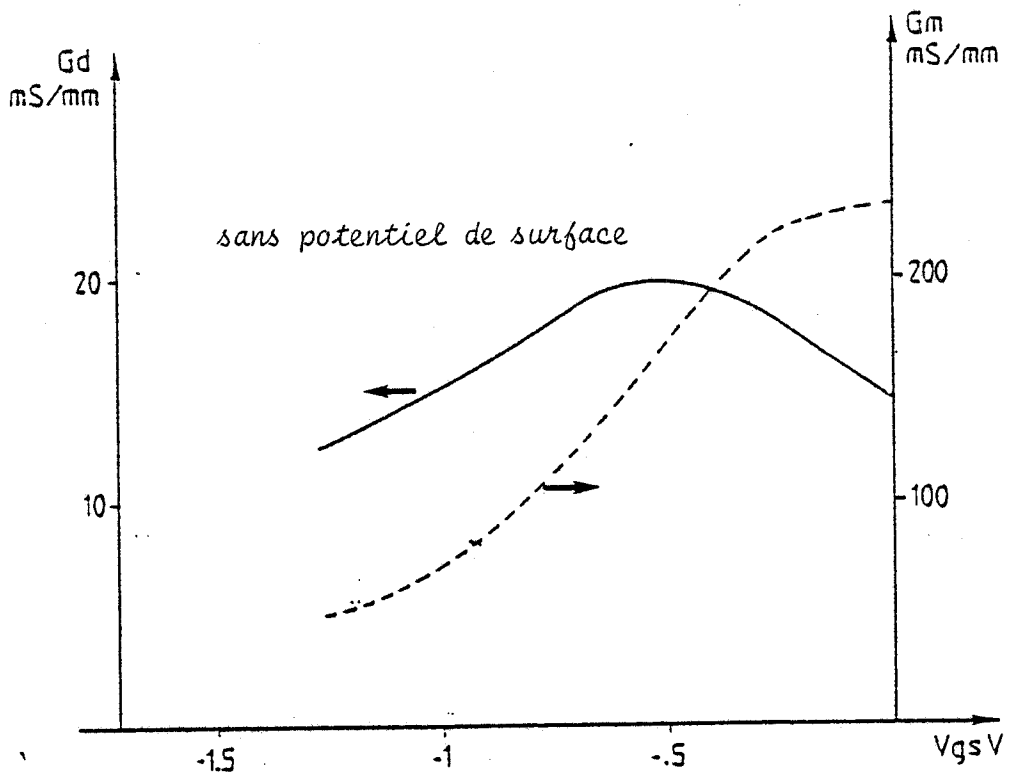


FIGURE III.45 : Evolutions de la transconductance  $G_m$  et de la conductance de sortie  $G_d$  en fonction de  $V_{gs}$ .

*Influence du potentiel de surface.*

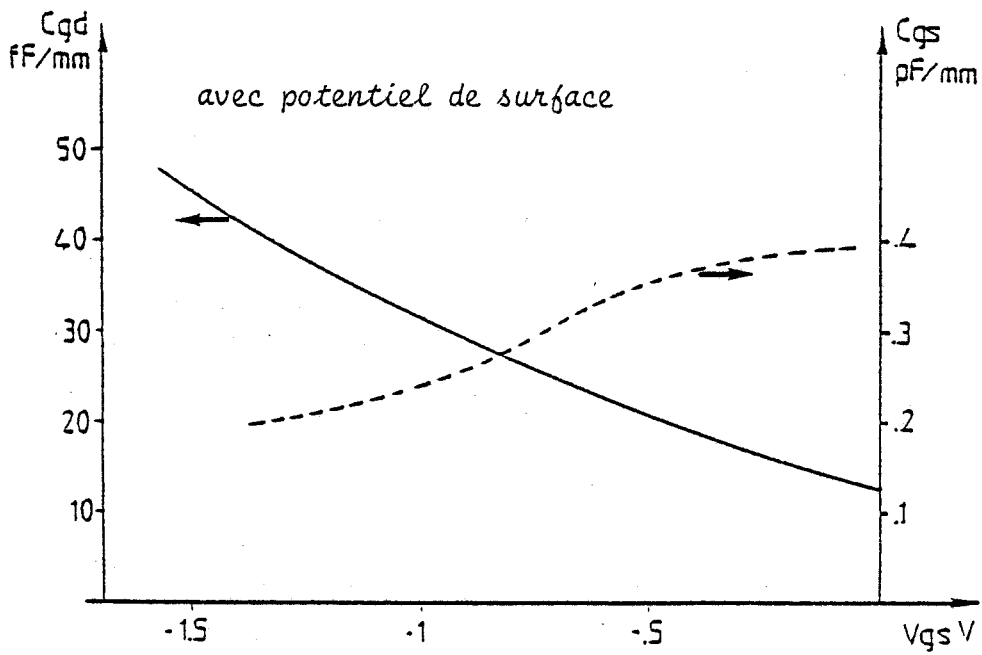
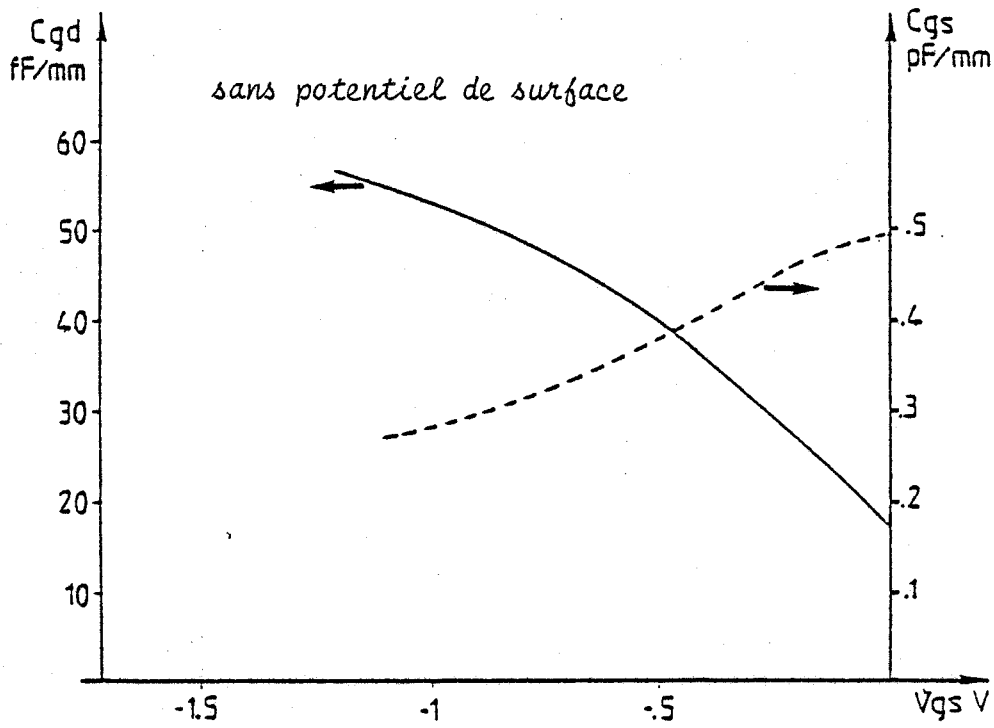
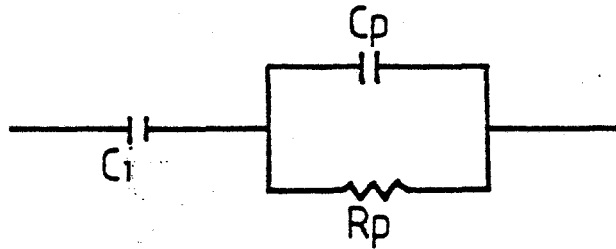


FIGURE III.46 : Evolutions des capacités Grille-Source  $C_{gs}$  et Grille-Drain  $C_{gd}$  en fonction de  $V_{gs}$ .  
Influence du potentiel de surface.









où  $C_1$  est la capacité grille drain "intrinsèque",  $C_1 = \Delta Q / \Delta V_{gd}$ , et ( $C_p$ ,  $R_p$ ) représente le dipole associé au domaine.

Nous pouvons constater que l'existence de l'effet de surface modifie fondamentalement la distribution du potentiel entre grille et drain, conduisant à la localisation du domaine vers le drain. Aussi, comme ce domaine supporte la quasi totalité de la tension drain source, pour toute variation de celle-ci, la variation correspondante de tension aux bornes de la zone "désertée" de grille côté drain est réduite, contribuant ainsi à diminuer la capacité "intrinsèque"  $C_1$ .

D'autre part, la nature du domaine, c'est à dire ses dimensions, contribue à affecter les paramètres de sortie.

La figure (III.49), qui représente les évolutions des composantes transversale et longitudinale du champ électrique pour les deux cas d'étude, montre l'évolution de la position du domaine.

On observe, en présence d'un potentiel de surface, une modification des dimensions du domaine qui se traduit par :

1) Un très faible rétrécissement du domaine qui contribue à augmenter légèrement la capacité  $C_p$  et à diminuer la résistance  $R_p$ .

2) Une diminution notable de l'extension transversale du domaine qui contribue à diminuer la capacité  $C_p$  et à augmenter la résistance  $R_p$ .

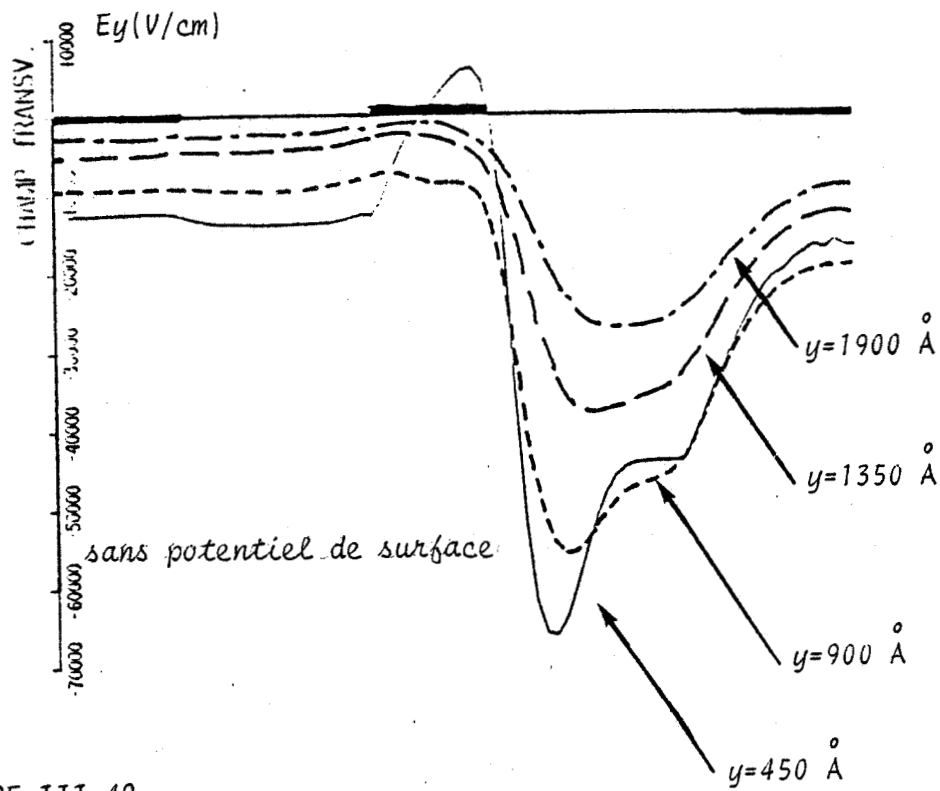
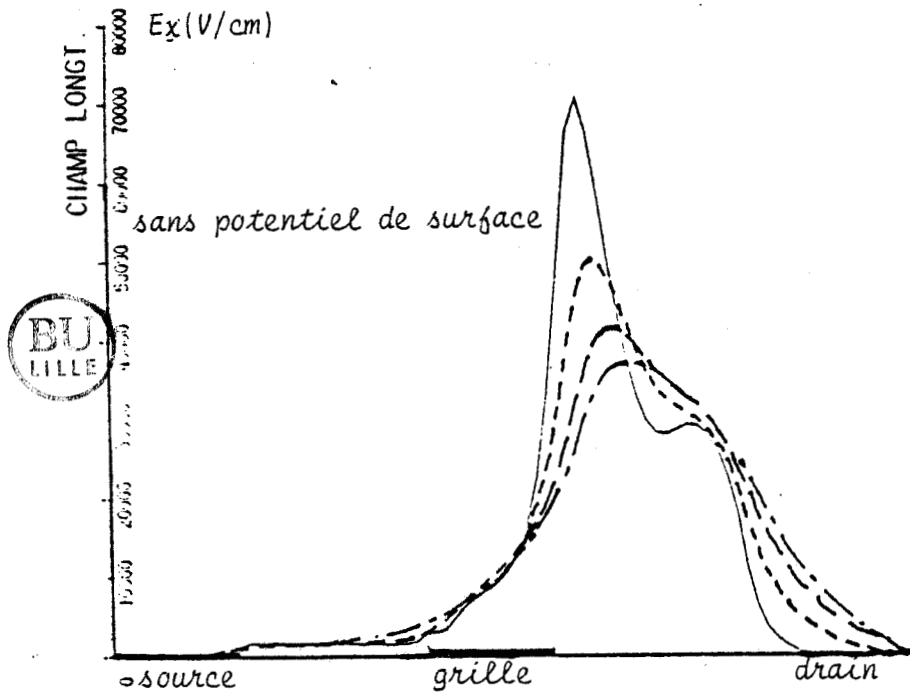


FIGURE III.49 :



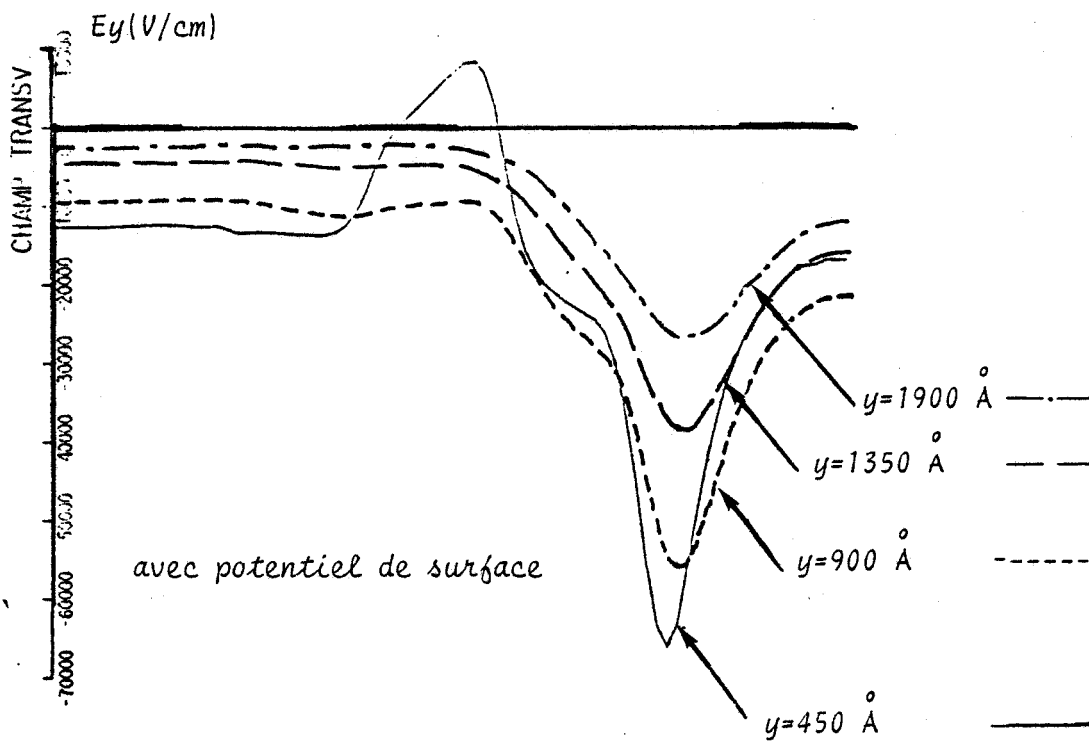
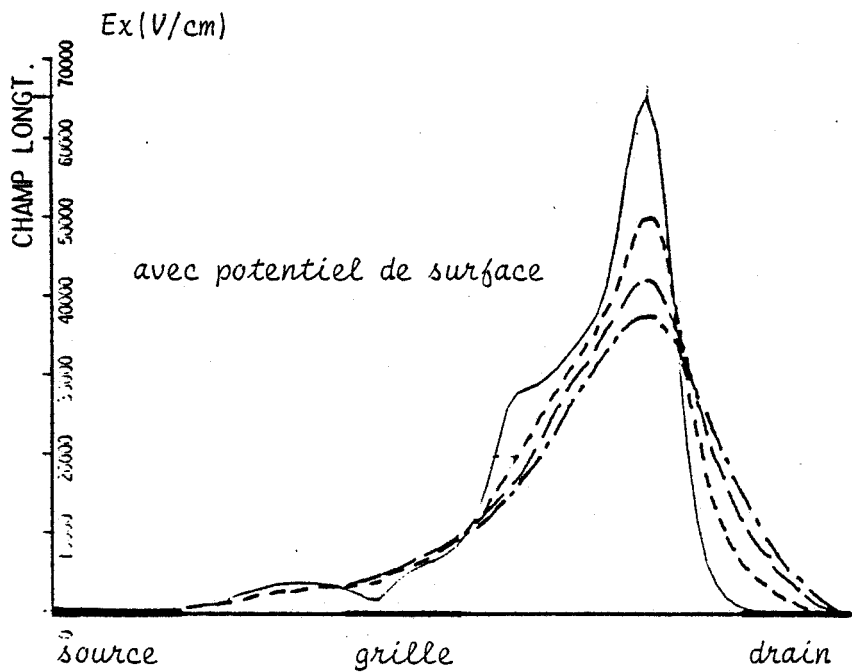


FIGURE III.49 : Evolutions des composantes transversale et longitudinale du champ électrique avec et sans potentiel de surface.  
 Localisation du domaine de haut-champ par rapport à la grille.



La capacité équivalente du domaine  $C_p$ , résultant de ces deux effets, diminue globalement.

Par ailleurs, l'augmentation de la résistance  $R_p$  se manifeste par une diminution de la conductance de sortie.

Aussi, la capacité totale  $C_{gd}$  et la conductance de sortie  $G_d$  diminuent notablement, et ce en raison des modifications inhérentes tant à la localisation du domaine par rapport à la grille qu'à la nature même de celui-ci.

#### III.4.c) Conclusion

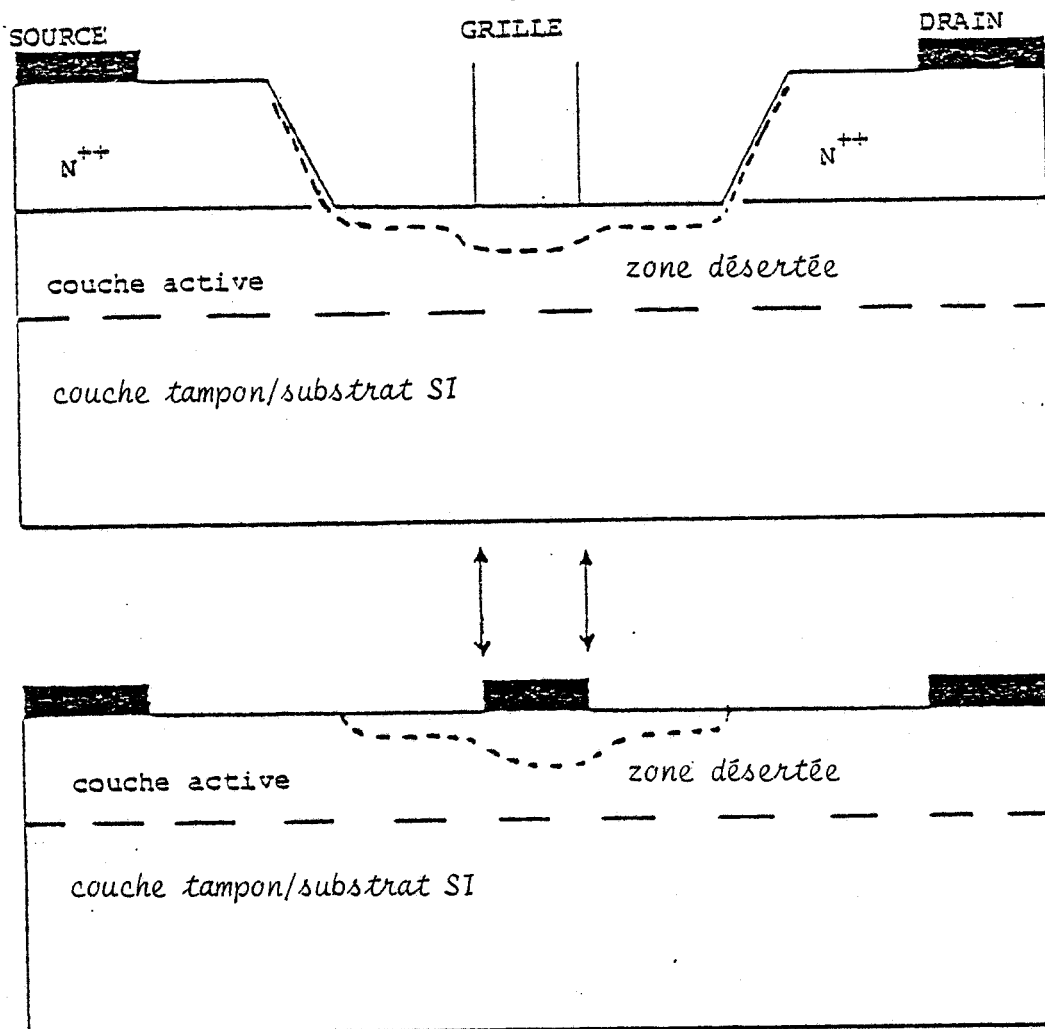
L'introduction d'un potentiel de surface dans les zones d'accès du composant provoque une diminution importante du courant  $I_{ds}$  et de l'ensemble des paramètres du schéma équivalent.

Ces effets peuvent être expliqués à partir des différents diagrammes relatifs aux variations de concentration des porteurs, de champ électrique et aux courbes isoénergies.

#### III.5. ETUDES DES STRUCTURES A GRILLE CREUSEE

Il est établi que, quelque soit le type d'application, l'utilisation de structures à grille creusée (structure Recess) améliore notablement les performances potentielles du transistor. L'effet principal réside en une réduction des éléments parasites (résistances d'accès). La conception de ce type de structure nécessite la réalisation de nouvelles études en vue d'en optimiser les principales caractéristiques, en particulier les dimensions de la zone creusée, sa forme et surtout sa localisation par rapport à la grille.

Nous ne pouvons à l'heure actuelle traiter le cas de véri-



$N^{++}$ : zones surdopées

FIGURE III.50 : Structure à grille creusée ; hypothèses de départ.

tables structures à grille creusée. Néanmoins, nous allons voir qu'il est possible, en première approximation, d'optimiser la localisation de la zone creusée par rapport à la grille en considérant l'influence d'un potentiel de surface.

### III.5.a) Hypothèses de départ

La figure (III.50) représente le transistor en structure "à grille creusée" ou "Recess". La zone désertée induite par le potentiel de surface étant fonction du dopage, celle-ci sera réduite dans les zones de dopage élevé. On peut alors émettre l'hypothèse qu'il n'est pas nécessaire de tenir compte de la véritable forme de la structure à grille creusée et de supposer que le potentiel de surface n'intervient que sur une distance  $R$ , correspondant à la largeur de zone creusée, c'est à dire l'espace entre la grille et les extrémités de la zone creusée

Cette hypothèse est tout à fait valable et un tel modèle nous apparaît comme très représentatif quand le surdopage affleure le fond du "Recess" (figure III.50).

Cette distance peut donc devenir un paramètre important pour l'optimisation du transistor dont les performances dépendent de manière importante des valeurs du schéma équivalent.

Pour établir cette dépendance, nous supposons donc que :

- le potentiel de surface n'intervient que sur une distance  $R$ , correspondant à l'espace entre la grille et les bords de la zone creusée ;

- les conditions de Neumann ou de Dirichlet sont appliquées à la zone complémentaire.

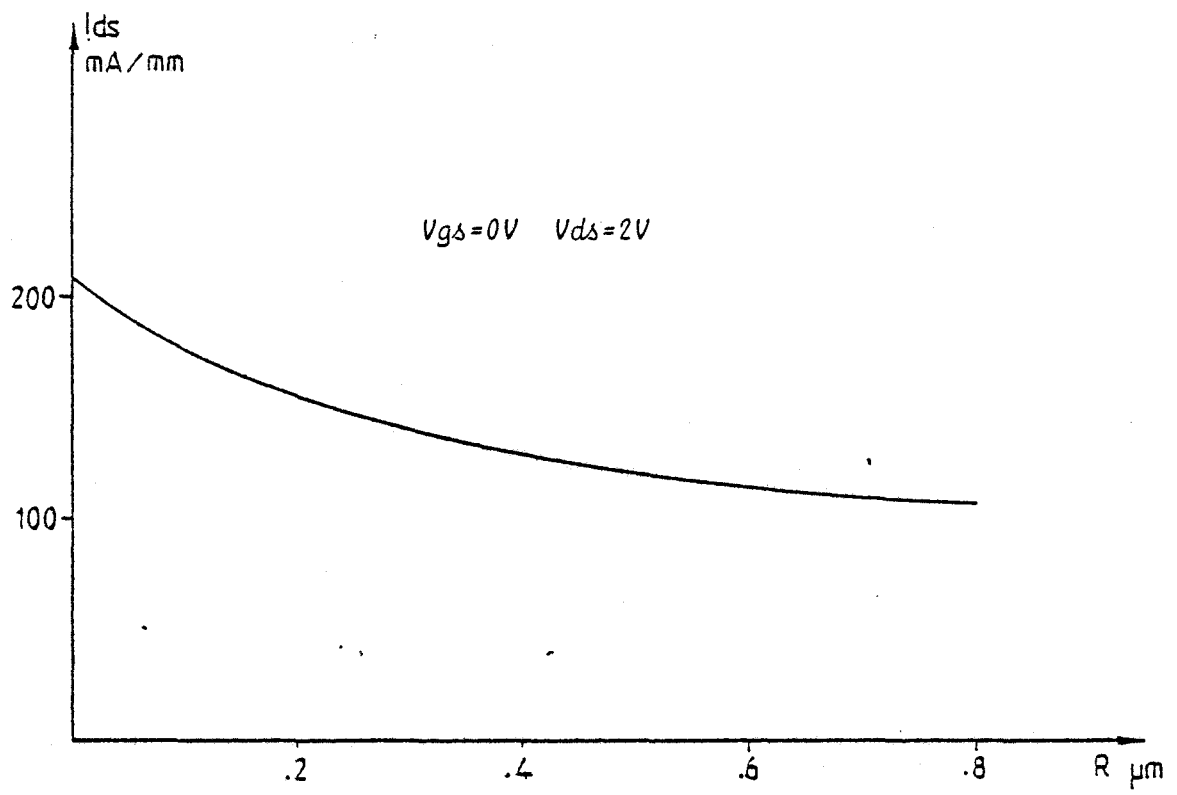


FIGURE III.51 : Influence de la largeur de la zone creusée R sur le courant  $I_{ds}$ .  
 (courant de saturation)



### III.5.b) Etude paramétrique en fonction de la largeur de la zone creusée

Compte tenu des hypothèses formulées, nous avons étudié l'influence de cette distance R sur les principaux éléments du schéma équivalent. Nous présentons tout d'abord l'évolution du courant de drain (régime de saturation) en fonction de la distance R (figure III.51).

Comme nous l'avons vu précédemment, la décroissance du courant  $I_{ds}$  peut être associée à plusieurs effets :

1) Une augmentation de la résistance de source  $R_s$ , consécutive à l'extension de la zone de charge d'espace ;

2) Une modification du domaine et en particulier son déplacement vers le drain, qui conduit à une réduction du courant de "substrat".

Les évolutions des principaux paramètres en fonction de la distance R sont données sur les figures (III.52 - III.53). Les conditions de polarisation correspondent aux modes de fonctionnement en moyenne puissance ( $I_{dss}/2$ ) et dans des conditions faible bruit ( $0,15 I_{dss}$ ).

#### Evolutions de la transconductance $G_m$ et de la capacité $C_{gs}$

L'influence de la distance R sur l'évolution de la transconductance est particulièrement significative. Dans les conditions de moyenne puissance, on note une diminution très importante de la transconductance, et principalement pour des distances R faibles. On retrouve ce même comportement sur l'évolution de la capacité  $C_{gs}$ . Il est donc clair qu'en plus de l'influence de la résistance de source  $R_s$ , l'efficacité de la commande de charge s'en trouve affectée. Dans des conditions faible bruit, la variation est moins importante, compte tenu du fait que la contribution de  $R_s$  s'atténue.



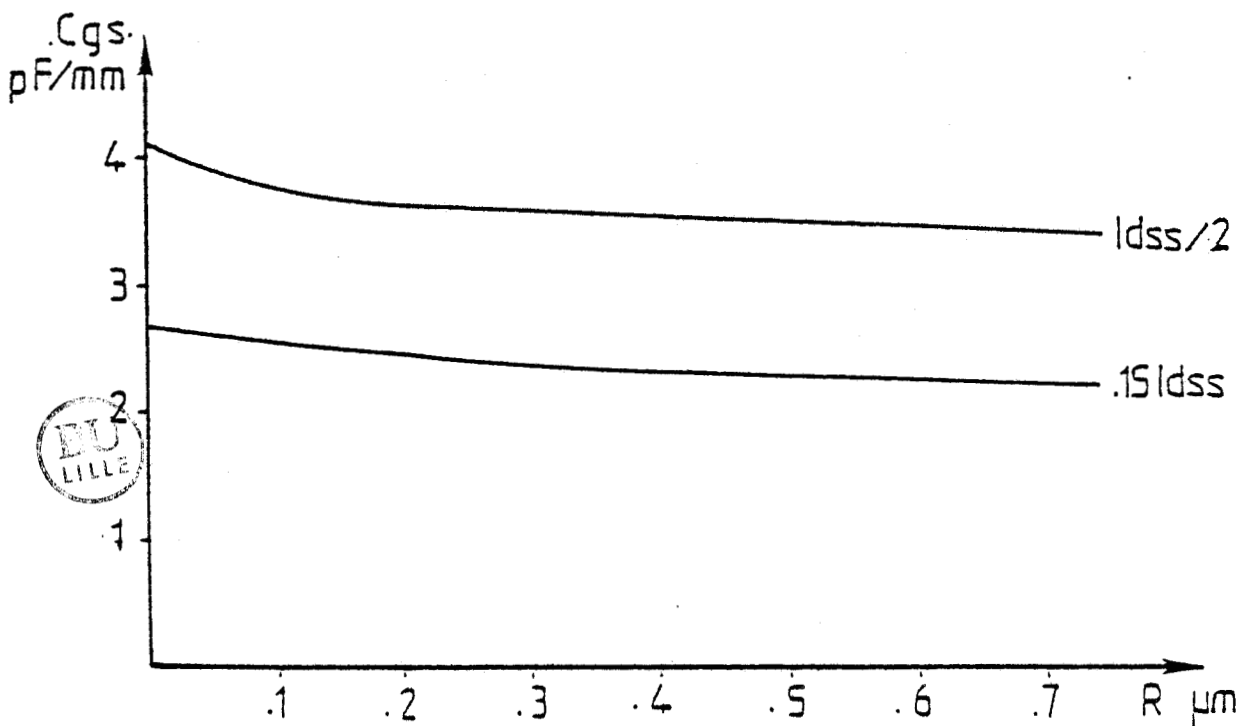
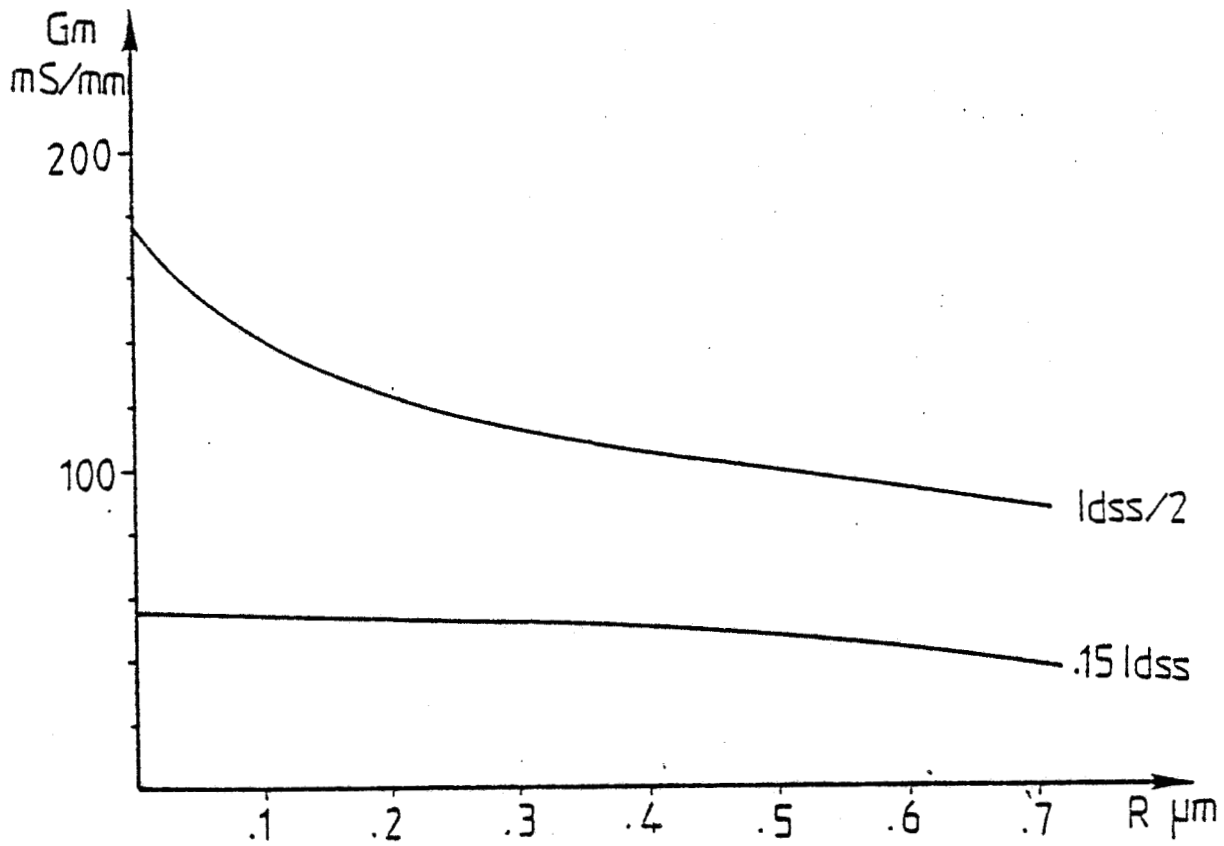


FIGURE III.52 : Evolutions de la transconductance  $G_m$  et de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de la largeur de la zone creusée  $R$  pour deux modes de fonctionnement.

$I_{dss}/2$  : régime de moyenne puissance

$.15 I_{dss}$  : conditions faible bruit



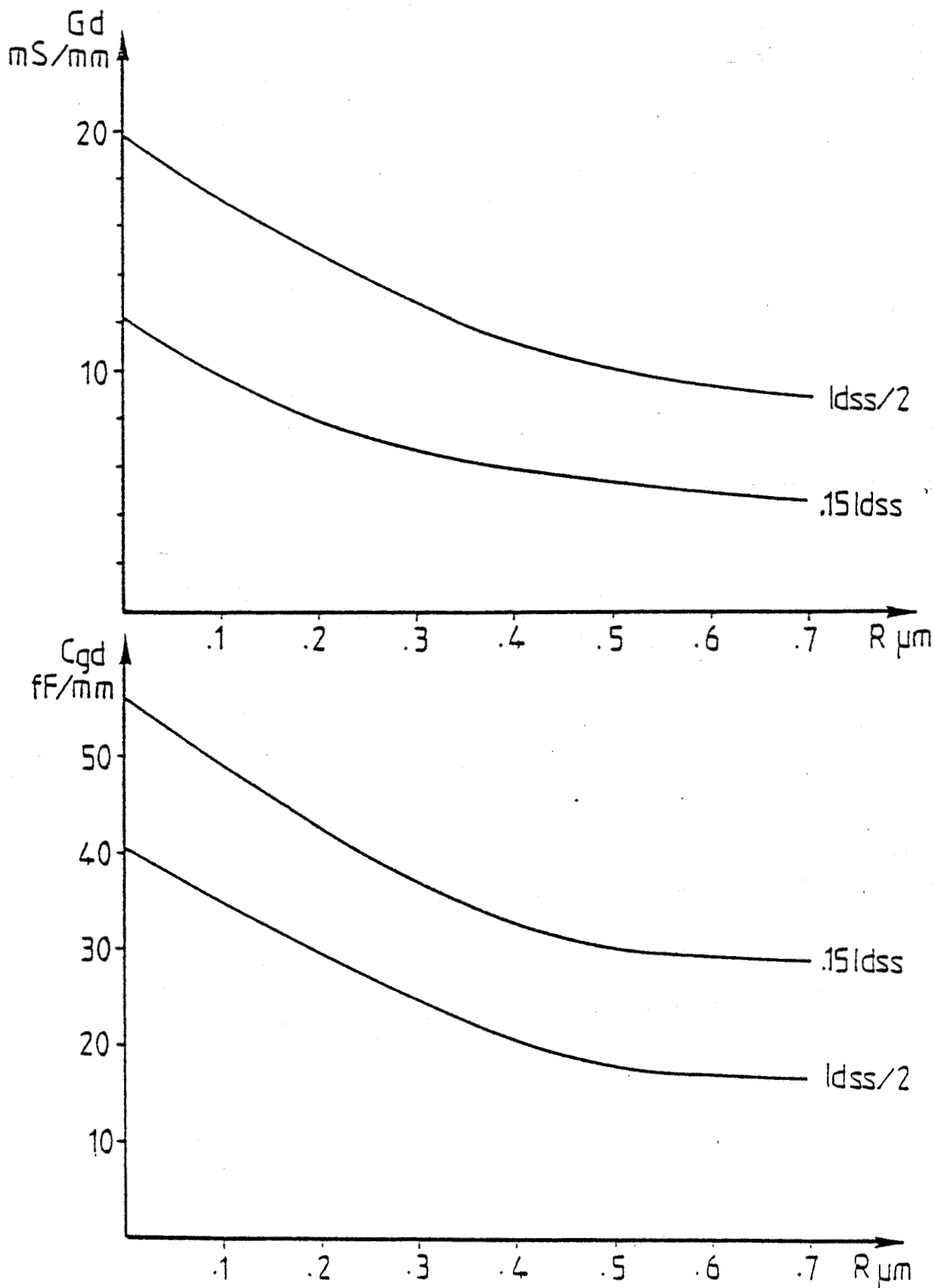


FIGURE III.53 : Evolutions de la conductance de sortie  $G_d$  et de la capacité Grille-Drain  $C_{gd}$  en fonction de la largeur de la zone creusée  $R$  pour deux modes de fonctionnement.  
 $I_{dss}/2$  : régime de moyenne puissance  
 $.15 I_{dss}$  : conditions faible bruit

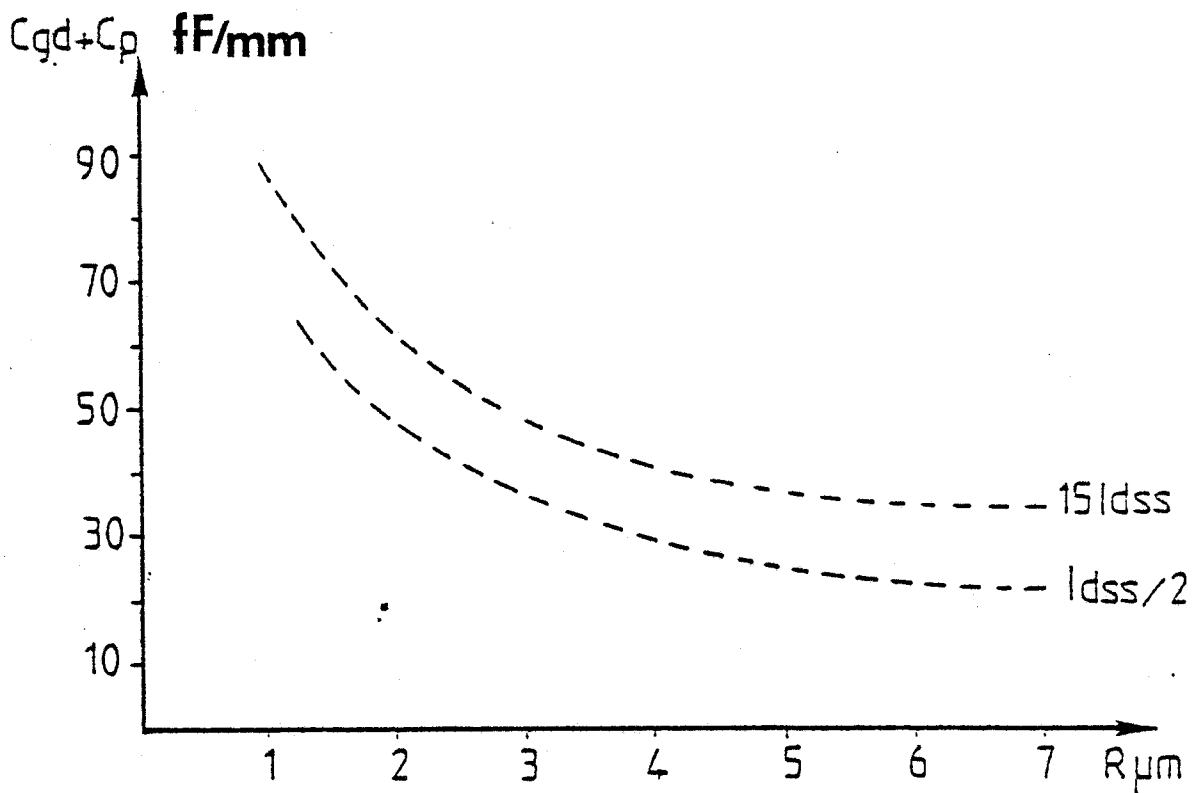


FIGURE III.54 : Evolution de la capacité totale  $C_{gd} + C_p$  en fonction de la largeur de la zone creusée  $R$  pour deux modes de fonctionnement.

$I_{dss}/2$  : régime de moyenne puissance

$.15 I_{dss}$  : conditions faible bruit



Evolutions de conductance de sortie Gd et de la  
capacité Cgd

En ce qui concerne l'évolution de la conductance de sortie Gd en fonction de la distance R, il est intéressant de noter que la variation relative de Gd devient plus faible pour des distances R grandes, et ceci quel que soit le mode de fonctionnement. On peut évidemment corréler cet effet à l'ampleur des évolutions spatiales du domaine qui s'atténue quand R devient important.

Cet effet se manifeste aussi sur l'évolution de la capacité Cgd. D'autre part, dans l'évaluation de celle-ci, nous devons en toute rigueur tenir compte de la capacité entre la métallisation de grille et les bords de la zone creusée. Cette capacité vient normalement en parallèle et s'ajoute à la capacité intrinsèque du transistor calculée par le programme.

Bien que son estimation soit assez difficile, nous avons considéré une capacité parasite électrostatique, conditionnée par la hauteur de grille h :

$$(III-26) \quad C_p = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 h Z}{R} \quad \text{avec } \epsilon_0 = 8,84 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$
$$\epsilon_r = 4 \text{ (cas d'un diélectrique)}$$
$$h = 0,1 \mu\text{m}$$

Nous donnons à ce titre sur la figure (III.54) les évolutions de la capacité "totale" Cgd pour les deux modes de fonctionnement. Il est intéressant de noter l'augmentation importante de capacité pour de faibles valeurs de R, et en particulier dans les conditions de moyenne puissance.

Il est évident au vu de ces résultats, que les principales performances du composant vont être largement dépendantes de la largeur de la zone creusée par rapport à la grille. Aussi, afin de cerner cette influence, nous allons procéder à une étude comparative, en nous basant sur les critères de qualité du gain et du facteur de bruit.

### III.5.c) Influence de la largeur de la zone creusée sur sur les performances en gain et en faible bruit

Pour cette étude, nous nous intéressons à quatre critères de qualité, à savoir la fréquence de coupure  $F_c$  et les rapports  $F_c/\sqrt{G_d}$ ,  $C_{gd}/G_d$ ,  $G_m/G_d$ . Nous avons reporté sur les figures (III.55.56.57.58) l'ensemble des évolutions de ces paramètres pour les deux modes de fonctionnement considérés.

#### Régime de moyenne puissance

En se basant tout d'abord sur les rapports  $F/\sqrt{G_d}$  et  $C_{gd}/G_d$ , qui interviennent dans la détermination du gain maximum disponible, il est intéressant de noter que :

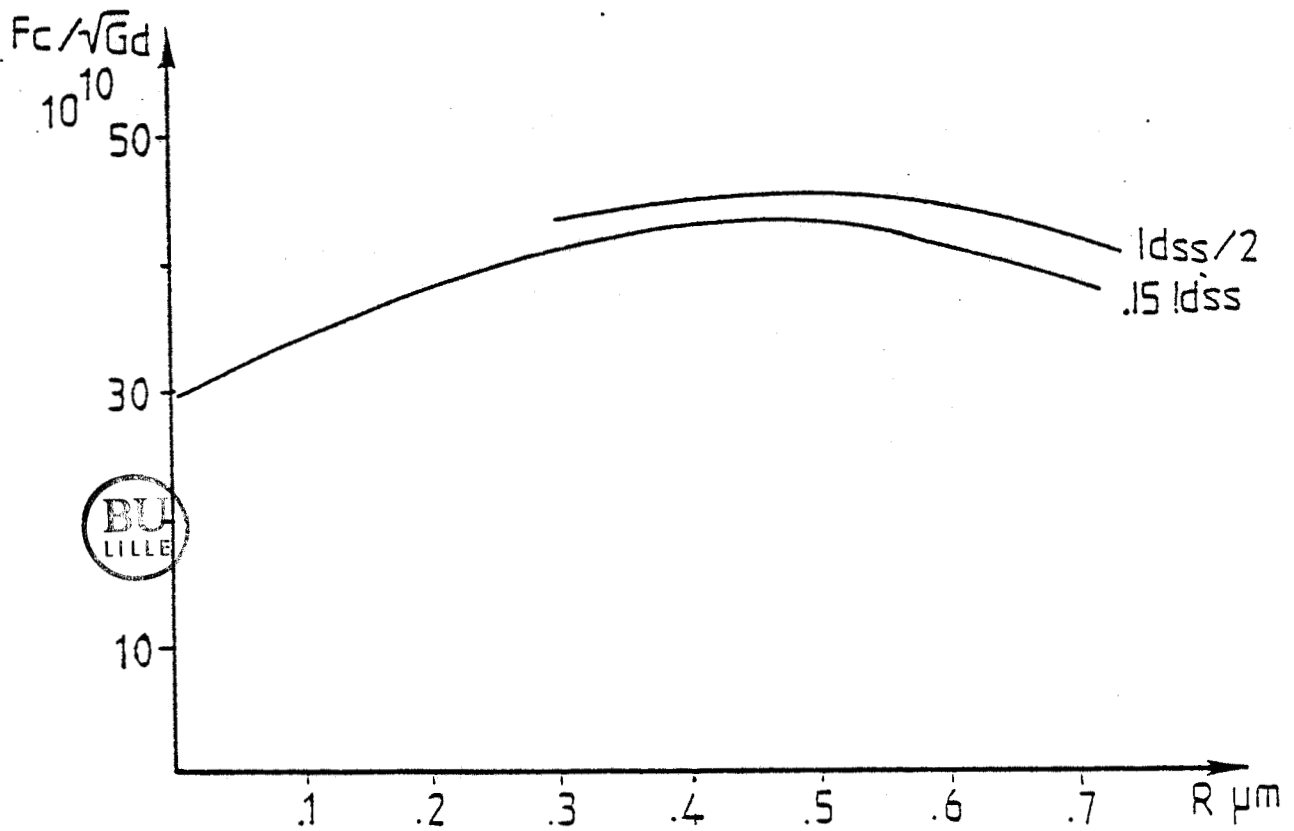
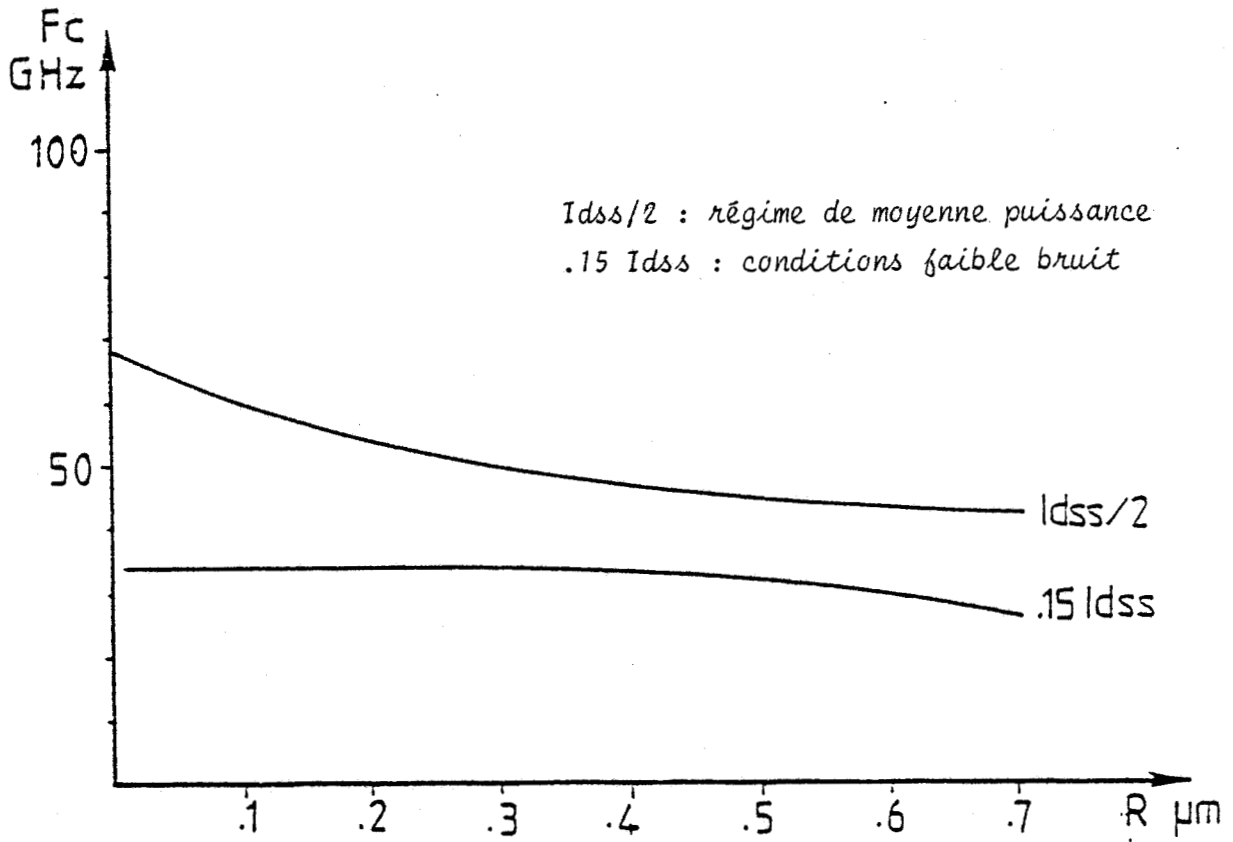
- le rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$  présente des maxima pour deux valeurs de  $R$  ( $R = 0 \mu\text{m}$  et  $R \approx 0.5 \mu\text{m}$ ) ;

- le rapport  $C_{gd}/G_d$  décroît de façon monotone avec  $R$ , cette décroissance étant plus notable pour de faibles valeurs de  $R$  ;

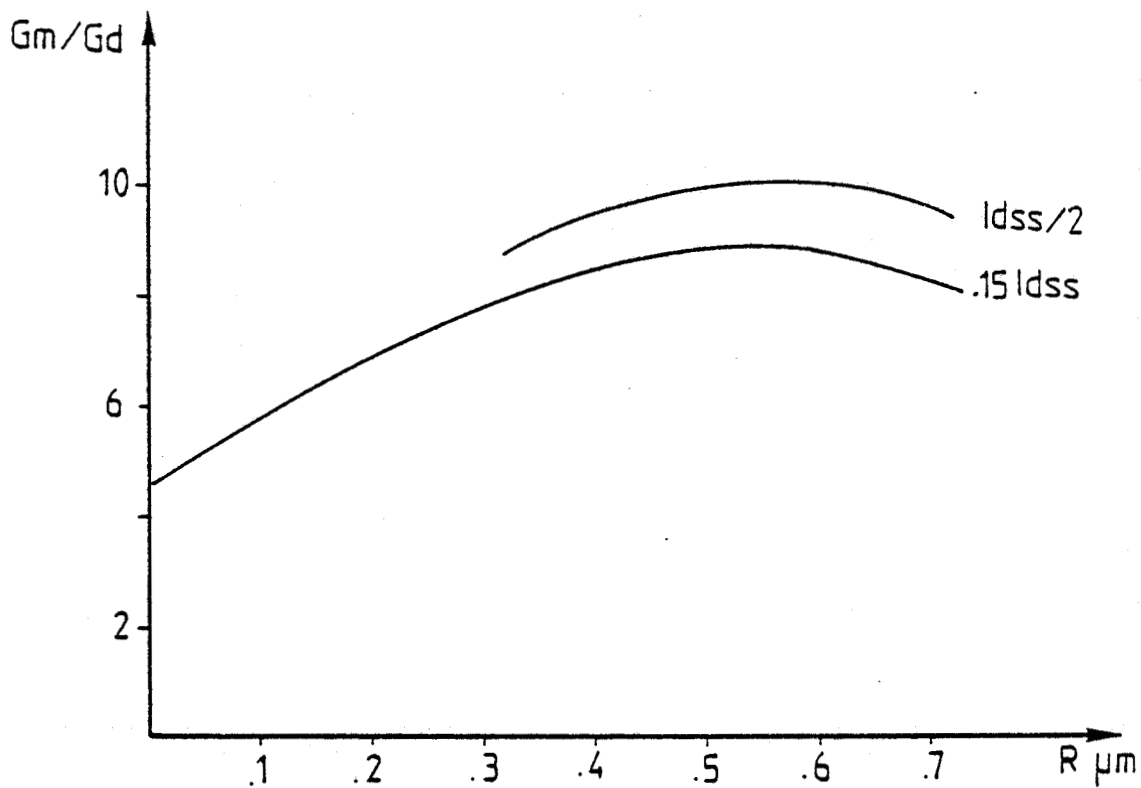
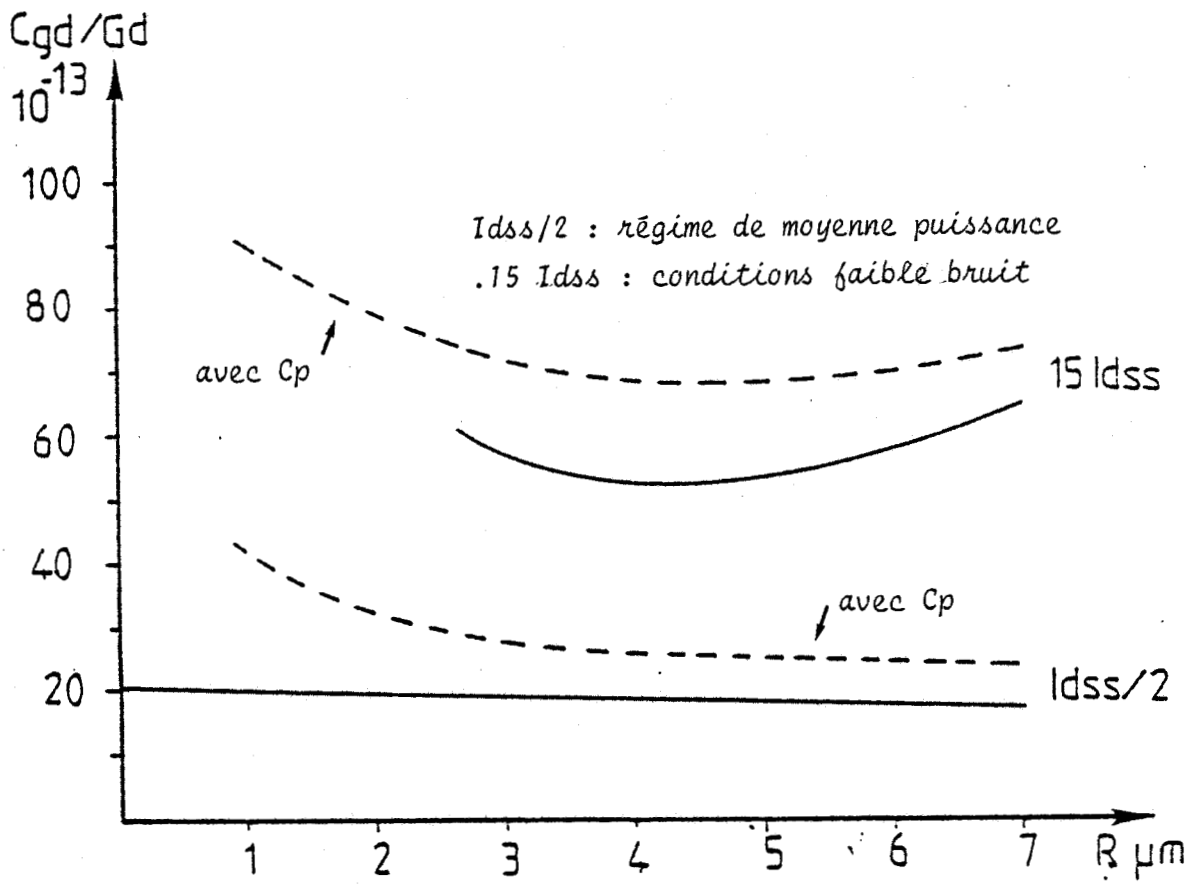
- d'autre part, compte tenu de l'importance de la capacité  $C_{gd}$ , celle-ci conditionnant la stabilité du composant, il est évident que les faibles valeurs de  $R$  ne présentent que peu d'intérêt ;

- A l'opposé, on remarque que la fréquence de coupure décroît avec la distance  $R$ .

Bien qu'il soit nécessaire de procéder à des compromis entre exigences contradictoires, ces éléments nous amènent à penser qu'il existe des valeurs optimales de largeur de zone creusée pour lesquelles le gain sera maximal et les conditions d'utilisation seront les meilleures. Celles-ci se situent entre  $0.4 \mu\text{m}$  et  $0.6 \mu\text{m}$ , compte tenu d'une part de l'importance de la capacité  $C_{gd}$  pour les faibles valeurs de  $R$  (risque d'instabilité) et d'autre part de la décroissance de la fréquence de coupure quand  $R$  croît.



FIGURES III.55-56 : Evolutions de la fréquence de coupure  $F_c$  et du rapport  $F_c/\sqrt{Gd}$  en fonction de la largeur de la zone creusée  $R$ .  
Existence d'une largeur  $R$  optimale.



FIGURES III.57-58 : Evolutions des critères de "qualité"  $C_{gd}/G_d$  et  $G_m/G_d$  en fonction de la largeur de la zone creusée  $R$ .  
Existence d'une largeur  $R$  optimale



### Conditions faible bruit

Dans des conditions faible bruit, l'influence de R sur les performances est plus nette. Il est intéressant de constater qu'il existe une zone comprise entre  $0,4\mu\text{m}$  et  $0,5\mu\text{m}$  où les performances seront les meilleures. En effet, en considérant tout d'abord les critères associés au facteur de bruit, on remarque que dans cette zone:

- le rapport  $C_{gd}/g_d$  est minimum.

Cet élément est fondamental pour le fonctionnement en gamme millimétrique.

- bien que non optimale, la fréquence de coupure reste élevée.

En ce qui concerne les critères associés au gain, on peut de même noter que :

- les rapports  $F_c/\sqrt{G_d}$  et  $G_m/G_d$  sont optimaux ;
- le rapport  $C_{dg}/G_d$  est minimum

Ainsi, pour de telles valeurs de R, le gain et le facteur de bruit pourront être optimaux. Pour tenter de quantifier ces effets, nous avons évalué, à l'aide des formulations approchées et des valeurs des éléments d'accès définies dans le paragraphe (I), les évolutions du gain maximum disponible et du facteur de bruit en fonction de la distance R.

La figure (III.59), qui représente l'évolution du gain maximum disponible en régime de moyenne puissance, amène les conclusions suivantes :

- on obtient les valeurs les plus élevées de MAG, pour une largeur de zone creusée comprise entre  $0,4\mu\text{m}$  et  $0,6\mu\text{m}$  ;
- la variation relative de gain est importante. On note en effet une



variation de l'ordre de 2 dB pour une distance R variant de 0,1 $\mu$ m à 0,5 $\mu$ m, et ceci quelle que soit la gamme de fréquence.

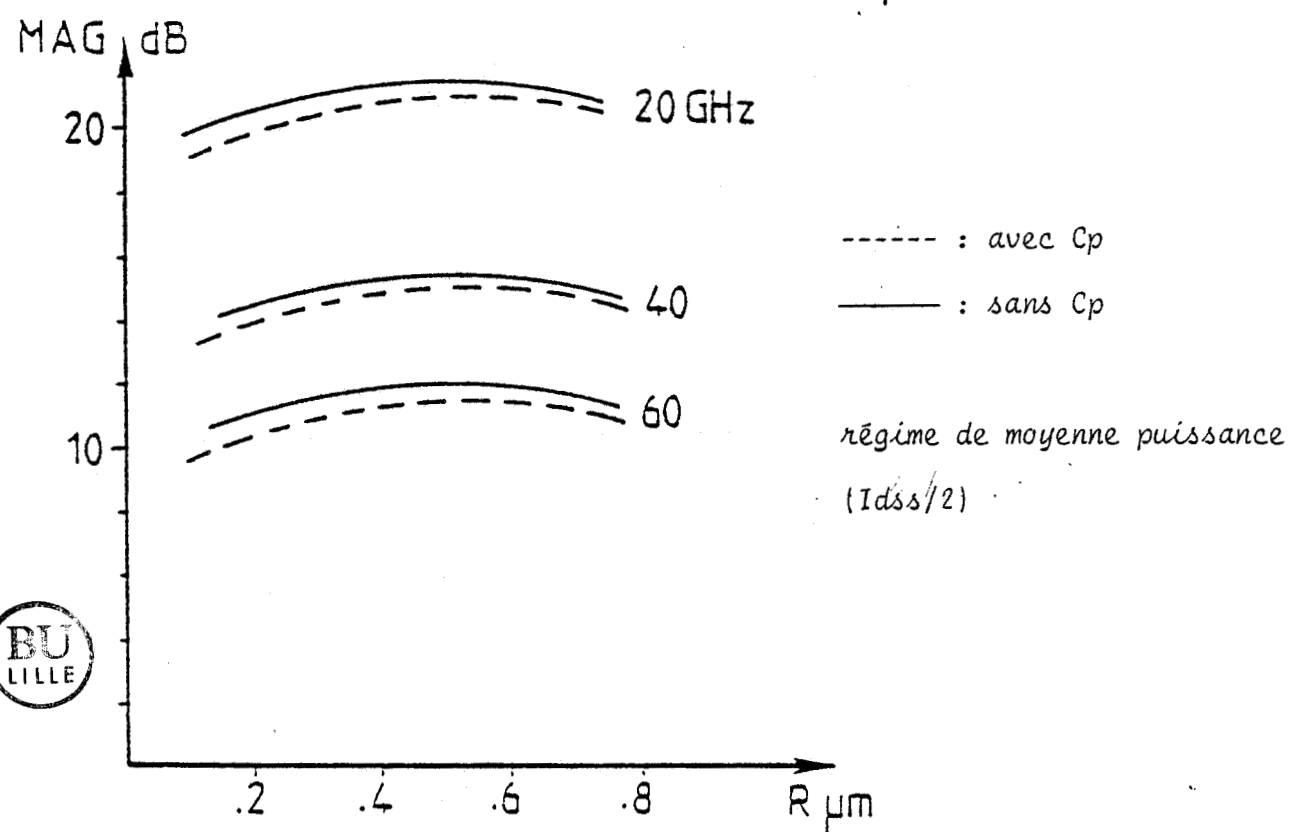
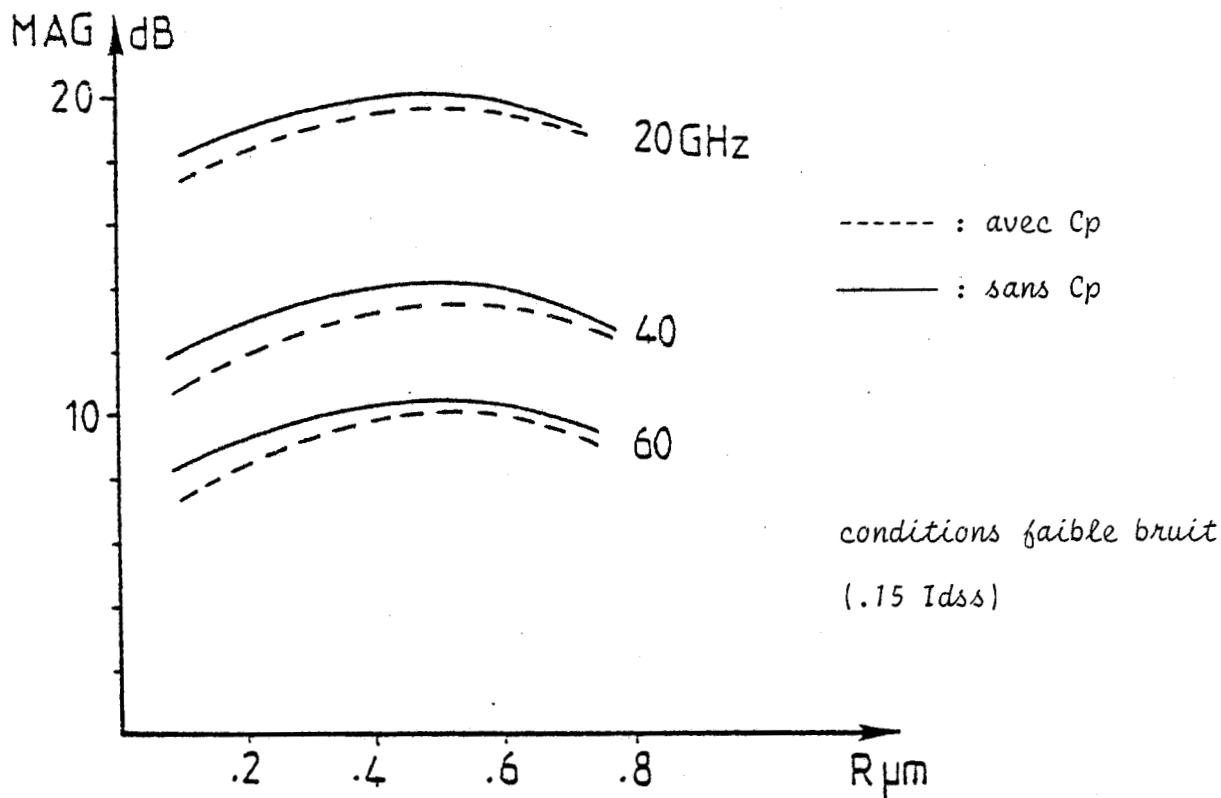
De même, en conditions faible bruit (figure (III.60.61)), l'existence d'une largeur de zone creusée optimale est tout à fait confirmée :

- le facteur de bruit et le gain potentiel sont optimaux pour une distance R comprise entre 0,4 $\mu$ m et 0,5 $\mu$ m ;
- dès que l'on s'éloigne de cette zone, la variation du facteur de bruit est importante, en particulier quand la fréquence augmente. Pour R variant de 0,1 $\mu$ m à 0,45 $\mu$ m, la variation est de l'ordre de 0,2dB pour une fréquence de 20 GHz et 0,8 dB pour une fréquence de 60 GHz. On peut corréler cette différence à la prépondérance du rapport  $C_{gd}/G_{gd}$ , quand la fréquence croît.
- la variation relative du gain est elle aussi notable. Pour la même variation de R, la différence atteint 2,5 dB.

#### Confrontation avec l'expérience

Les travaux relatifs à l'influence de la forme de la zone creusée (structure Recess) sur les performances du transistor ne sont pas très nombreux. Nous en avons retenu deux qui nous semblent assez significatifs des résultats obtenus.

Tout d'abord, R. TAYRANI [31] en comparant les performances d'une structure planaire à celle d'une structure "recessée", a observé une augmentation globale des paramètres petits signaux, et en particulier de la capacité  $C_{gd}$  et de la conductance de sortie  $G_d$  pour la structure "recessée" (les valeurs sont multipliées par 2). Ces résultats représentent pour notre étude un cas extrême, la structure planaire correspondant à une distance R très grande. Néanmoins, on



FIGURES III.59-60 : Influence de la largeur de la zone creusée R sur les performances en gain: Evolution du (MAG-MSG) pour différentes fréquences.

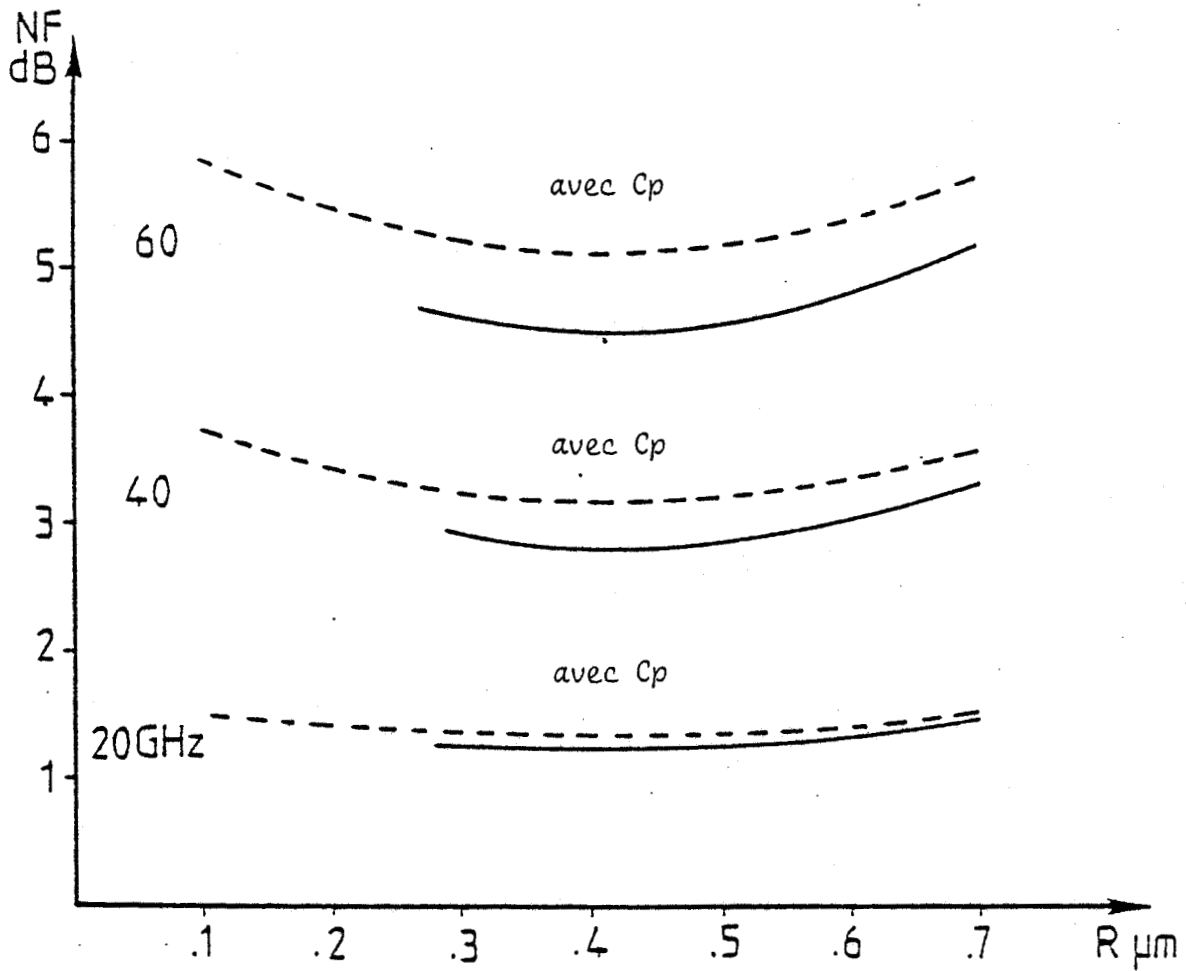


FIGURE III.61 : Influence de la largeur de la zone creusée R sur les performances en faible bruit: Evolution du facteur de bruit pour différentes fréquences. Mise en évidence de l'influence du rapport  $C_{gd}/G_d$  sur le facteur de bruit NF à des fréquences élevées.



peut constater la cohérence des résultats, en ce qui concerne les évolutions des paramètres petits signaux.

Les travaux de H.M. MACKSEY [32], quant à eux, nous permettent de valider complètement l'hypothèse de l'existence d'une largeur de zone creusée optimale. En effet, il a montré, qu'en régime de puissance, les performances étaient maximales pour une largeur de zone creusée comprise entre  $0,5 \mu\text{m}$  et  $0,7 \mu\text{m}$ . Ce résultat est tout à fait comparable à celui obtenu par notre modèle. Il faut noter par ailleurs que la définition de cette zone résulte principalement de l'influence des paramètres de sortie Cgd et Gd.

#### III.5.d) CONCLUSION

La définition d'une largeur de zone creusée optimale est tout à fait conforme à l'expérience. L'intérêt principal de celle-ci réside dans une diminution des paramètres de sortie Cgd et Gd.

En régime de puissance, la largeur optimale est proche de  $0,5\mu\text{m}$ .

En conditions faible bruit, cette largeur se situe entre  $0,4\mu\text{m}$  et  $0,5\mu\text{m}$ . Cet élément est fondamental pour l'amélioration des performances de bruit en gamme millimétrique.

D'autre part, nous avons vu que la transconductance et la fréquence de coupure se dégradent avec cette largeur. Nous avons en effet considéré dans ce travail des structures symétriques. Aussi, en fixant la largeur de la zone creusée du côté source, il est raisonnable de penser que les performances pourront être améliorées. Cette étude a été amorcée et les premiers résultats obtenus tendent à confirmer l'intérêt des structures à grille creusée non symétriques.

### III.6. CONCLUSION

Nous venons de voir que l'introduction d'un potentiel de surface dans les régions d'accès du transistor affectait l'ensemble de son comportement.

D'autre part, à l'aide de certaines hypothèses simplificatrices, nous avons étudié son influence sur les structures à grille creusée et nous en avons déduit des éléments d'optimisation quant à la largeur de la zone creusée.

Ces éléments ont mis en évidence l'intérêt de disposer de structures non symétriques pour le fonctionnement en moyenne puissance et en faible bruit en gamme millimétrique.

Nous allons maintenant nous consacrer à l'étude de l'influence des propriétés du substrat sur les principales performances du transistor.

#### IV - INFLUENCE DE LA NATURE DU SUBSTRAT - PHENOMENES D'INTERFACE

Dans les études précédentes, la couche active était déposée ou implantée sur une couche tampon supposée idéale, c'est à dire ayant une mobilité élevée et exempte de pièges. Nous avons vu dans ce cas l'importance de la conduction dite "de substrat".

Nous allons, dans ce paragraphe, donner quelques aperçus de l'influence de différents types de substrat sur les performances du composant, cette étude ne constituant qu'une première approche et devant être développée par d'autres chercheurs au laboratoire. Auparavant, nous allons rappeler les principales caractéristiques du substrat semi-isolant.

##### IV.1. COMPENSATION DU SUBSTRAT

Suivant le procédé technologique utilisé (BRIDGMANN-LEC [33]), le matériau obtenu présente généralement une résiduelle de type N ou P. Selon la nature de cette résiduelle, une compensation est faite afin de rendre électriquement neutre le matériau (c'est à dire amener le niveau de Fermi au milieu de la bande interdite).

Pour une résiduelle de type P, la compensation est naturellement faite par le centre donneur profond EL<sub>2</sub>. L'origine et la nature de ce défaut ont fait l'objet de nombreuses études [34, 35, 36, 37]. La plupart des auteurs s'accordent à penser que ce défaut est associé à l'antisite AsGa.

Pour une résiduelle de type N, on introduit un accepteur profond, le Chrome, dont le niveau d'énergie se trouve très proche du milieu de la bande interdite. (la compensation est typiquement  $2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$  atomes de Chrome, pour une résiduelle N de l'ordre de  $10^{15} \text{cm}^{-3}$  [34]).

Ces centres profonds (accepteurs-donneurs) constituent des niveaux pièges, pièges qui peuvent être caractérisés à partir de leur comportement électrique.

#### IV.2. COMPORTEMENT DIELECTRIQUE

Suivant la compensation du substrat, on distingue deux types de comportement :

- si la couche active est implantée ou déposée sur un substrat semi-isolant compensé au Chrome, de nombreux auteurs [38, 39] ont montré que l'interface couche active-substrat avait un comportement identique à celui d'une jonction  $[P^+N]$ . Comme dans la zone de transition d'une jonction  $[P^+N]$ , une charge d'interface apparaît alors, dont l'importance dépend des conditions de polarisation. Du côté substrat, elle est négative et correspond à des niveaux accepteurs profonds ionisés. Dans ce cas, toute la différence du potentiel entre le drain et le fond du substrat se trouve localisée à l'interface.

D'autre part, dans le cas de substrat compensé au Chrome de mauvaise qualité (temps de recombinaison faible,  $\tau \approx 10^{-10}$  sec), J.E. VIALLET et S. MOTTET [38] ont montré qu'une partie de la tension drain-fond du substrat se retrouvait aux bornes du substrat semi-isolant.

- si la couche active est implantée ou déposée sur un substrat semi-isolant non intentionnellement dopé, J.E. VIALLET et S. MOTTET [38] ont montré que le comportement pouvait être assimilé à celui d'une homojonction  $[N^+N]$ . Dans ce cas il existe également une charge d'interface négative du côté substrat : elle correspond à des électrons piégés sur les niveaux donneurs profonds. Toute la différence de potentiel drain-fond du substrat est pratiquement reportée aux bornes du semi-isolant. Il est intéressant de noter que la charge présente à l'interface peut être très inférieure à celle obtenue dans le cas d'un substrat compensé.

Ces niveaux pièges sont à l'origine d'un certain nombre d'effets parasites, effets qui peuvent affecter le fonctionnement du transistor :

- influence de la polarisation du substrat sur le courant de drain  $I_{ds}$  (backgating) [40, 41, 42, 43].

Cet effet est caractéristique de l'interface couche active - substrat semi-isolant et se traduit par une décroissance du courant de drain lorsqu'une tension est appliquée au substrat.

Cette décroissance du courant résulte des modifications de la zone de charge d'espace à l'interface, ces modifications étant induites par la tension de substrat.

Cet effet représente une limitation sérieuse dans le domaine des circuits intégrés (LSI, VLSI).

- influence sur la valeur de la transconductance mesurée en haute fréquence ;

- influence sur la mobilité des porteurs [44, 45, 46] ;

- dérive temporelle des paramètres de fonctionnement [47] ;

- hysteresis des caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$  [48].

Afin de réduire ces effets, on insère généralement entre la couche active et le substrat semi-isolant une couche tampon. Cette couche doit présenter le même caractère résistif que le substrat et doit avoir une épaisseur suffisamment importante pour limiter toute influence de celui-ci. A ce propos, il faut noter que la qualité de la couche tampon dépendra fortement de la technologie utilisée.

#### IV.3. CAS ENVISAGES - PRINCIPAUX RESULTATS

La structure considérée est identique à celle décrite dans le chapitre I :

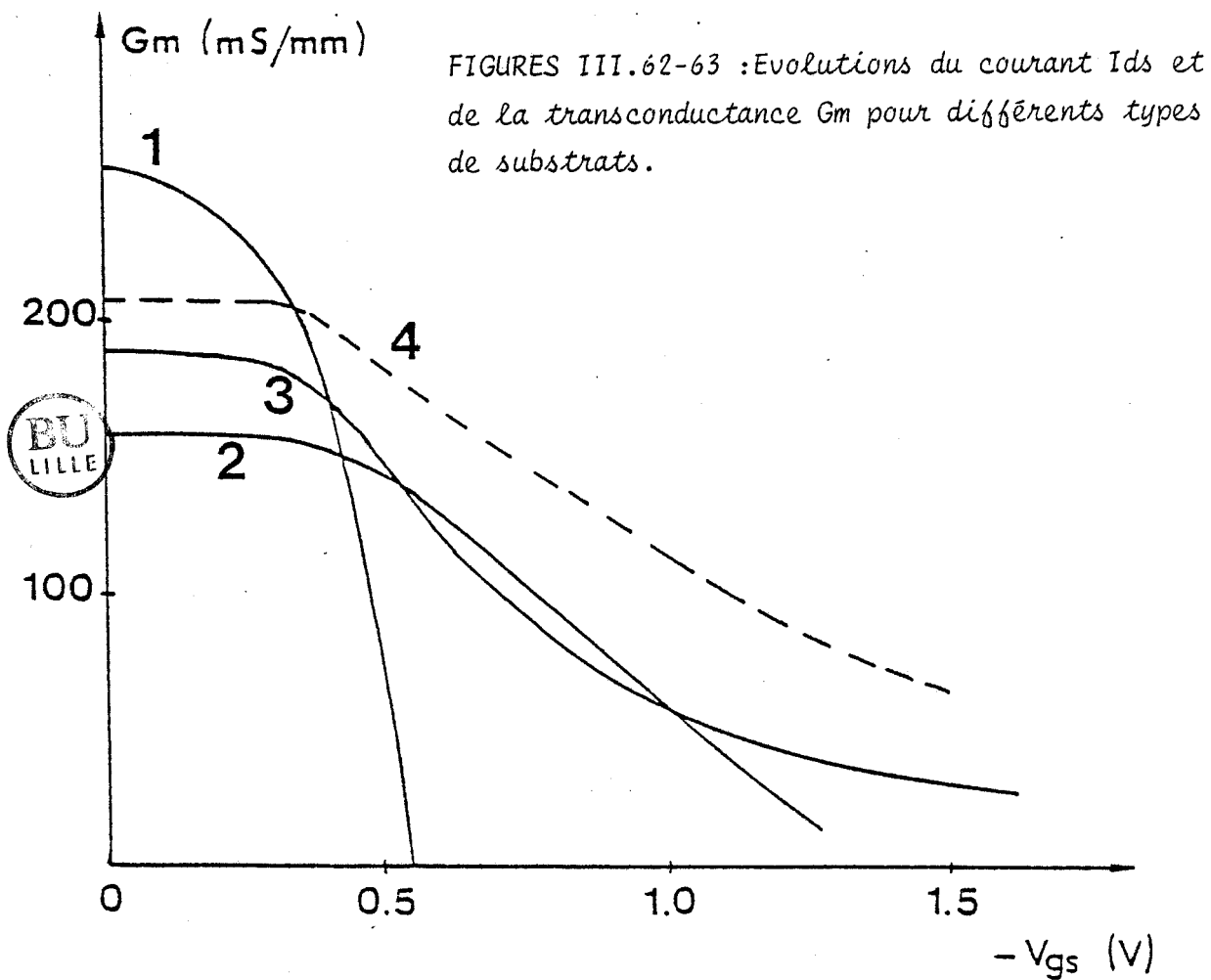
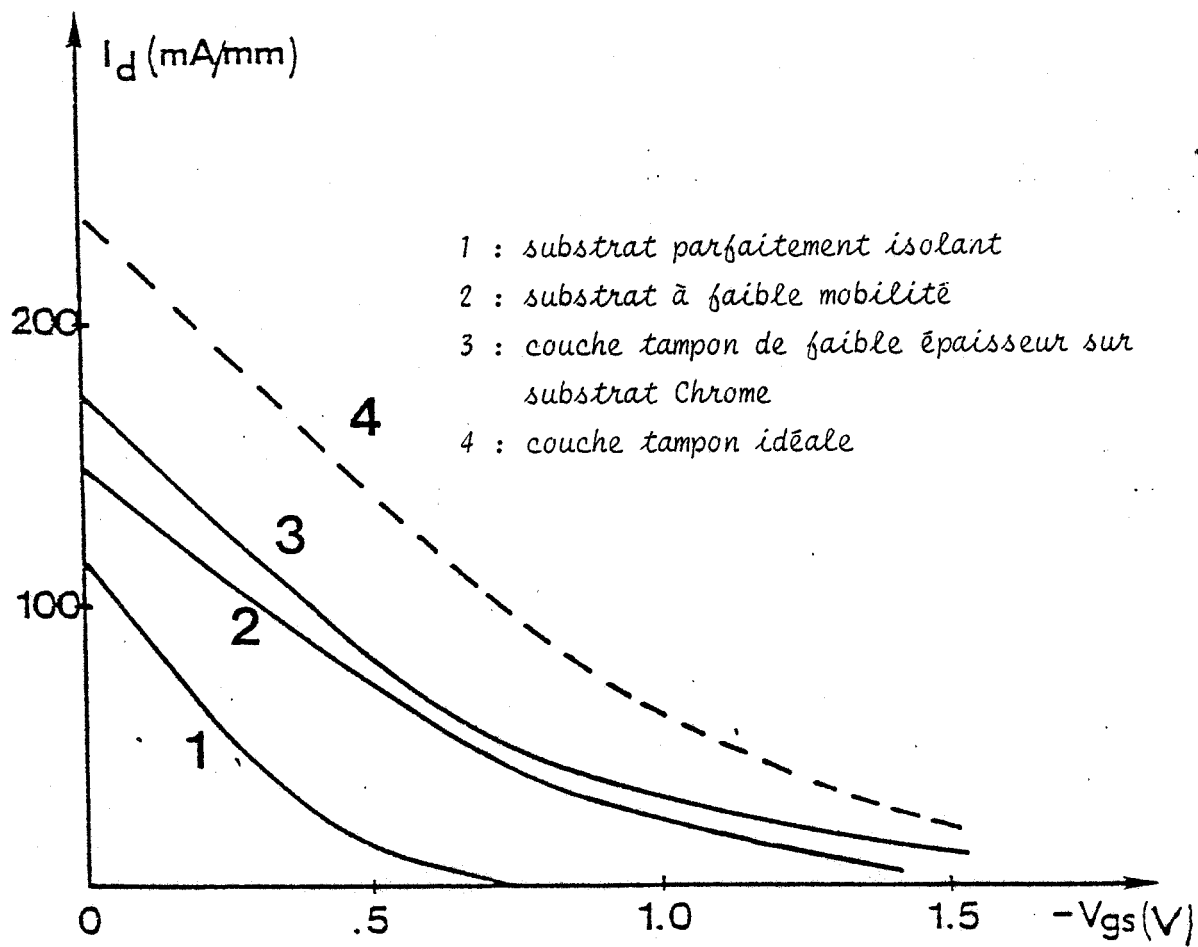


- la longueur de grille est de  $0,3 \mu\text{m}$  ;

- le dopage et l'épaisseur de la couche active sont respectivement de  $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et de  $0,1 \mu\text{m}$ . La mobilité dans cette couche est de  $4000 \text{cm}^2/\text{V}/\text{sec}$ .

Nous avons étudié quatre types de substrats :

- la couche active est déposée ou implantée sur une couche tampon idéale. La mobilité est de  $5000 \text{cm}^2/\text{v}/\text{sec}$ . Nous supposons d'autre part que la couche  $y$  est suffisamment épaisse pour que les phénomènes se produisant à l'interface avec le substrat ne soient pas perceptibles à l'interface avec la couche active. Ce cas correspond en pratique à une couche pouvant être obtenue par MOCVD [49].
- la couche est déposée sur un substrat parfaitement isolant. C'est un cas limite où l'injection des porteurs dans le substrat pourrait être bloquée par la présence d'une barrière, par exemple réalisée grâce à une hétérojonction de type GaAlAs/GaAs.
- la couche est déposée ou implantée sur un substrat à faible mobilité ( $\mu = 5000 \text{cm}^2/\text{v}/\text{sec}$ ) et qui pour le reste se comporterait de la même façon qu'une couche tampon idéale. Il correspond en pratique à différentes tentatives de réalisations. L'idée de base de telles réalisations était d'améliorer les performances en jouant sur l'effet de modulation de vitesse pour obtenir des transconductances intéressantes.
- la couche est déposée ou implantée sur une couche tampon de faible épaisseur ( $\mu = 5000 \text{cm}^2/\text{v}/\text{sec}$ ). Cette couche est elle déposée sur un substrat semi-isolant compensé au Chrome. Dans ce cas, les phénomènes d'interface couche tampon - substrat semi-isolant doivent être pris en compte, et en particulier l'existence d'une charge d'interface négative. Nous avons considéré une charge égale à  $1,5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ .



### Principaux résultats

Nous donnons sur les figures (III.62 - III.63) les évolutions du courant de drain  $I_{ds}$  et de la transconductance  $G_m$  en fonction de la polarisation de grille  $V_{gs}$  pour les différents cas d'étude. Ces figures nous permettent de constater que :

- le cas d'un substrat à faible mobilité ne semble pas constituer une structure potentiellement intéressante. On observe une réduction notable du courant  $I_{ds}$  et de la transconductance  $G_m$ , réduction qui devient plus importante pour des tensions de grille élevées, c'est à dire lorsque la conduction se fait essentiellement dans le substrat.

Par ailleurs, il faut noter que dans ce cas, l'injection des porteurs est quelque peu limitée en raison de la faible valeur du coefficient de diffusion. Nous donnons à ce titre sur la figure (III.64) la répartition spatiale de la concentration des porteurs pour les deux structures (mobilité élevée  $\mu = 5000 \text{ cm}^2/\text{v/s}$ , mobilité faible  $\mu = 100 \text{ cm}^2/\text{v/s}$ ).

- dans le cas d'une couche tampon de faible épaisseur sur un substrat compensé au Chrome, la barrière interfaciale limite l'injection des porteurs mais ne contribue pas à améliorer l'efficacité de la commande de grille. Il en résulte une diminution du courant total, entraînant globalement une diminution de la transconductance.

- le cas d'un substrat parfaitement isolant permet tout d'abord de mettre en évidence l'importance de la conduction "de substrat". Il se caractérise en effet par une réduction très importante du courant de drain (50% à canal ouvert) et par une diminution de la tension de pincement ( $V_p = 0,7\text{V}$ ).

Les performances potentielles présentées par cette structure sont très intéressantes. Les valeurs de transconductance sont très élevées et ceci, quel que soit le mode de fonctionnement (Tableau [III.7]).

Couche tampon idéale  $\mu=5000\text{cm}^2/\text{V}/\text{s}$

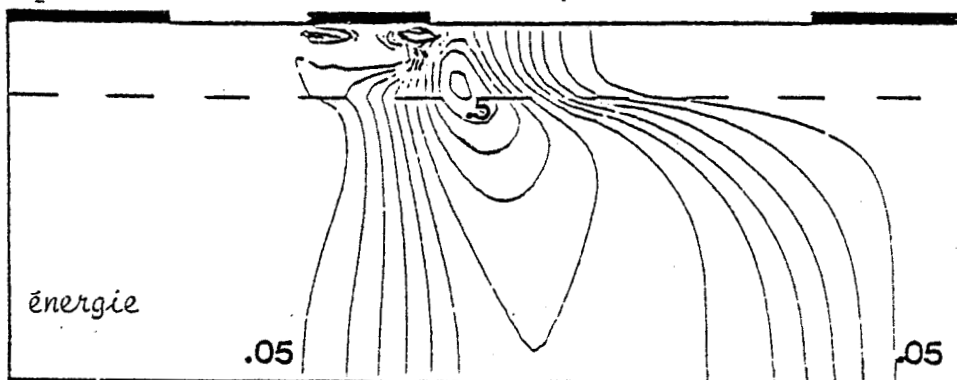
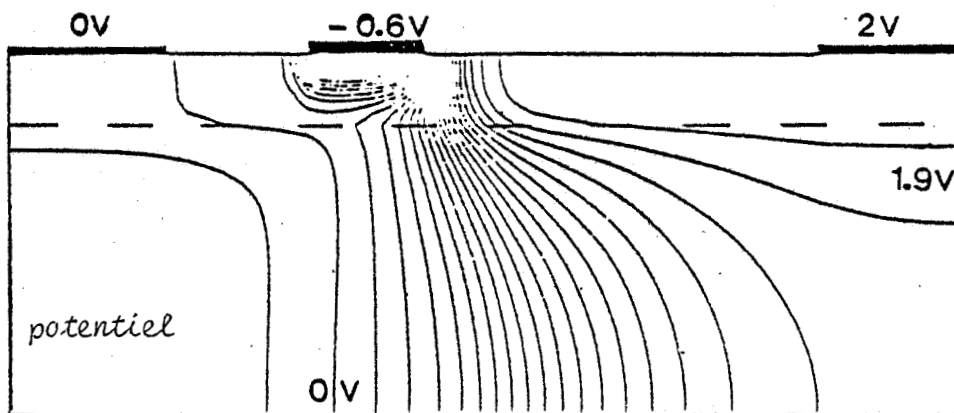
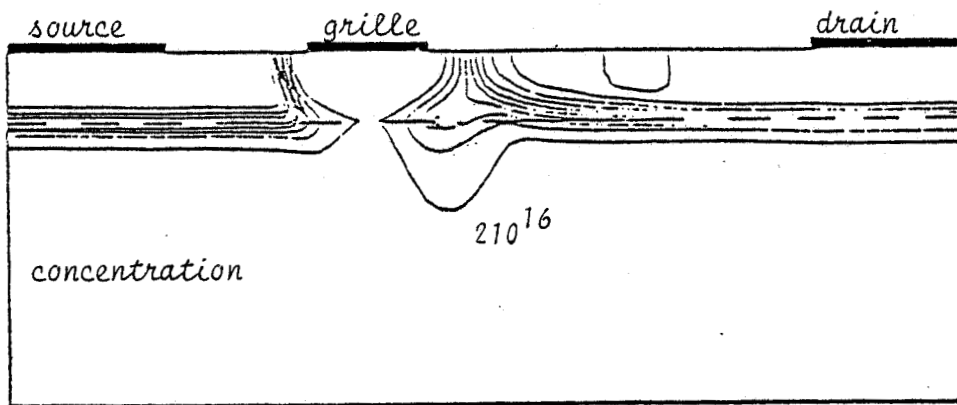


FIGURE III.64 : Evolutions spatiales -de la concentration de porteurs  $n$   
 -du potentiel électrique  $V$   
 -de l'énergie  $E$

Substrat très faible mobilité  $\mu = 100 \text{ CM}^2/\text{V}/\text{SEC}$

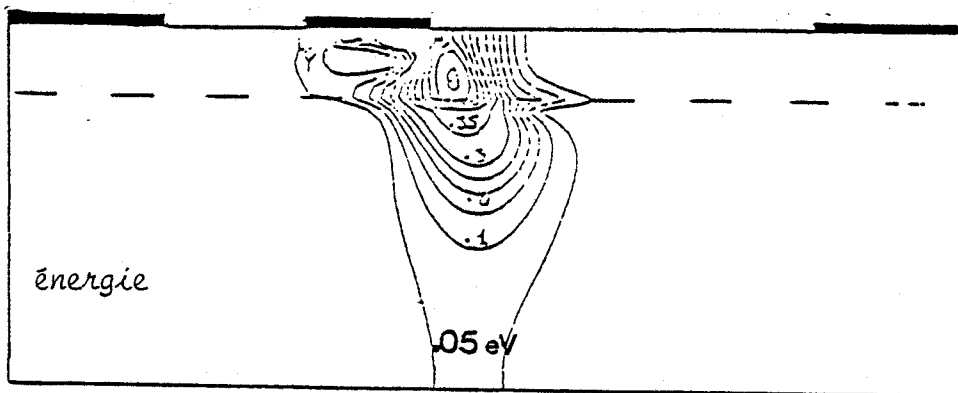
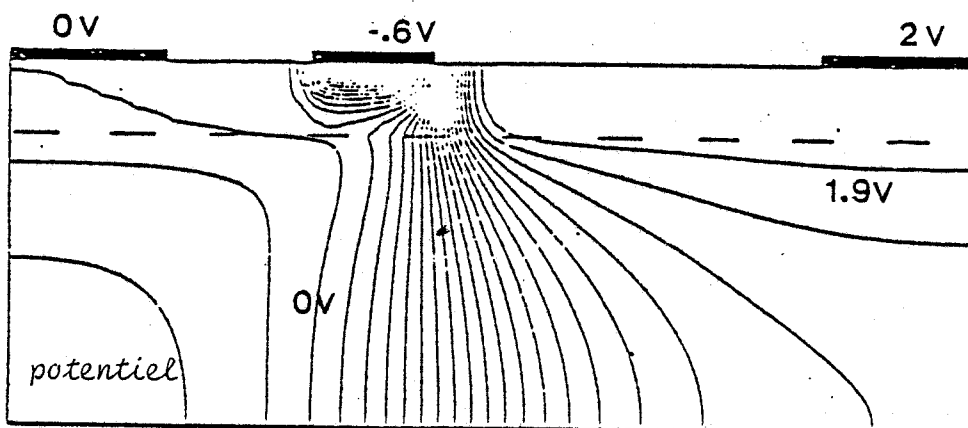
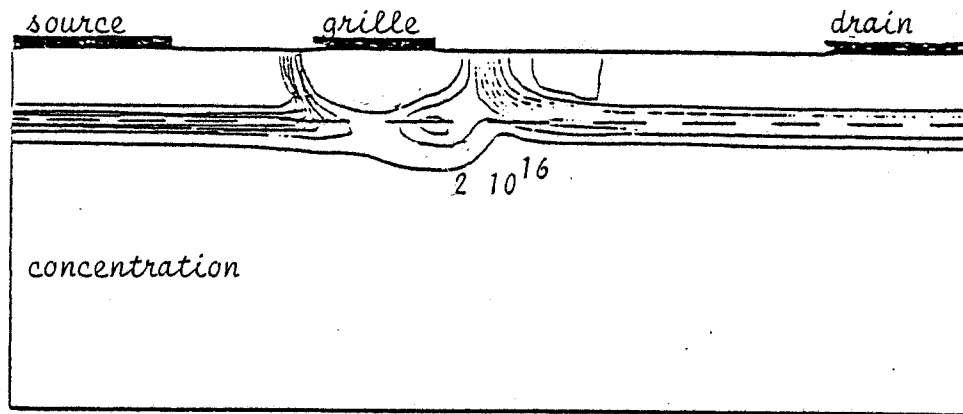


FIGURE III.64 :Evolutions spatiales -de la concentration de porteurs n  
 -du potentiel électrique V  
 -de l'énergie E

	$I_{dss}(V_{gs}=0V)$	$I_{dss}/2$	$0,15 I_{dss}$
Gm	260	240	110
(ms/mm)			

**TABLEAU III.7**

Ces valeurs résultent d'une amélioration de l'efficacité de la commande de grille par le confinement des porteurs dans le canal.

D'autre part, la conductance de sortie Gd est largement réduite, comme on peut le constater sur le tableau [III.8].

	$I_{dss}(V_{gs}=0V)$	$I_{dss}/2$	$0,15 I_{dss}$
Gd	4	3,5	3
(ms/mm)			

**TABLEAU III.8**

Au vu de ces résultats, il est clair que ce type de structure représente un cas limite mais on peut néanmoins considérer ce comportement comme caractéristique de celui que l'on peut obtenir en déposant la couche active sur une couche tampon GaAlAs.

#### IV.4. CONCLUSION

Tout d'abord on peut conclure quant à l'intérêt d'une couche tampon à forte mobilité pour l'obtention de performances optimales tant en bruit qu'en gain. En effet, la transconductance a une valeur d'autant plus grande que la mobilité dans cette couche est plus élevée. Ce résultat fut confirmé expérimentalement par A. IMMOLICE et al [50].

Il apparaît qu'une amélioration des performances et en particulier en gain peut être obtenue en créant une barrière interfaciale suffisante pour limiter l'injection des porteurs et confiner ceux-ci dans le canal. Dans ce cadre, l'utilisation d'une hétérostructure, dans la mesure où celle-ci n'affecte pas la mobilité des porteurs à l'interface, apparaît très intéressante.

On peut noter à ce propos que des résultats expérimentaux [51, 52, 53] ont confirmé l'intérêt de telles structures pour l'amélioration des performances hyperfréquences.

D'autre part, en ce qui concerne l'amélioration du facteur de bruit et en particulier en gamme millimétrique, il est évident que l'utilisation d'une hétérostructure s'avérera intéressante si la réduction de la conductance de sortie peut être compensée par une réduction de la capacité Cgd. (on peut ici entrevoir l'intérêt des composants type "Buried Channel").

Nous devons par ailleurs signaler qu'une étude relative au cas de couches implantées directement sur des substrats compensés au Chrome et des substrats non intentionnellement dopés a été entreprise au laboratoire et partiellement publiée par ailleurs [54].

## V - CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons développé trois exemples d'utilisation de notre modèle en vue de réaliser des études particulières, relatives au fonctionnement et aux performances potentielles du MESFET. Nous avons clairement montré que ce modèle était suffisamment souple, efficace et précis pour réaliser des études paramétriques complètes dans des conditions optimales.

Tout d'abord, il nous a permis de préciser l'intérêt potentiel que pouvaient présenter les structures à profil non uniforme, et en particulier les structures de type "Buried Channel", pour des applications en ondes millimétriques. D'autre part nous avons pu clairement montrer l'influence de la raideur du profil de dopage sur les performances.

Notre modèle nous a permis par ailleurs d'étudier l'influence d'un potentiel de surface sur les principales caractéristiques du transistor et d'en déduire une première approche de l'optimisation de structure à grille creusée. Nous avons mis en évidence l'existence d'une largeur optimale de zone creusée permettant une amélioration notable des performances hyperfréquences et ceci quelle que soit l'application considérée.

Enfin, en ce qui concerne l'influence des propriétés du substrat, l'utilisation d'une hétérostructure (substrat semi-isolant/couche tampon GaAlAs/ couche active GaAs) a été montrée comme particulièrement prometteuse.

Signalons que la plupart des conclusions issues de cette approche théorique se trouvent vérifiées par des résultats expérimentaux partiels relevés dans la littérature. Des résultats expérimentaux obtenus au laboratoire confirment la validité de notre modèle théorique. Leur exposé fera l'objet du chapitre suivant.



### BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- (1) M. FUKUTA, K. SUYAMA, H. SUZUKI, H. ISHIKAWA,  
GaAs Microwave power FET,  
IEEE ED-23, n°4 p. 388, 1976.
- (2) A. CAPPY et al,  
Noise modeling in Submicrometer gate two dimensional electron  
gas field effect transistors,  
IEEE ED-32, n°12, Dec. 1985.
- (3) H. FUKUI,  
Optimal noise figure of microwave GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-26, n°7 p. 1 032, 1979.
- (4) G. SALMER et al,  
Etude et réalisation d'un TEC GaAs faible bruit pour applications  
à 30 GHz,  
Contribution au rapport de contrat DAII/CNET, 1985.
- (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, 1981.
- (6) P. HUGUET et al,  
Etude et réalisation d'un TEC GaAs faible bruit pour applications  
à 30 GHz,  
Rapport de Contrat DAII, 1985.
- (7) P.W. CHYE, C. HUANG,  
Quarter micron low noise GaAs FET'S,  
IEEE EDL-3, n°12 p. 401, 1982.
- (8) R. VAN TUYL, C.A. LIECHTI,  
High speed integrated logic with GaAs MESFET,  
IEEE J. Solid State Circuit, SC-9, Oct. 1974.
- (9) A.K. GUPTA et al,  
Low noise MESFET'S for Ion-implanted GaAs MMIC'S,  
IEEE ED-30, n°13 p. 1 850, Dec. 1983.

- (10) H. BENEKING, A.Y. CHO, J.J.M. DEKKERS, H. MORKOC,  
Buried channel GaAs MESFET'S on MBE material : scattering  
parameters and intermodulation signal distortion,  
IEEE ED-29, n°5 p. 811, 1982.
- (11) H. BENEKING, J.J.M. DEKKERS, M. HEYEN,  
GaAs MESFET with two layers channel,  
European Solid State Device Res. Conf., Grenoble, 1975.
- (12) H. BENEKING, J.J.M. DEKKERS,  
Buried channel GaAs MESFET for very small distortions,  
6th European specialists workshop on active microwave semi  
conductor Devices, Darmstadt, 1980.
- (13) J.J.M. DEKKERS, F. PONSE, H. BENEKING,  
Buried channel GaAs MESFET'S, Scattering parameter and linearity  
dependence on the channel doping profile,  
IEEE ED-28, n°9 p. 1 065, September 1981.
- (14) M. FENG et al,  
Si implanted super low noise GaAs MESFET'S,  
El. Letters, vol 18, n°1 p. 21, Jan. 1982.
- (15) R.H. ENGELMANN, C.A. LIECHTI,  
Bias dependence of GaAs and InP MESFET parameters,  
IEEE ED-24, n°11 p. 1 283, Nov. 1977.
- (16) P.C. CHAO et al,  
Channel-length effects in quarter-micrometer Gate-length  
GaAs MESFET'S,  
IEEE EDL-4, n°9 p. 326, Septembre 1983.
- (17) W.E. SPICER et al,  
Surface and interface states on GaAs (110) : Effect of atomic  
and electronic rearrangements,  
j;v; Sci. Techn., vol 14, n°4, 1977.
- (18) W.E. SPICER et al,  
Unified defect and beyond,  
J.V. Sci. Techn., vol 17, n°5 p. 1 019, 1980.

- (19) W.E. SPICER et al,  
New and unified model for Schottky Barrier and III.V insulator  
interface states formation,  
J.V. Sci. Techn., vol 16, n°5, Sept./ Oct. 1979.
- (20) C.D. THURMOND et al,  
GaAs oxidation and the GaAs-O equilibrium phase diagram,  
J. Electro-Soc., vol 127, n°6 p. 1 366, June 1980.
- (21) G.P. SCHWARTZ et al,  
Interface reactions in plasma - Grow nature oxide. GaAs structures,  
J. Electroch. Soc : p. 2 269, Octobre 1980.
- (22) Z. HADJOUR  
Analyse des dispersions fréquentielles de la transconductance  
ou de la capacité d'entrée et étude du bruit en excès dans un  
TEC GaAs en liaison avec les propriétés électriques de la  
surface entre contacts,  
Thèse de 3ème Cycle, Toulouse, 1985.
- (23) C. LE MOUËLLIC,  
Anomalies de fonctionnement des transistors à effet de champ à  
l'Arseniure de Gallium : Influence de la Surface et du substrat,  
Thèse de 3ème Cycle, Rennes, 1984.
- (24) H. ITOH et al,  
Influence of the surface and the episubstrate interface on the  
drain current drift of GaAs MESFET'S,  
IEEE ED-28, n°7 p. 878, Juillet 1981.
- (25a) J.M. DUMAS et al,  
Evidence of Detrimental Surface effects on GaAs power MESFETS,  
El. letters, vol 18, n°25, Dec. 1982.
- (25b) J.M. DUMAS et al,  
Investigation into GaAs power MESFET surface degradation,  
IEEE Proceeding, 1985.
- (26) S.H. WEMPLE et al,  
Long term and instantaneous Burnout in GaAs Power FET'S :  
mechanisms and solutions,  
IEEE ED-28, n°7 p. 834, Juillet 1981.

- (27) J.G. TENEDORIO, P.A. TERZIAN,  
Effects of Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, SiO<sub>2</sub>, and Polyimide Surface Passivations on  
GaAs MESFET Amplifier RF Stability,  
IEEE EDL-5, n°6, p. 199, June 1984.
- (28) J. LAGOWSKI et al,  
GaAs - Oxide interfaces states : gigantic photionization effects  
and its implications to the origine of these states,  
APL 39, n°3 p. 240, July 1981.
- (29) F. CAPASSO, G.F. WILLIAMS,  
A proposed hydrogen ation-nitridization passivation mechanism  
for GaAs and other III-V semi-conductor devices including  
In Ga As longwavelength photodetectors,  
J. Electrochem Soc., n°129 p. 821, 1982.
- (30) A. CHANDRA et al,  
Surface and interface depletion corrections to free carrier  
density determinations by hall measurements,  
SSE vol 22, p. 645, 1979.
- (31) R.. TAYRANI,  
The effect of a gate recess on GaAs FET characteristics,  
GaAs and related compounds, Symposium, Albuquerque, 1982.
- (32) H.M. MACKSEY,  
Optimization of the n<sup>+</sup> Ledge channel structure for GaAs power  
FET'S,  
IEEE ED-33, n°11 p. 1 818, Nov. 1986.
- (33) H.M. HOBGOOD et al,  
High purity semi-insulating GaAs material for monolithic  
microwave integrated circuits,  
IEEE ED-28, n°2 p. 140, Feb. 1980.
- (34) G.M. MARTIN et al,  
Compensation mechanisms in GaAs,  
JAP 51, n°5 p. 2 840, May 1980.
- (35) A. MIRCEA et al,  
Outdiffusion of deep electron traps in epitaxial GaAs,  
App. Phys., n°11 p. 153, 1976.

- (36) G.M. MARTIN et al,  
Electron trap in Bulk and epitaxial GaAs Crystals,  
El. letters vol 13, n°7 p. 191, Mars 1977.
  
- (37) H.J. VON BARDELEBEN et al,  
Identification of E12 in GaAs,  
APL, 47 (9), p. 970, Nov. 1985.
  
- (38) S. MOTTET, J.E. VIALLET,  
Specific simulation problem related to III-V compounds : semi  
insulating materials,  
Nase Code IV Conference, Dublin, 1985.
  
- (39) Y.M. HOUNG, G.L. PEARSON,  
Deep trapping effects at the GaAs-GaAs : Cr interface in GaAs  
FET structures,  
JAP, 49 (6), p. 3 348, Juin 1978.
  
- (40) C. KOCOT, C.A. STOLTE,  
Backgating in GaAs MESFET'S,  
IEEE MTT-30, n°7 p. 963, Juillet 1982.
  
- (41) H. TRANDUC et al,  
Substrate and interface effects in GaAs FET'S,  
Revue de Physique appliquée, T 13, P; 655, Dec. 1978.
  
- (42) C.P. LEE et al,  
Carrier injection and backating effect in GaAs MESFET'S,  
IEEE EDL-3, n°4 p. 97, Avril 1982.
  
- (43) M. OGAWA, T. KAMIYA,  
Correlation between the backgating effect of a GaAs MESFET and  
the compensation mechanism of a semi-insulating substrate,  
IEEE ED-32, n°3 p. 571, Mars 1985.
  
- (44) B.T. DEBNEY, P.R. JAY,  
The influence of Cr on the mobility of electrons in GaAs FET'S,  
SSE vol 23, P. 773, 1980.
  
- (45) A. CAPPY, E. CONSANT,  
Communication interne.

- (46) R.H. WALLIS, P.R. JAY,  
Deep level and electron mobility near the active layer substrate  
interface in GaAs MESFETS,  
2nd Conference on semi insulating III-V materials, Evian, 1982.
- (47) T. ITOH, H. YANAI,  
Long term drift of GaAs MESFET characteristics and its depen-  
dence on substrate with buffer layer,  
Proc. 7 th, GaAs and Relat. Comp., Saint-Louis, 1978.
- (48) T.W. HICKMOTT,  
Temperature dependence of FET properties for Cr-doped and LEC  
semi-insulating GaAs substrates,  
IEEE ED-31, n°1 p. 54, Jan. 1984.
- (49) M. FENG et al,  
GaAs MESFET'S mode by Ion Implantation into MOCVD buffer layers,  
IEEE EDL-5, n°1 p. 18, Jan. 1984.
- (50) A. IMMOLICE et al,  
The effect of materials properties on the RF performance of  
GaAs FET'S,  
GaAs and related compounds, Vienne, 1980.
- (51) D. ARNOLD et al,  
Microwave performance of GaAs MESFET'S with Al Ga As Buffer layers,  
Effect of Hetero-interfaces,  
IEEE ED-5, n°3 p. 82, Mars 1984.
- (52) K.Y. LEE et al,  
Very High Transconductance short channel GaAs MESFETS with  
Ga 0,3 Al 0,7 As buffer layer,  
El. letters, vol 23, n° 1 p. 11, Jan. 1987.
- (53) C.L. GOSH, R.L. LAYMANN,  
GaAs MESFETS with Ga 1-x Alx As buffer layers,  
IEEE EDL-5, p. 3, 1984.
- (54) G. SALMER et al,  
Substrate effects in submicronic gate low noise microwave MESFETS,  
GaAs and related compounds, Biarritz 1984.

L'étude expérimentale, décrite dans ce chapitre, comporte deux aspects essentiels :

\* en premier lieu, l'étude expérimentale est basée sur une caractérisation précise du composant. Nous rappellerons à ce titre les différentes méthodes mises au point au laboratoire et permettant la détermination :

- des paramètres technologiques du composant (longueur de grille, dopage et épaisseur de couche active, mobilité)

- des éléments du schéma équivalent petit signal et des caractéristiques hyperfréquences. Nous insisterons ici sur l'effort fourni pour la mise au point d'un logiciel d'exploitation.

\* Compte tenu de ces éléments, nous procéderons à une comparaison théorie-expérience, comparaison qui portera sur :

- l'influence de la "raideur" du profil de dopage sur les principales performances en conditions faible bruit. Cette étude, menée en étroite collaboration avec le laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (LEP) et soutenue par un contrat DAI-CNET, visait la réalisation d'un composant dont les performances pour une fréquence de 30 GHz, étaient de :

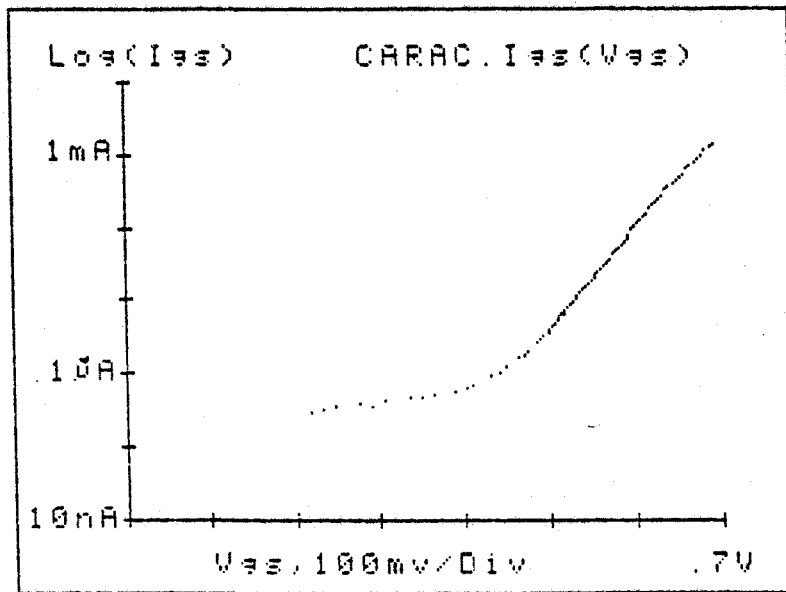
Facteur de bruit minimum  $NF_{min} = 3$  dB

Gain associé  $G_{ass} = 6$  dB

- la réalisation d'une structure de type "Buried Channel". Celle-ci fut élaborée dans notre laboratoire et comprenait :

. la réalisation de la couche par épitaxie par jets moléculaires (MBE ou EJM)

. le processus technologique



EXPLOITATION DE LA PARTIE LIN.

T= 300 K      S= 30  $\mu\text{m}^2$

Vmin= .500 V

Vmax= .600 V

Correlation dans la partie lin.

$r^2 = .9998$  (sur 33 Pts)

Cour. Lim.  $I_{as0} = 3.27E-001 \text{ fA}$

Coef. Ideal.  $n = 1.18E+000$

Tens. Built.  $V_b = .710 \text{ V}$

(eta \*  $V_b$ )  $n * V_b = .839 \text{ V}$



Figure IV.1 : Caractéristique directe de la diode Schottky  $I_{ds}=f(V_{gs})$   
Détermination des paramètres  $\eta, V_b$ . (BL 309 LEP)



**I - LA CARACTERISATION**

**I.1. LA CARACTERISATION STATIQUE**

La caractérisation continue permet de déterminer :

- les paramètres  $\eta$  et  $V_b$  (respectivement coefficient d'idéalité et tension de barrière) de la jonction métal semiconducteur ;
- l'évolution de la transconductance en régime statique ;
- les valeurs des résistances d'accès  $R_s$ ,  $R_d$  et de la résistance du canal  $R_c$  à partir de  $R_s + R_c/2$ ,  $R_d + R_c/2$ ,  $R_s - R_d$ .

**I.1.a) La caractéristique  $I_{ds} = f(V_{gs})$  (figure IV.1)**

La méthode employée est basée sur l'utilisation de la relation courant-tension de la diode Schottky :

$$(IV-1) \quad I = I_s (e^{qV/\eta kT} - 1) \approx I_s e^{qV/\eta kT} \approx A^* S T^2 e^{-qV_b/kT} e^{qV/\eta kT} \quad [1]$$

où  $A^*$  est la constante de Richardson

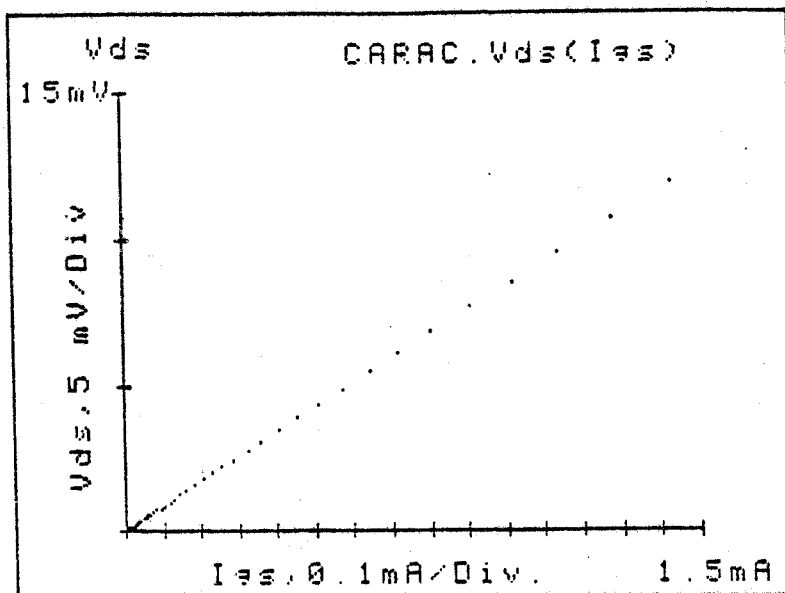
$S$  est la surface de la jonction,  $S = Lg \cdot Z$

On exprime le coefficient d'idéalité  $\eta$  à partir de la pente de la courbe

$$(IV-2) \quad \eta = \frac{q}{k_B T} \frac{d(V_{gs})}{d(\text{Log}(I_{gs}))}$$

L'ordonnée à l'origine de cette courbe nous donne la hauteur de barrière :

$$(IV-3) \quad V_b = \eta \frac{k_B T}{q} \log\left(\frac{A^* S T^2}{I_{gs0}}\right)$$



:EXPLOITATION DE  $V_{ds}(I_{es})$

$I_{min} = .010 \text{ mA}$   
 $I_{max} = 1.431 \text{ mA}$

Correlation dans la partie lin.  
 $\sigma^2 = .99984$  (sur 46 Pts)  
 La droite calculee coupe  
 l'axe  $V_{ds}$  en  $2.49E-002 \text{ mV}$

RES.  $(R_s + R_i) = 8.4 \ \Omega$   
 $\pm 0.1 \ \Omega$



Figure IV.2 : Caractéristique  $V_{ds} = f(V_{gs})$

Détermination de la somme  $R_s + R_i$  (BL 309 LEP)

I.1.b) La caractéristique  $V_{ds} = f(I_{gs})$  (figure(IV.2))

A partir de la mesure du courant de grille en polarisation directe, on détermine la somme  $(R_s + \alpha R_c)$  par la relation :

$$(IV-4) \quad V_{ds} = (R_s + \alpha R_c) I_{gs}$$

où  $V_{ds}$  représente la tension développée par le courant de grille dans la résistance  $R_s$  et dans le canal sous la grille. (l'électrode de drain étant maintenue en "l'air").

De même, en maintenant l'électrode de source "en l'air", on remonte à la somme  $(R_d + \alpha R_c)$  par une relation similaire.

Dans ces expressions, le terme  $\alpha$  est caractéristique de l'effet de distribution du courant de grille dans le canal et peut être considéré comme proche de 0,5 ( $\alpha \neq 0,5$  pour  $V_{ds} \ll n.kT/q$  ; [2], [3]).

La connaissance de ces deux valeurs  $R_d + R_c/2$  et  $R_s + R_c/2$  permet d'accéder à la différence  $R_s - R_d$  et à la somme  $R_d + R_s + R_c$ .

I.2. LA CARACTERISATION BASSE FREQUENCE

La caractérisation basse fréquence vise la détermination :

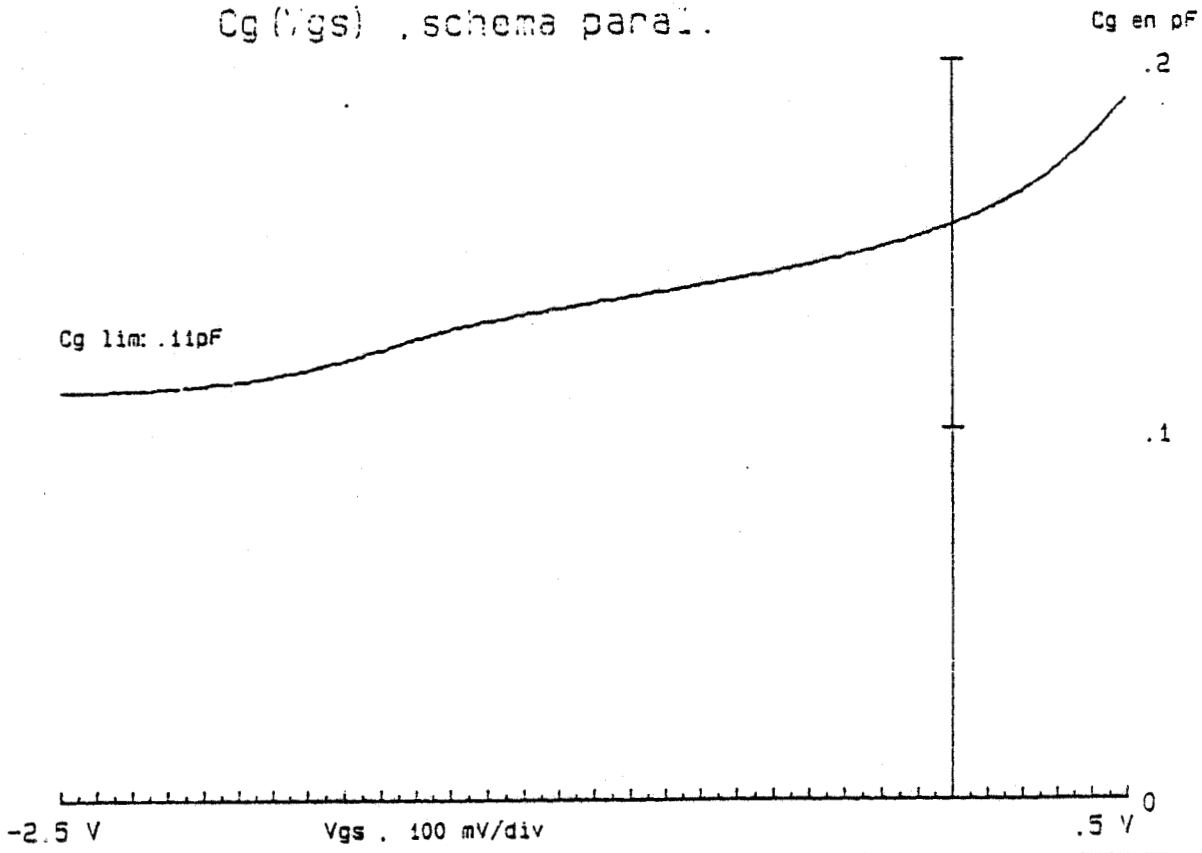
- des principaux paramètres technologiques à savoir les caractéristiques de la couche active (profil de dopage, épaisseur, dopage équivalent), la longueur de grille, la mobilité.

- de la valeur de la somme  $R_s + R_d$  [4].

I.2.a) La caractéristique  $C_g = f(V_{gs})$

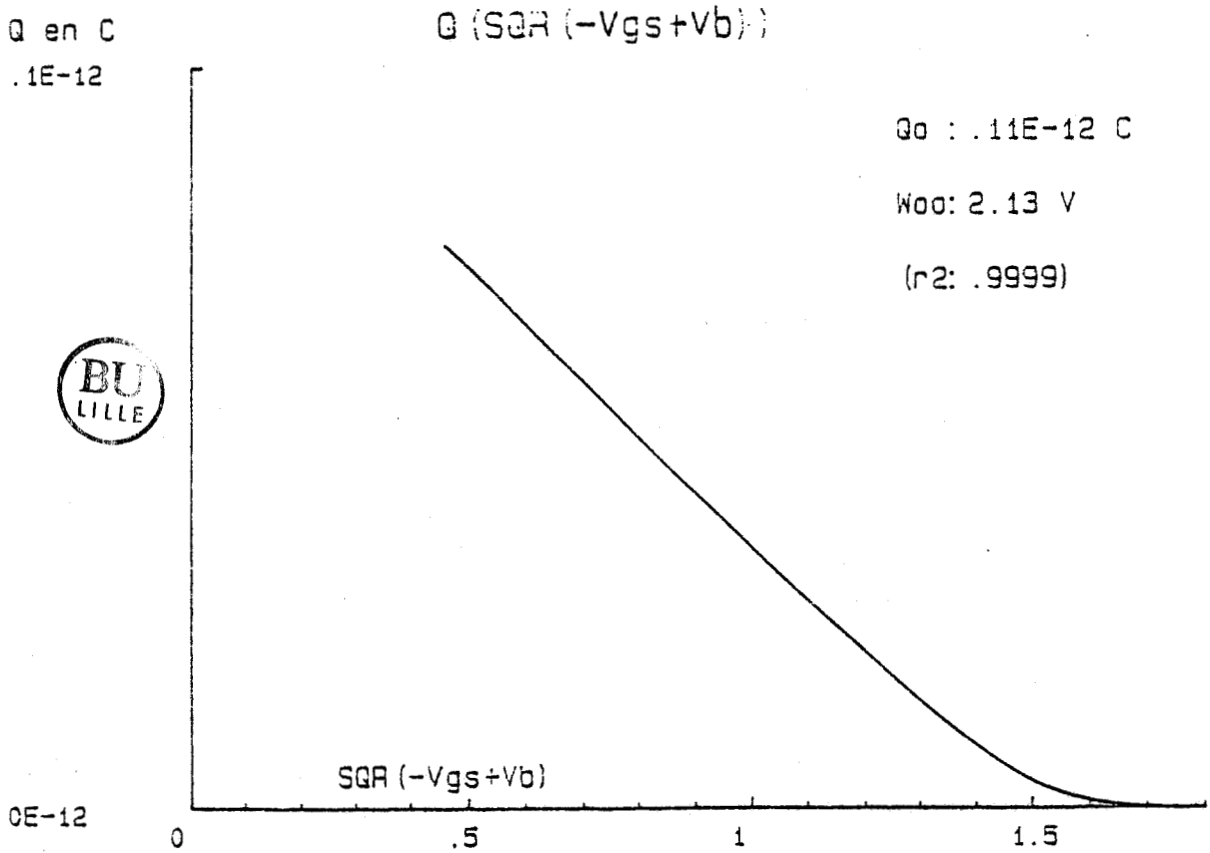
La mesure de la capacité de grille  $C_g$  en fonction de la

Cg (Vgs) , schema para1.



503 T1 02 05/06/86 Freq= 500 MHz Temp=20 oC (293K)

Figure IV.3 : Evolution de la capacité de grille en fonction de Vgs (BL 309 LEP)



503 T1 02 05/06/86 Freq= 500 MHz Temp=20 oC (293K)

Figure IV.4 : Evolution de la charge Q en fonction de (Vb-Vgs)<sup>.5</sup> (BL 309 LEP)

tension de polarisation  $V_{gs}$  (à tension drain-source  $V_{ds}$  nulle) est effectuée dans la bande 100 - 500 MHz, et ce afin de s'affranchir d'effets parasites inhérents aux phénomènes de surface et/ou aux pièges en volume. La figure (IV.3) donne l'évolution typique de la capacité grille obtenue par une mesure au pont réflectométrique (HP 4191). On remarque, qu'à partir d'une certaine tension  $V_{gs}$ , la capacité devient constante. Cette capacité limite  $C_{lim}$  peut être attribuée pour la plus grande part aux effets de bords et aux capacités de plots.

En soustrayant la capacité  $C_{lim}$  à la capacité  $C_g(V_{gs})$  on remonte à la quantité de charges libres stockées sous la grille :

$$(IV-5) \quad Q(V_{gs}) = \int_{V_{gs0}}^{V_{gs}} (C_g(V_{gs}) - C_{lim}) dV_{gs}$$

Pour une structure à profil uniforme, la loi de Shockley donne l'évolution de la charge  $Q$  en fonction de  $V_{gs}$  :

$$(IV-6) \quad Q(V_{gs}) = Q_0 \left( 1 - \left( \frac{V_b - V_{gs}}{W_{\infty}} \right)^{1/2} \right)$$

$$(IV-7a) \quad Q_0 = q Z L_g A N_D$$

$$(IV-7b) \quad W_{\infty} = \frac{q N_D a^2}{2 \epsilon}$$

( $Q_0$   $W_{\infty}$ ) représentent respectivement la quantité totale de charge sous la grille et la tension de pincement.

Ainsi, à partir de l'exploitation de la zone linéaire de la courbe  $Q = f \sqrt{(V_b - V_{gs})}$  (figure (IV.4)), on détermine les grandeurs  $Q_0$ ,  $W_{\infty}$ .

Enfin, la connaissance de  $Q_0$  et  $W_{\infty}$  permet d'accéder aux

paramètres épaisseur et dopage de la couche active, si l'on connaît la longueur de grille :

$$(IV-8) \quad \frac{A}{L_g} = \frac{2 \epsilon Z W_{\infty}}{Q_0} \quad N_D = \frac{2 \epsilon W_{\infty}}{q A^2}$$

Il faut noter que dans le cas d'une couche réelle, les grandeurs A et  $N_D$  représentent une épaisseur et un dopage équivalents.

D'autre part, l'exploitation de la courbe  $C_g(V_{gs})$  peut permettre d'estimer le profil de dopage  $n(y)$ , tout au moins sur la première décade  $10^{17} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  :

$$(IV-9) \quad n(y) = -\frac{C_g^2}{q \epsilon S^2} \left( \frac{dC}{dV} \right)^{-1} \quad y = \frac{\epsilon S}{C} \quad [5]$$

### I.2.b) La caractéristique $R_{ds} = f(V_{gs})$

L'exploitation de cette caractéristique (qui peut être obtenue en continu et/ou en basse fréquence) se fait généralement suivant la méthode proposée par P.L. HOWER ET N.G. BECHTEL [6], c'est à dire :

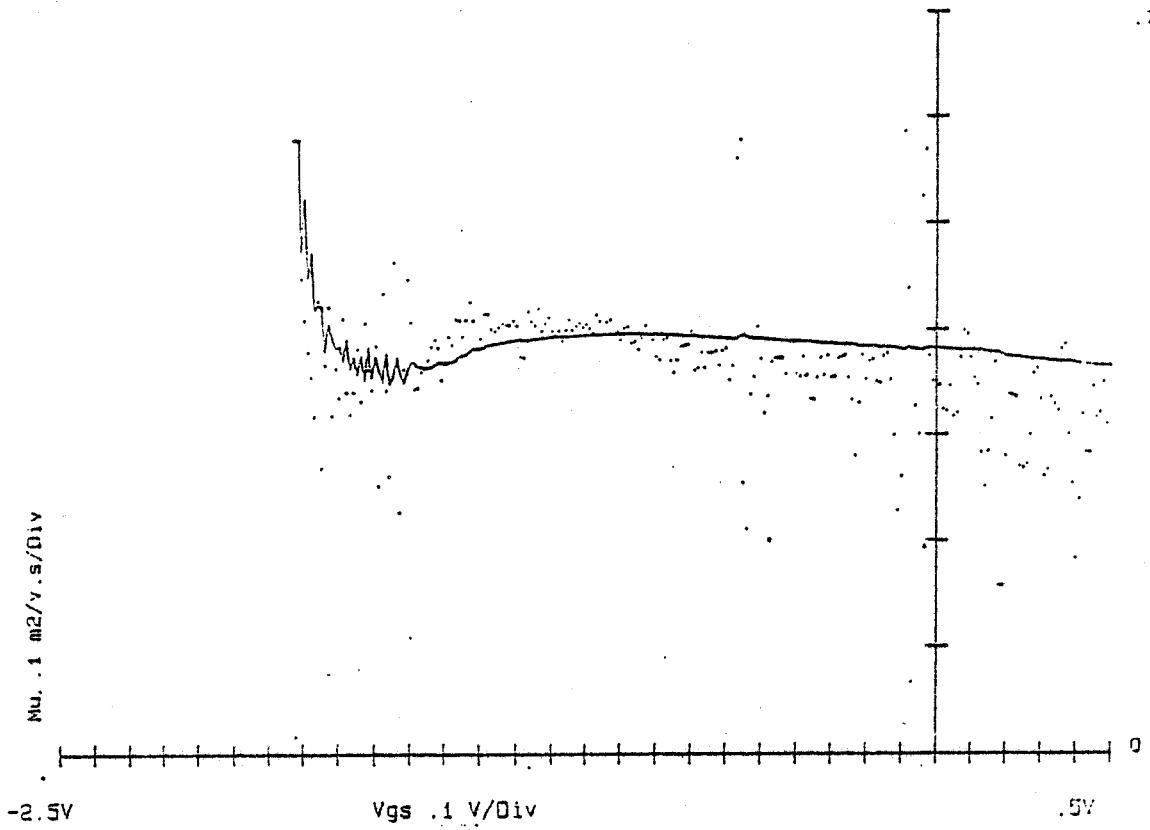
dans le cas d'une couche dopée uniformément, d'épaisseur A et de mobilité constante  $\mu_0$ , la résistance  $R_{ds}$  s'exprime par

$$(IV-10) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + R_o \left( 1 - \sqrt{\frac{V_g - V_{gs}}{W_{\infty}}} \right)^{-1}$$

$$(IV-11) \quad R_o = \frac{L_g}{q \mu_0 N_D A Z}$$

Mu (Vgs)

MU en m2/v.s



05/06/86 503 T1 01 100 Mhz Temp=20 °C (293 K) Vds=0mV



Figure IV.5 : Evolutions de la mobilité moyenne et différentielle en fonction de Vgs. (BL 309 LEP)

.....  $\mu_d$   
———  $\bar{\mu}_c$

L'exploitation de la courbe  $R_{ds} = f(V_{gs})$  permet de déduire  $R_s + R_d$  (ordonnée à l'origine) et  $R_0$  qui représente la résistance du canal (pente de la courbe).

Dans le cas de couches réelles (profils non uniformes de dopage et de mobilité) A. CAPPY [4] et M. SCHORTGEN [7] ont proposé une nouvelle méthode de détermination de  $R_s + R_d$ , basée sur l'utilisation des mesures de capacité  $C(V)$  et de mobilité.

### I.2.b.1) Mesure du profil de mobilité par magnétorésistance

Le principe de cette mesure, introduite par J.R. SITES et H. WIEDER [8], est basée sur l'effet de magnétorésistance dans les semi-conducteurs.

Si  $R_{ds}(0)$  représente la résistance entre drain et source en l'absence de champ magnétique,  $R_{ds}(B)$  cette résistance après application du champ magnétique d'intensité  $B$ , l'expression de la mobilité moyenne  $\bar{\mu}_c$  (de l'ensemble des électrons dans le canal) est donnée par

$$(IV-12) \quad \bar{\mu}_c = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{R_{ds}(0)}{R_{ds}(B)} - 1} \quad (\text{figure (IV.5)})$$

De même, on définit la mobilité différentielle  $\mu_d$  par :

$$(IV-13) \quad \mu_d(V_{gs}) = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{\Delta R_{ds}(0, V_{gs})}{\Delta R_{ds}(B, V_{gs})} (1 + \mu_c^2(V_{gs}) B^2) - 1}$$

### I.2.b.2) Détermination de la résistance $R_s + R_d$

La conductance du canal peut être définie par la relation :



$$(IV-14) \quad G_c(y) = \frac{qZ}{L^2} \int_a^y n(y) \mu(y) dy$$

où  $a$  représente l'épaisseur de la couche active,  $Lg^*$  une longueur de grille effective. En considérant :

$$(IV-15a) \quad dQ(V_{gs}) = qZL^2 n(y) dy$$

$$(IV-15b) \quad \mu_d(V_{gs}) \neq \mu(y)$$

on obtient

$$(IV-16) \quad G_c(V_{gs}) = \frac{1}{L^2} \int_{V_p}^{V_{gs}} \mu_d(V_{gs}) dQ(V_{gs})$$

La résistance drain source s'exprime alors en fonction de la tension  $V_{gs}$  par

$$(IV-17) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + \frac{1}{G_c(V_{gs})}$$

En introduisant la mobilité moyenne  $\bar{\mu}_c$  tel que

$$(IV-18) \quad \bar{\mu}_c(V_{gs}) = \frac{\int_{V_p}^{V_{gs}} \mu_d(V_{gs}) dQ(V_{gs})}{\int_{V_p}^{V_{gs}} dQ(V_{gs})}$$

on obtient

$$(IV-19) \quad G_c(V_{gs}) = \frac{1}{L^2} \bar{\mu}_c \int_{V_p}^{V_{gs}} dQ(V_{gs}) = \frac{1}{L^2} \bar{\mu}_c(V_{gs}) Q(V_{gs})$$

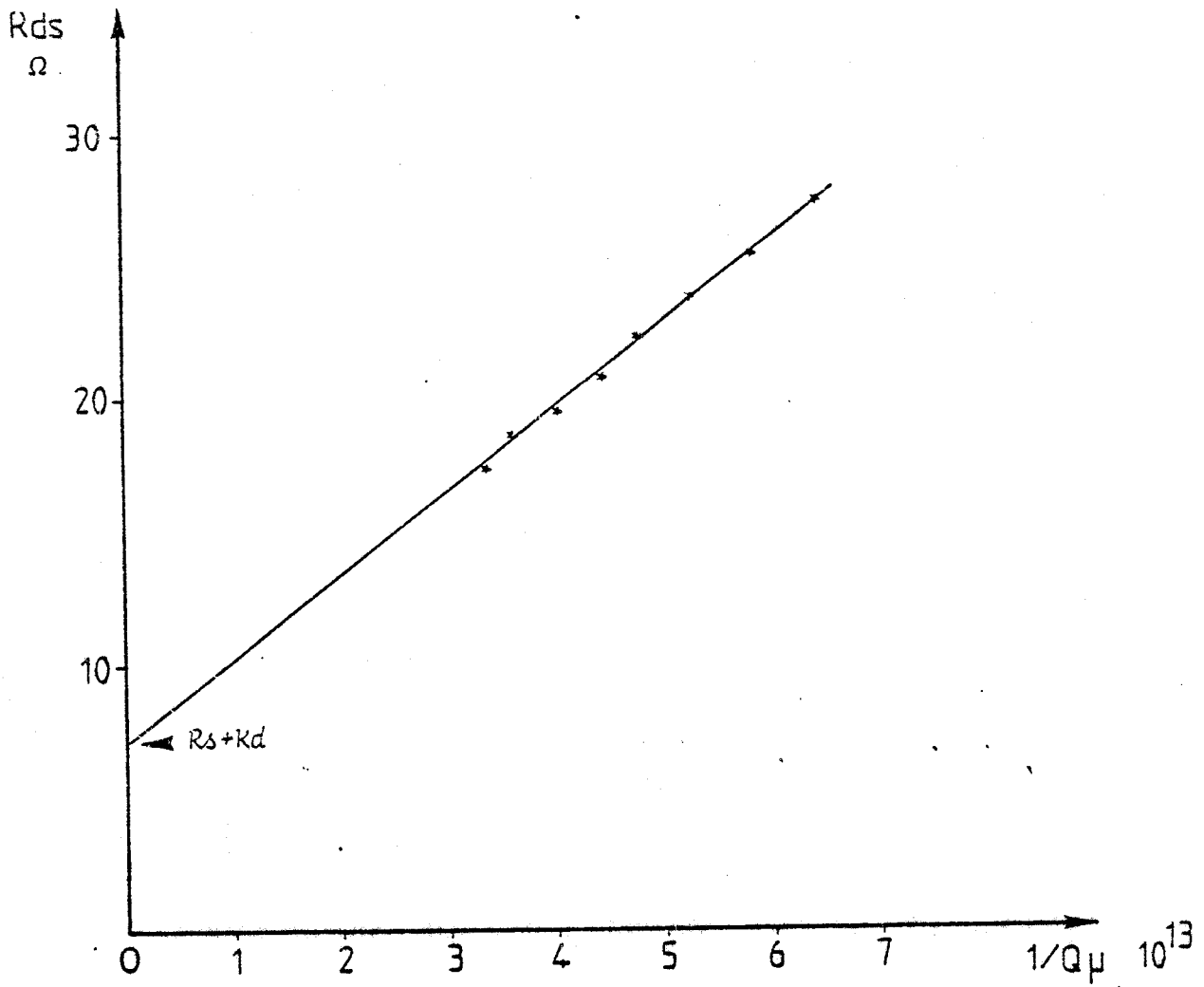


Figure IV.6 : Détermination de la somme  $R_s + R_d$  d'après la méthode décrite par [4]. (BL 309 LEP)



et donc

$$(IV-20) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + \frac{L^2}{\bar{\mu}_c(V_{gs}) Q(V_{gs})}$$

L'exploitation de la courbe  $R_{ds} = f(1/Q \cdot \bar{\mu}_c)$  permet alors de déduire  $R_s + R_d$  (ordonnée à l'origine) et d'estimer la longueur effective de grille  $Lg^*$  (pente de la courbe) (figure (IV.6)).

En conclusion, nous donnons sur le tableau [IV.1] le résumé de l'ensemble des paramètres déterminés par la caractérisation continue et basse fréquence. Ces paramètres peuvent alors être comparés aux données technologiques du constructeur.

### I.3. DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL. CARACTERISATION HYPERFREQUENCE

Le schéma équivalent petit signal du composant est représenté sur la figure (IV.7). Il se compose

- des éléments d'accès  $Lg, Ls, Ld, Rs, Rd, Rg, Cpg$  ( $Cpg$  étant une capacité parasite liée principalement au plot de grille).
- des éléments intrinsèques  $Cgs, Ri, Gm_0, \tau, Cds, Cgd, Gd$ .

La détermination de ces éléments peut être envisagée de deux manières différentes :

- par programme d'optimisation [9, 10]

Cette méthode consiste, à partir de l'acquisition des para-

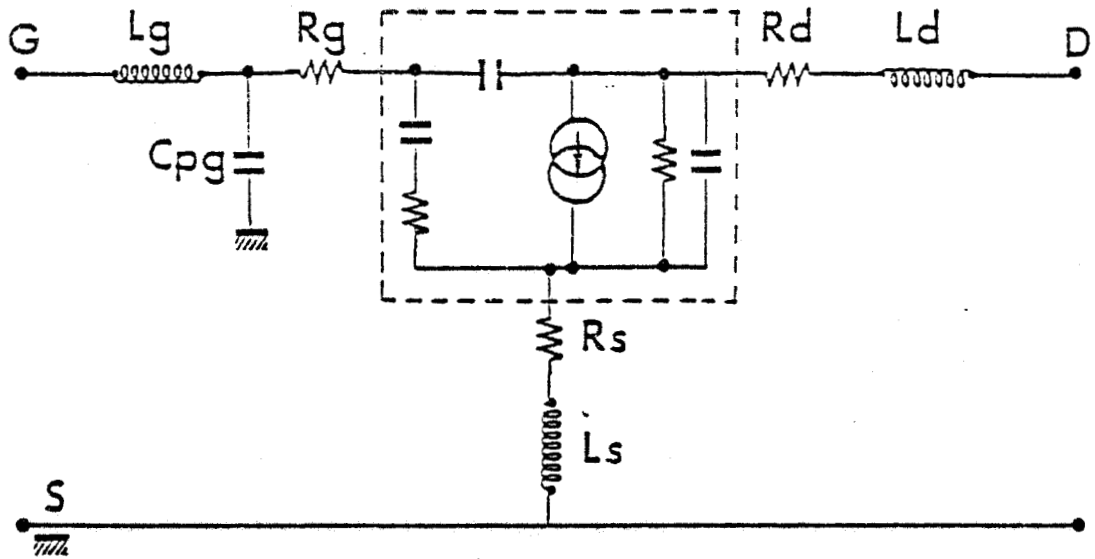


Figure IV.7 : Schéma équivalent du transistor à effet de champ.



TABLEAU IV.1

Continu

Eléments déterminés

Données constructeur

$$I_{gs} = f(V_{gs})$$

$\eta, V_b$

$$V_{ds} = f(I_{gs})$$

$R_s + R_c/2, R_d + R_c/2,$

$R_s - R_d, R_o$

Basse Fréquence

$$R_{ds} = f(V_{gs})$$

$R_s + R_d, R_o$

$$C_g = f(V_{gs})$$

$Q_o, W_{oo}, n(y) \rightarrow N_d, A, L_g^*$

$n(y), A, L_g, N_d$

$$R_{ds} = f(V_{gs}) \text{ magnétor.}$$

$\bar{\mu}_c(V_{gs}), u_d(V_{gs})$

$$R_{ds} = f(1/Q\bar{\mu})$$

$R_s + R_d, L_g^*$



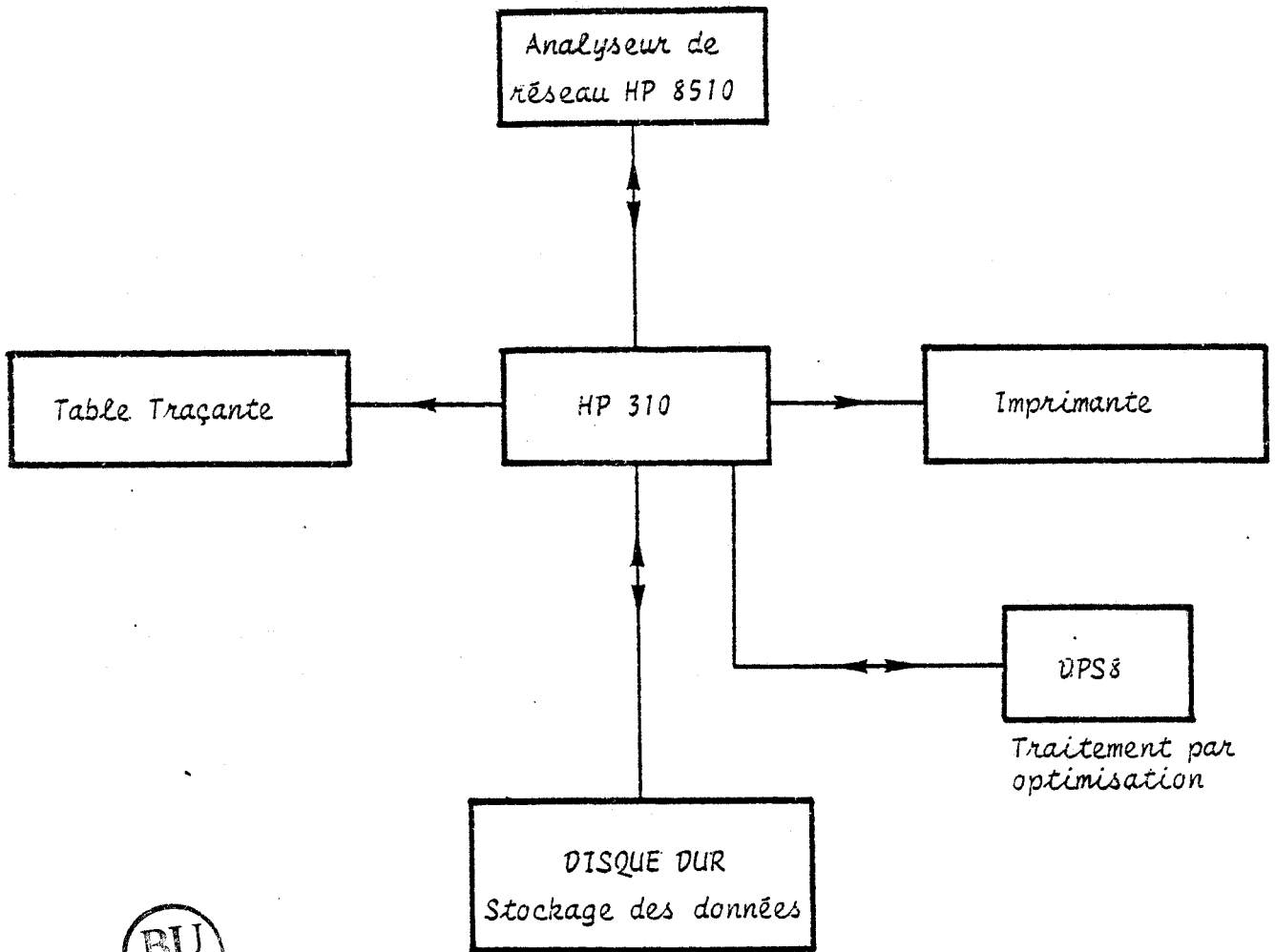


Figure IV.8 : Organigramme général

mètres  $S_{ij}$  du composant, à déterminer les éléments du schéma équivalent dans une gamme de fréquences donnée par une procédure mathématique. D'un point de vue pratique, ce programme se trouvant implanté sur le système d'exploitation DPS8, un couplage entre système de mesure et système d'exploitation a été effectué (figure (IV.8)).

- par exploitation du schéma équivalent

Cette méthode permet une détermination directe et précise de l'ensemble des éléments du schéma équivalent par mesure des paramètres  $S_{ij}$  dans une gamme de fréquences (2 - 4)GHz choisie pour que des approximations puissent être effectuées. Cette méthode peut être scindée en deux étapes :

- détermination des éléments extrinsèques ;
- détermination des éléments intrinsèques.

I.3.a) Détermination des éléments d'accès

L'idée de base repose sur l'exploitation des paramètres  $Z_{ij}$  de la matrice impédance obtenue à polarisation drain source nulle [11]. En polarisation directe de grille ( $I_{gs} < 10^{-1}$  mA/ $\mu\text{m}^2$ ), la capacité d'entrée présente une impédance négligeable. Si la fréquence est suffisamment basse pour que l'on puisse négliger l'influence de  $C_{gd}$ , les paramètres  $Z_{ij}$  s'expriment alors par :

$$(IV-21) \quad Z_{11} = R_s + R_g + R_d/3 + \eta \frac{k_B T}{q} \frac{1}{I_{gs}} + j\omega(L_s + L_g)$$

$$(IV-22) \quad Z_{12} = R_s + R_d/2 + j\omega L_s$$

$$(IV-23) \quad Z_{21} = R_s + R_d/2 + j\omega L_s$$

$$(IV-24) \quad Z_{22} = R_s + R_d/2 + R_d + j\omega(L_s + L_d)$$

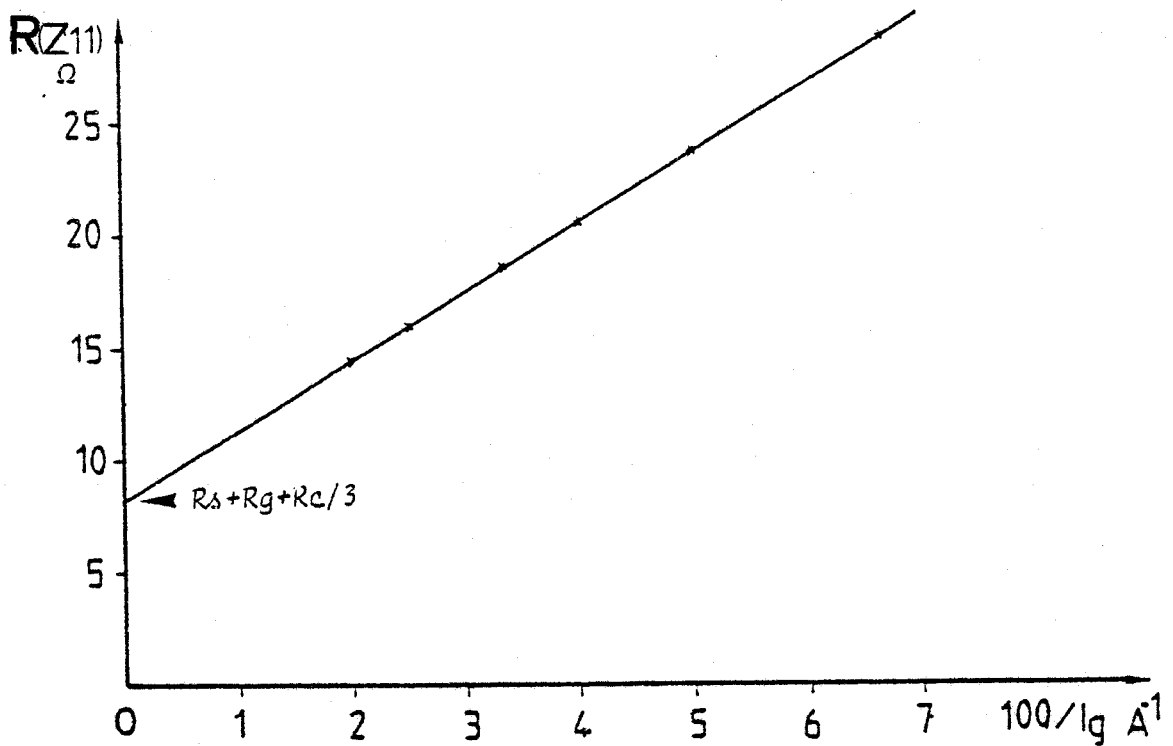


Figure IV.9 : Evolution de la partie réelle de  $Z_{11}$  en fonction de  $1/\lg$ .  
Détermination de la somme  $R_s + R_g + R_c / 3$  (BL 309 LEP)

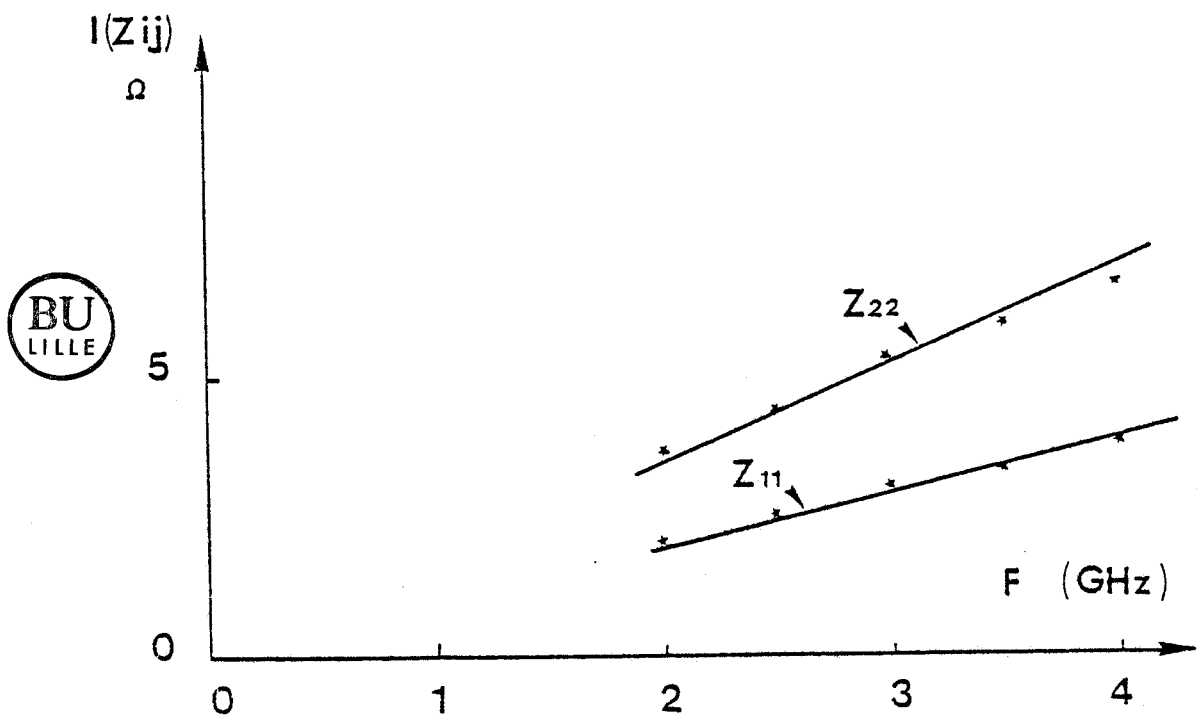


Figure IV.10 : Evolution de la partie imaginaire de  $Z_{ij}$  en fonction de la fréquence.  
Exemple sur les paramètres  $Z_{11}$  et  $Z_{22}$  du transistor BL 309 (LEP)  
--- détermination des selfs  $L_s, L_d, L_g$



(dans ces expressions,  $R_c$  représente la résistance du canal,  $n$  le coefficient d'idéalité de la diode Schottky).

L'exploitation des parties réelles et imaginaires de ces paramètres  $Z_{ij}$  permet de déduire :

- les résistances ( $R_s$ ,  $R_d$ ,  $R_c$ ) à partir des parties réelles de  $Z_{12}$ ,  $Z_{22}$ , connaissant la somme  $R_s + R_d$  ;

- la somme  $R_s + R_g + R_c/3$ , en extrapolant à l'origine sur le tracé de la partie réelle de  $Z_{11}$  en fonction de  $1/I_{gs}$  (figure (IV.9));

- les inductances  $L_s$ ,  $L_g$ ,  $L_d$  à partir de l'évolution des parties imaginaires de  $Z_{11}$ ,  $Z_{12}$  ou  $Z_{21}$ ,  $Z_{22}$  (évolution linéaire en fonction de la fréquence) (figure (IV.10)).

Estimation de la capacité parasite d'entrée  $C_{pg}$

On peut estimer facilement la valeur de la capacité d'entrée  $C_{pg}$ , en polarisant ici la grille en inverse (transistor N - ON). En effet, les parties réelles des paramètres  $Z_{ij}$  s'expriment par :

$$(IV-25) \quad R(Z_{11}) = (R_s + R_g + R_c/3) / (1 + C_{pg} / C_g)^2$$

$$(IV-26) \quad R(Z_{12}) = R(Z_{21}) = (R_s + R_c/2) / (1 + C_{pg} / C_g)$$

$$(IV-27) \quad R(Z_{22}) = R_s + R_d + R_c$$

L'évolution de la partie réelle de  $Z_{12}$  en fonction de la partie réelle de  $Z_{22}$  [6] est une droite de pente 1/2 quand la capacité  $C_{pg}$  est négligeable :

$$(IV-28) \quad R(Z_{12}) = \frac{R(Z_{22})}{2} + \frac{R_s - R_d}{2}$$

Ainsi, quand la capacité  $C_{pg}$  est prise en compte, la pente de cette droite est modifiée par le coefficient  $1/(1 + C_{pg}/C_g)$  ; Il est alors aisé de déduire la valeur de  $C_{pg}$ .

Nous donnons sur la figure (IV.11) l'organigramme correspondant à la réalisation d'un programme sur ordinateur de l'ensemble de ces mesures.

Les éléments intrinsèques étant connus, on peut maintenant accéder aux éléments du schéma intrinsèque.

### I.3.b) Détermination des éléments intrinsèques du schéma équivalent

La mesure est effectuée pour des valeurs quelconques de  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ . L'idée est ici de décrire ce schéma par ses paramètres admittances [4, 12, 13].

En supposant  $(R_i C_{gs} \omega)^2 \ll 1$ ,  $\omega \tau \ll 1$  dans la gamme de fréquence (2 - 4)GHz, les paramètres admittances du quadripole équivalent à la partie intrinsèque du composant s'expriment par :

$$(IV-30) \quad y_{11} = R_i C_{gs}^2 \omega^2 + j\omega(C_{gd} + C_{gs})$$

$$(IV-31) \quad y_{12} = -j\omega C_{gd}$$

$$(IV-32) \quad y_{21} = G_{mo} - j\omega(C_{gd} + G_{mo}(R_i C_{gs} + \tau))$$

$$(IV-33) \quad y_{22} = G_d + j\omega(C_{gd} + C_d)$$

La détermination des différents éléments est alors faite de la manière suivante (figure (IV.12)) :

- A partir des paramètres  $Z_{ij}$  déduits de la mesure, on retranche les éléments d'accès pour obtenir les paramètres  $Z_{ij}$  intrinsèques.

$V_{ds} = 0 \text{ V}$      $2 \cdot 10^{-3} \leq I_{gs} \leq 10^{-2} \text{ mA}$

Grille polarisée  
en inverse

Acquisition des Paramètres  $S_{ij}$   
dans une gamme de fréquences donnée  
(2-4 GHz)

Passage  
 $S_{ij} \text{ --- } Z_{ij}$

Tracés de :  $-R(Z_{12}) = f(R(Z_{22}))$  Theor.  
 $-R(Z_{12}) = f(R(Z_{22}))$  Exper.

Det. de  $C_{pg}$

Détermination de  
 $R_s, R_d, R_g$

Comparaison aux valeurs stati.

Tracé de  $R(Z_{11}) = f(1/I_g)$

Détermination de  
 $R_g$

Tracés de :  $-I(Z_{11})$   
 $-I(Z_{12})$   
 $-I(Z_{21})$   
 $-I(Z_{22})$

$I_{gs} = I_{g_{max}}$   
Détermination  
de  $L_s, L_d, L_g$



Impression des  
Résultats



Figure IV.11 : Organigramme de la méthode utilisée pour la détermination des éléments extrinsèques.

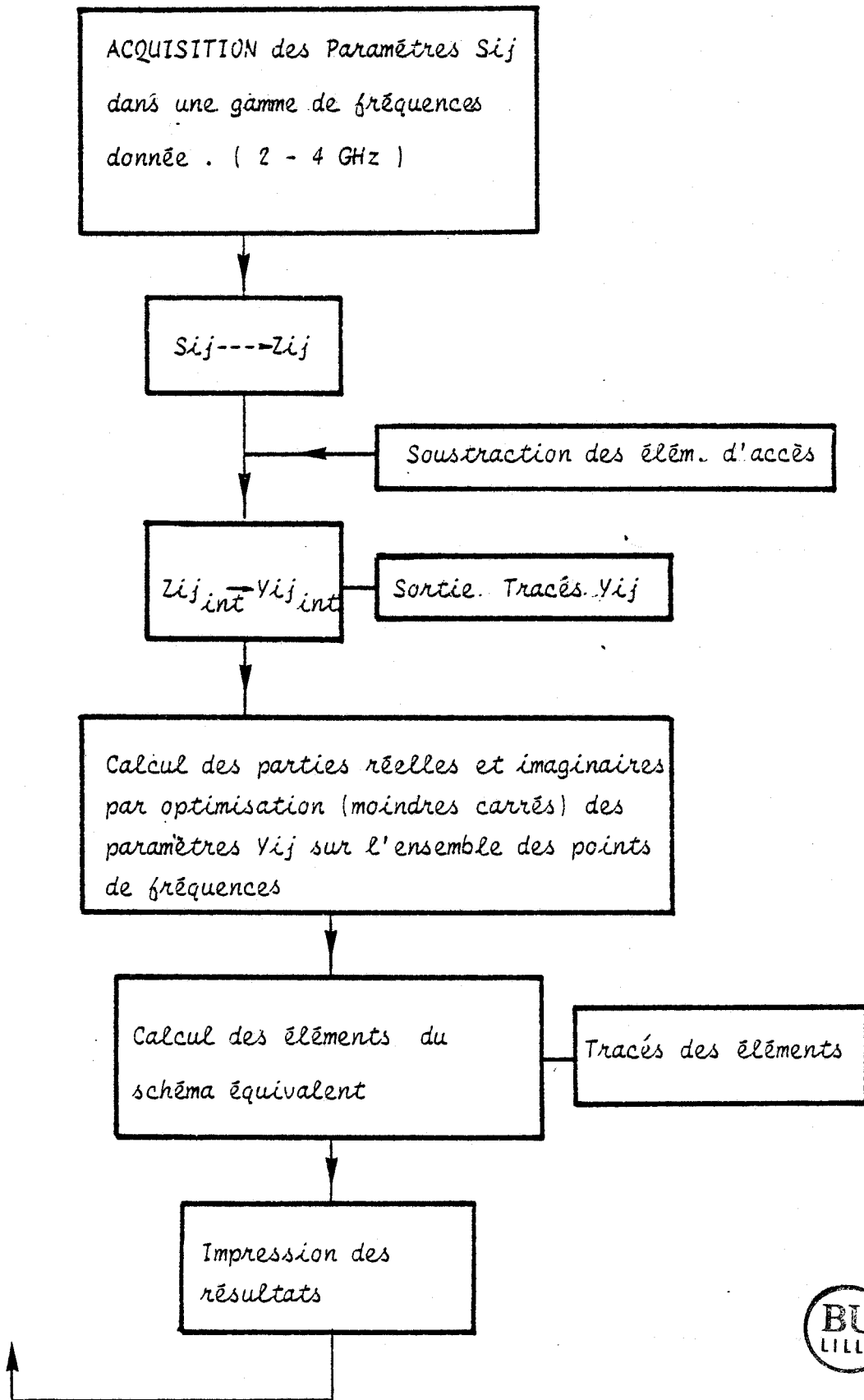


Figure IV.12 : Organigramme de la méthode utilisée pour la détermination des éléments intrinsèques.

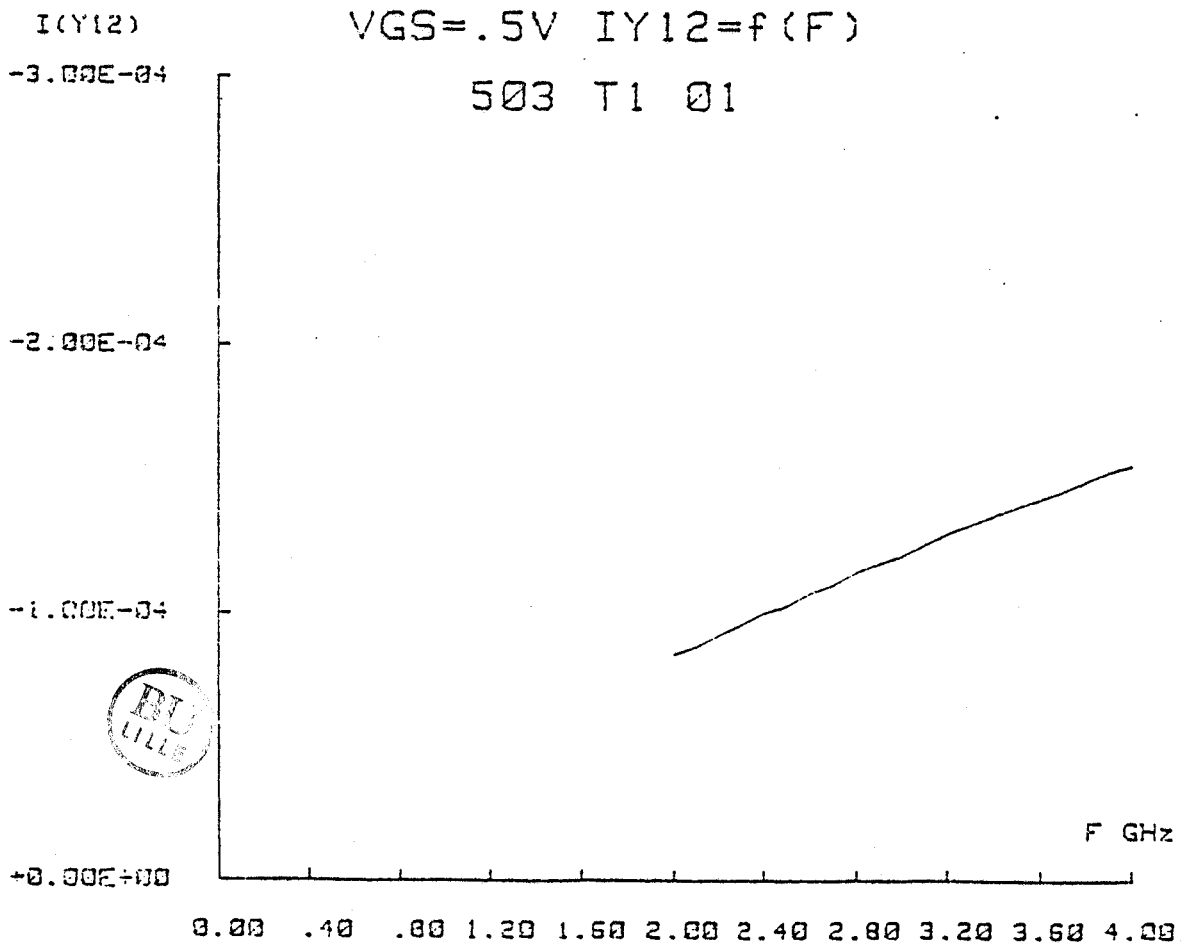
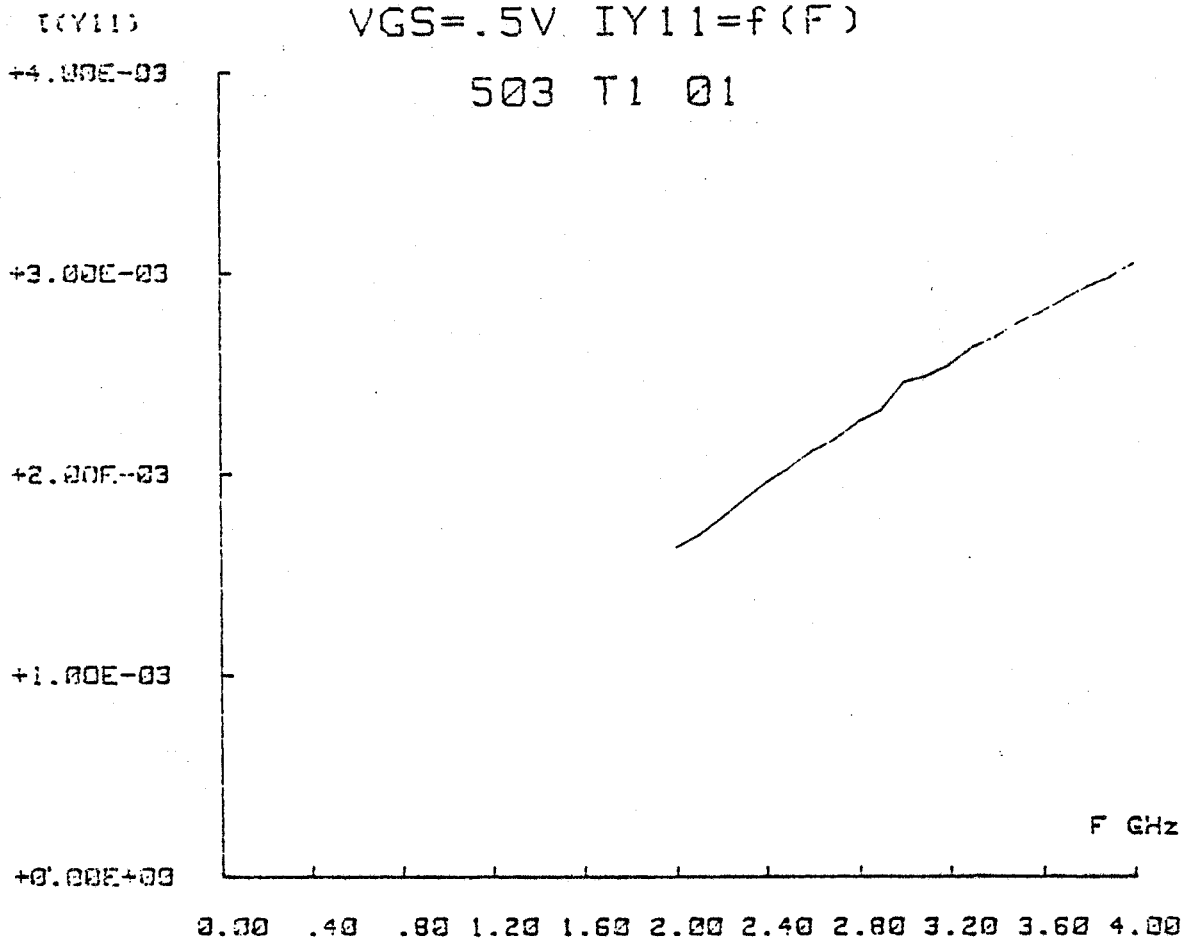


Figure IV.13 : Evolution fréquentielle des paramètres  $Y_{ij}$  .  
Exemple sur les paramètres  $Y$  du transistor BL 309 (LEP)

- On exprime alors les paramètres  $Y_{ij}$  intrinsèques.

A ce niveau, nous avons la possibilité de vérifier la dépendance fréquentielle de ces paramètres (figure (IV.13)).

- Par une méthode d'optimisation (au sens des moindres carrés) appliquée sur toute la gamme de fréquences, on accède aux parties réelles et imaginaires des paramètres  $Y_{ij}$ , ce qui permet d'en déduire les éléments du schéma équivalent :

Cgd	à partir de	Im	( $y_{12}$ )
Cgs	"	"	Im ( $y_{11}$ )
R <sub>i</sub>	"	"	Réel ( $y_{11}$ )
G <sub>m0</sub>	"	"	Réel ( $y_{21}$ )
$\tau$	"	"	Im ( $y_{21}$ )
G <sub>d</sub>	"	"	Réel ( $y_{22}$ )
Cds	"	"	Im ( $y_{22}$ )

**FIGURE (IV.14)**

Il faut noter que la simplicité de cette méthode permet de déterminer très rapidement l'ensemble des éléments du schéma équivalent et ce pour un ensemble de valeurs  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ .

A titre d'exemple, le schéma équivalent pour l'ensemble des caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds} = 3 \text{ V})$  (en moyenne pour une dizaine de points) est obtenu en moins de 10 minutes sur un système d'exploitation HP 310 (acquisition-traitement).

### I.3.c) Caractérisation hyperfréquence

A partir de la mesure des paramètres  $S_{ij}$  dans une gamme de fréquence donnée, on déduit les évolutions des différents paramètres hyperfréquences du composant, à savoir :

Gm (mS)

VDS = 3V GM=F(VGS)

+2.00E+01

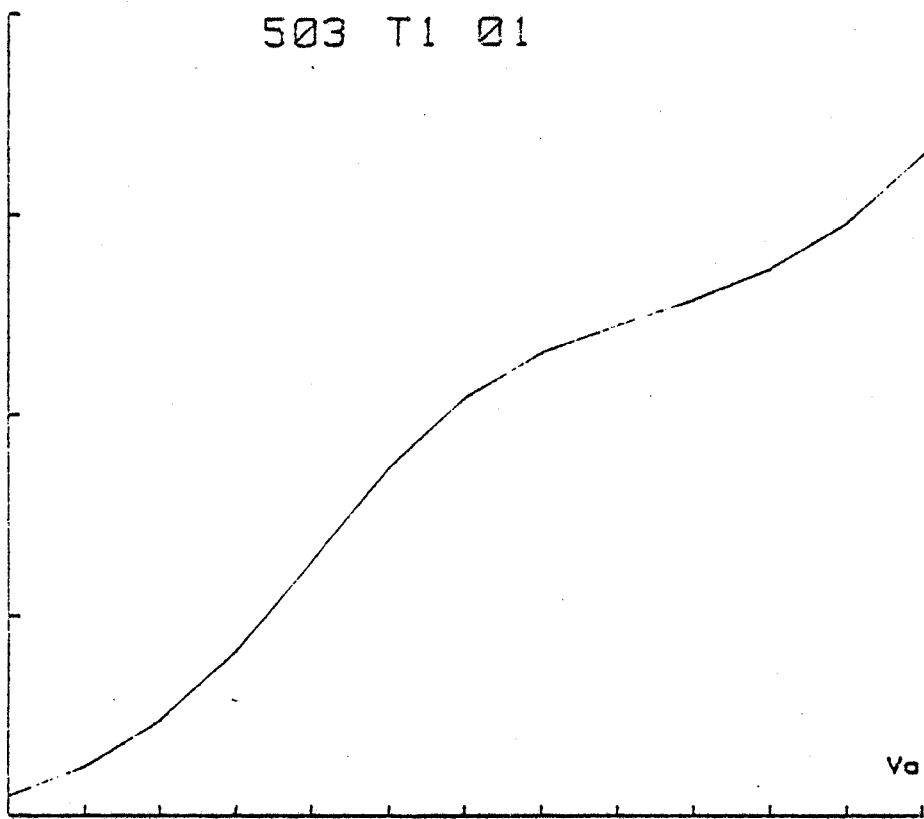
503 T1 01

+1.50E+01

+1.00E+01

+5.00E+00

+0.00E+00



-2.50 2.25 2.00 1.75 1.50 1.25 1.00 -0.75 -0.50 -0.25 0.00 .25 .50

Volt

Figure IV.14 : Evolution des éléments du schéma équivalent en fonction de Vgs. Exemple sur les éléments du transistor BL 309 (LEP)

Cgs (pF)

VDS = 3V CGS=F(VGS)

+2.00E-01

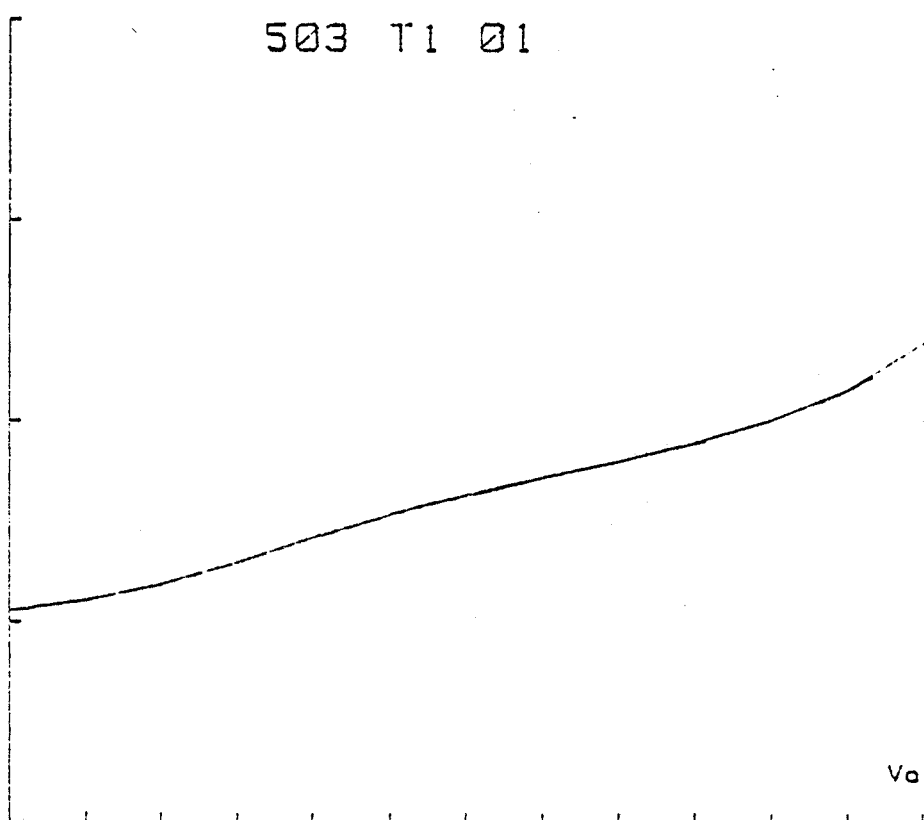
503 T1 01

+1.50E-01

+1.00E-01

+5.00E-02

+0.00E+00



-2.50 2.25 2.00 1.75 1.50 1.25 1.00 -0.75 -0.50 -0.25 0.00 .25 .50

Volt



GD (mS)  
+2.00E+00

VDS = 3V GD=F(VGS)

503 T1 01

+1.50E+00

+1.00E+00

+5.00E-01

+0.00E+00

Volt

-2.50 2.25 2.00 1.75 1.50 1.25 1.00 -.75 -.50 -.25 0.00 .25 .50

Figure IV.14 : Evolution des éléments du schéma équivalent en fonction de Vgs  
Exemple sur les éléments du transistor BL 309 LEP

Cgd (pF)  
+2.00E-02

VDS = 3V CGD=F(VGS)

503 T1 01

+1.50E-02

+1.00E-02

+5.00E-03

+0.00E-00

Volt

-2.50 2.25 2.00 1.75 1.50 1.25 1.00 -.75 -.50 -.25 0.00 .25 .50





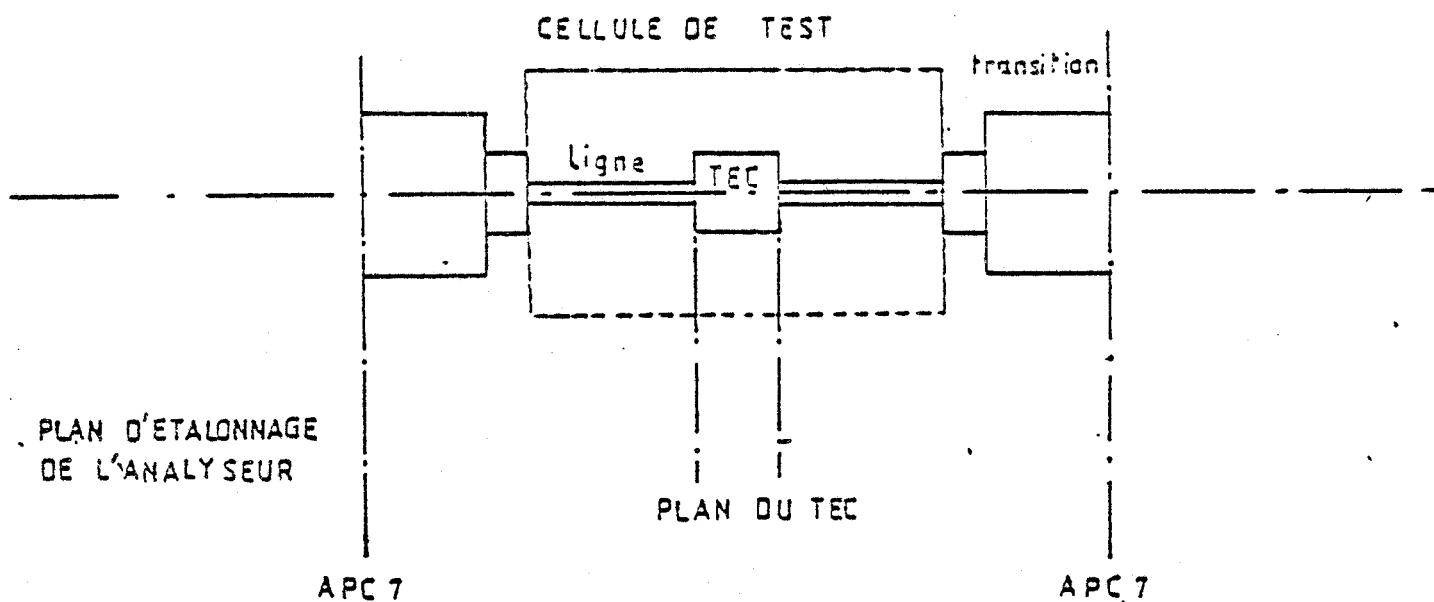


Figure IV.15 : Cellule de test.



- l'évolution du gain maximum disponible (MAG), quand il peut être évalué, ainsi que l'évolution du gain maximum stable (MSG) ;
- l'évolution du gain " en courant de court circuit"  $h_{21}^2$  ;
- l'évolution du gain unilatéral U.

Ceux-ci permettent alors d'accéder aux différentes fréquences caractéristiques :

- fréquence de coupure du gain en puissance

$$G_{MAG} = 1 \Rightarrow F_{MAG}$$

- fréquence de transition

$$h_{21}^2 = 1 \Rightarrow F_T$$

- fréquence maximale d'oscillation

$$U = 1 \Rightarrow F_{max}$$

#### I.3.d) Systeme d'étalonnage

Pour effectuer l'ensemble de ces mesures, le transistor est monté dans un boîtier de type BMH-60, inséré dans une cellule de test (figure (IV.15)).

L'étalonnage fait pour accéder aux paramètres  $S_{ij}$  du transistor seul se résume de la manière suivante :

- l'analyseur de réseau (HP8510) est étalonné dans ses plans d'entrée (dans notre cas, en fiches APC7) ;

- on considère l'ensemble cellule de test - boîtier BMH-60 comme une ligne à pertes, ce qui revient à négliger les coefficients de réflexion des transitions (APC7-OSM, OSM-ligne microruban).

Cette technique permet une analyse correcte jusqu'à une fréquence de 12 GHz.

D'autre part, afin de pouvoir effectuer des mesures en plus large bande de fréquences ( $f < 26,5$  GHz), d'autres techniques ont été envisagées dans notre laboratoire. La technique " d'autocalibration" (De-Embedding - méthode Thru-Short-Delay (TSD)) a été retenue et est en cours de mise au point [14].

### I.3.e) Conclusion

L'intérêt majeur de la méthode présentée réside dans la détermination directe de l'ensemble des éléments du schéma équivalent.

D'autre part, la mise en place d'un programme général d'étude permet d'entreprendre une caractérisation systématique de composants. Après cette présentation des différentes méthodes de caractérisation, nous allons donner maintenant les principaux résultats de l'étude expérimentale.

## II - COMPOSANTS ETUDIÉS - ETUDE EXPERIMENTALE

Nous procédons, dans ce paragraphe, à une description des principales caractéristiques des composants étudiés à savoir :

- les composants LEP

- les composants CHS

## II.1. COMPOSANTS LEP

Nous avons disposé d'un ensemble d'échantillons tests dont les principales caractéristiques technologiques peuvent être résumées de la manière suivante (tableau [IV.2]) :

a) neuf échantillons de longueur de grille  $L_g = 0,7 \mu\text{m}$  pour un développement total de  $200\mu\text{m}$  (deux doigts de  $100 \mu\text{m}$ , figure (IV.15)).

Parmi ces échantillons, on trouve :

- deux épitaxies VPE (JEDI 94, CA 16). Le composant est réalisé avec un creusement de grille (Recess).
- six implantations Silicium sur substrat dopé Chrome (CA 17, 18, 19, 20, 21, 22), également réalisées avec un creusement de grille.

Les couches CA 17, 18, 19 permettent d'observer l'influence du dopage pour une profondeur d'implantation fixe. Les couches CA 18, 20, 21 permettent une comparaison à dopage constant et profondeur d'implantation variable. La couche CA 22 est une implantation à faible énergie (120 KeV) et à dopage élevé.

- une implantation sur substrat dopé Chrome (CA 19). La structure est plane et les régions d'accès sont surdopées (implantation localisée).

L'estimation du profil de dopage de ces différentes couches a été effectuée sur des motifs de longueur de grille de  $15 \mu\text{m}$  pour un développement de  $100\mu\text{m}$ .

b) Trois échantillons tests d'un développement de  $75\mu\text{m}$  (6 doigts de grille, structure en T, figure (III.16)), dont deux implantations de type CA 18 (BL 306, BL 310) et une épitaxie VPE (BL309). Les échantillons (BL 309, BL310) et BL 306 ont une longueur de grille respective de  $0,37 \mu\text{m}$  et  $0,5 \mu\text{m}$ .

			Lg ( $\mu\text{m}$ )	Z ( $\mu\text{m}$ )	IMPLANTATION	Nd (at/cm <sup>3</sup> )	Substrat
JEDI 94	EPITAXIE	Recess	.7	200		$2.5 \cdot 10^{17}$	
CA 16	EPITAXIE	Recess	.7	200		$4.5 \cdot 10^{17}$	
CA 14	IMPLANTATION	Sans	.7	200		$3.5 \cdot 10^{17}$	
		Recess					
	----surdop. des régions d'accès						
CA 17	IMPLANTATION	Recess	.7	200	$210^{17} \text{ \AA}$ $2500 \text{ \AA}$	$2 \cdot 10^{17}$	Cr
CA 18	IMPLANTATION	Recess	.7	200	$510^{17} \text{ \AA}$ $2500 \text{ \AA}$	$4 \cdot 10^{17}$	Cr
CA 19	IMPLANTATION	Recess	.7	200	$10^{18} \text{ \AA}$ $2500 \text{ \AA}$	$3.5 \cdot 10^{17}$	Cr
CA 20	IMPLANTATION	Recess	.7	200	$510^{17} \text{ \AA}$ $1500 \text{ \AA}$		Cr
CA 21	IMPLANTATION	Recess	.7	200	$510^{17} \text{ \AA}$ $3500 \text{ \AA}$		Cr
CA 22	IMPLANTATION	Recess	.7	200	$210^{18} \text{ \AA}$ $1000 \text{ \AA}$		Cr
BL 306	IMPLANTATION		.5	75	$510^{17} \text{ \AA}$ $2500 \text{ \AA}$		Cr
	type CA 18						
BL 310	IMPLANTATION		.37	75	$510^{17} \text{ \AA}$ $2500 \text{ \AA}$		Cr
	type CA 18						
BL 309	EPITAXIE		.37	75			

TABLEAU IV.2 : Données technologiques LEP

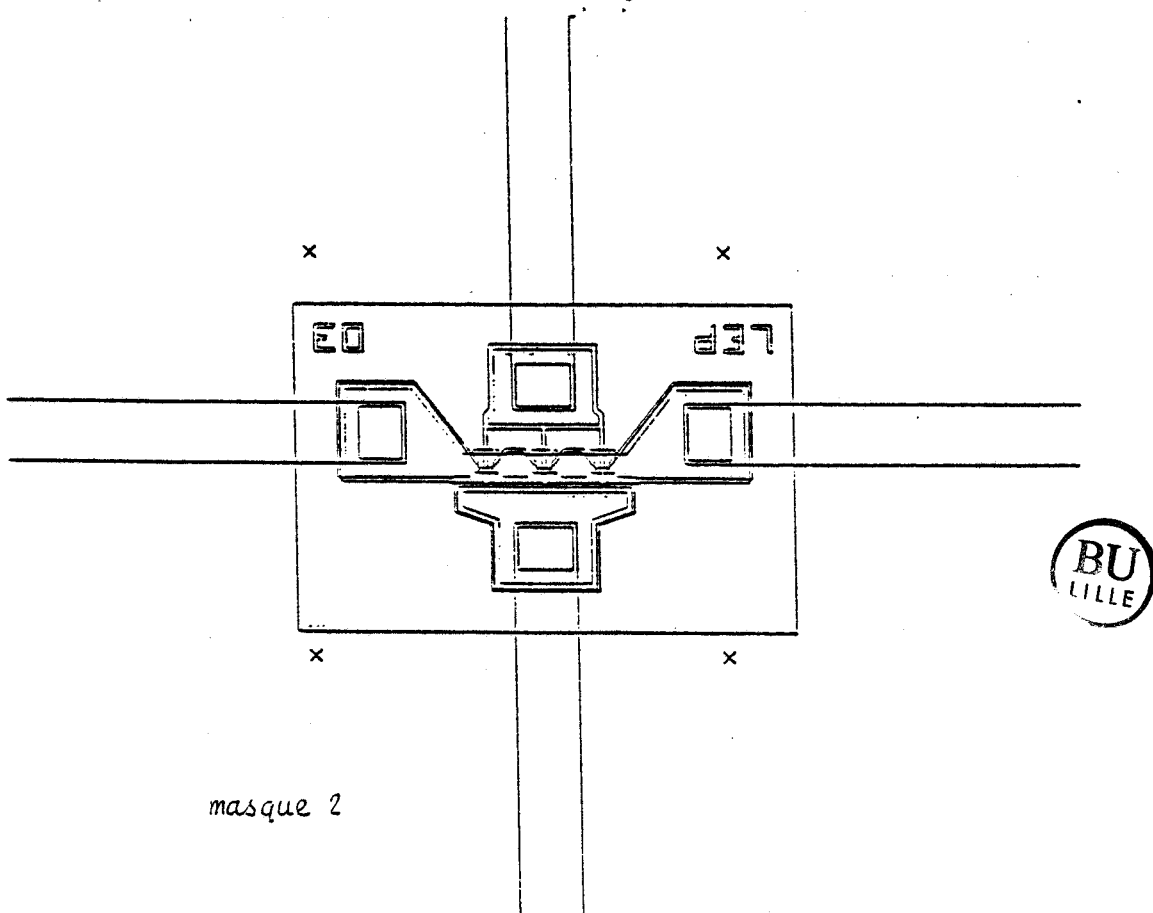
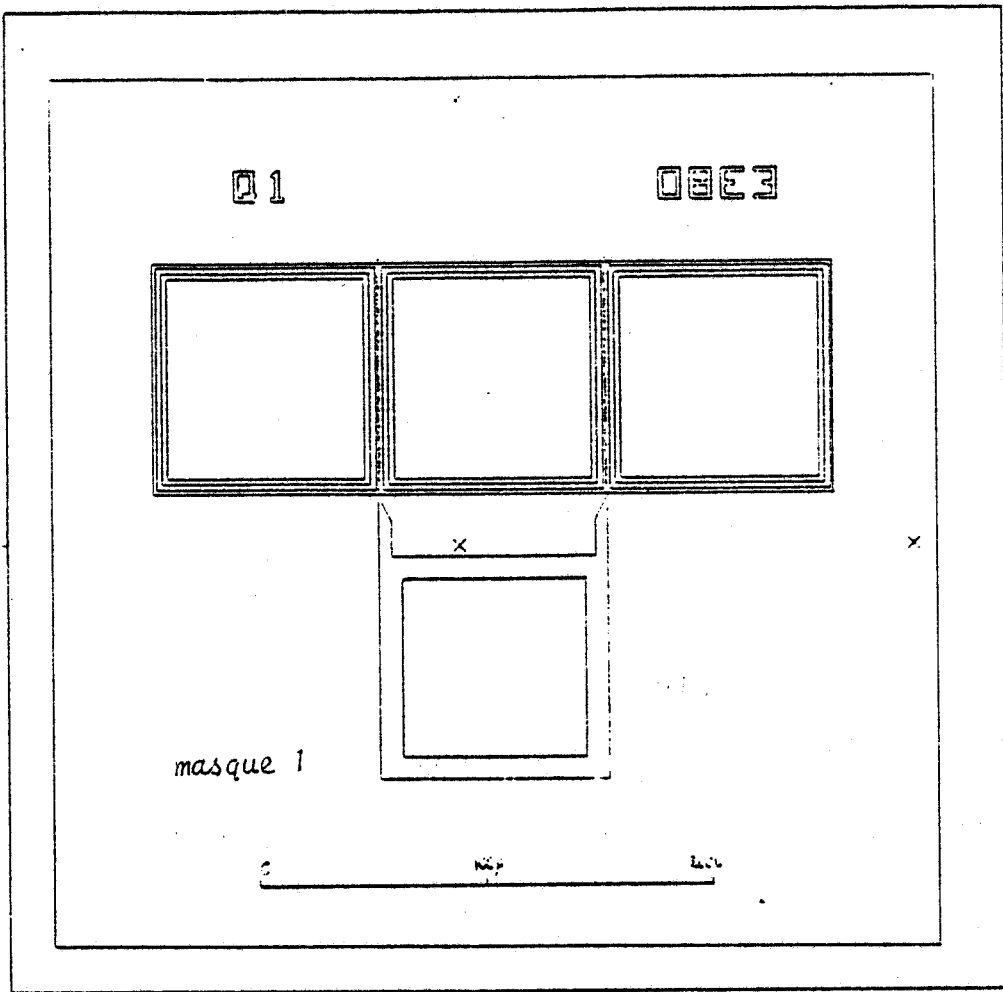
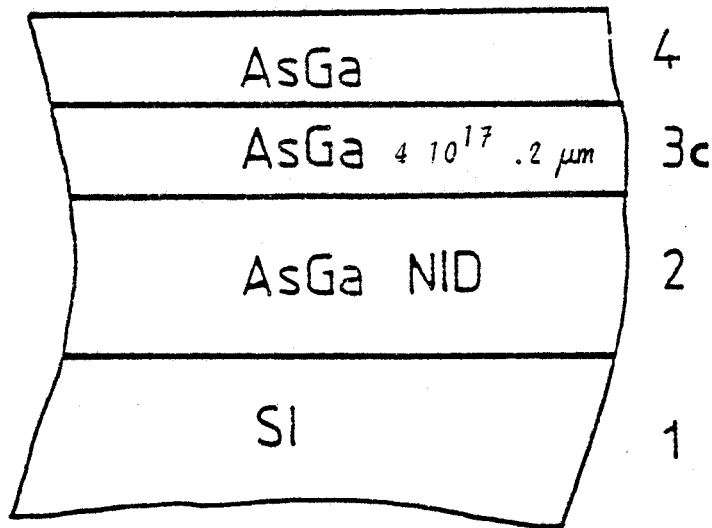


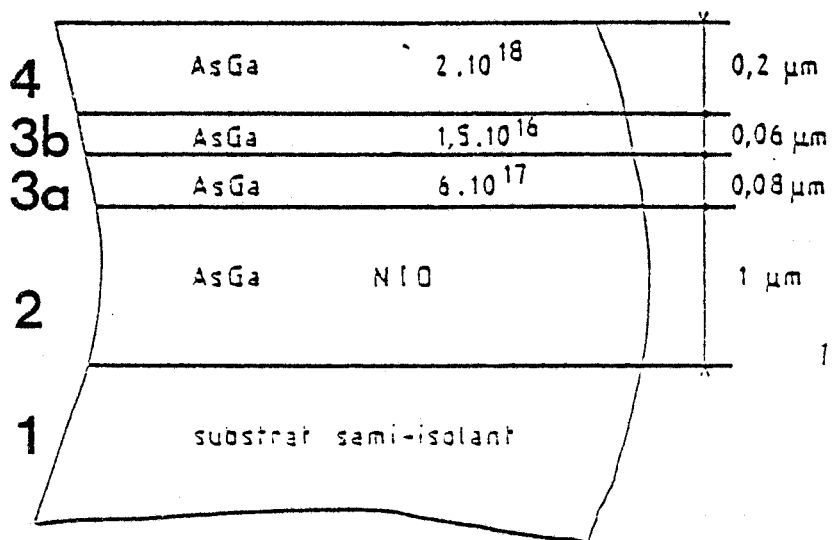
Figure IV.16 : Masques LEP : 1) 2 doigts de grille, développement de 200  $\mu$   
 2) 6 doigts de grille, développement de 75  $\mu$ ,  
 structure en T



17.b Série 90

Figure IV.17 : Présentation des couches épitaxiées : 17.a) Série 89

17.b) Série 90



17.a Série 89



## II.2. COMPOSANTS CHS

Deux séries de composants ont été réalisées. Les couches ont été élaborées par épitaxie par jets moléculaires (figure (IV.17)).

A partir d'un substrat semi-isolant 1, on fait croître une couche tampon sur une épaisseur de  $1\mu\text{m}$ . Celle-ci présente une résiduelle de type P.

Les caractéristiques de la couche active sont :

pour la série 90 : un dopage de  $4 \cdot 10^{17}$  at/cm<sup>3</sup> sur une épaisseur totale de  $2000 \text{ \AA}$  (couche 3c).

Cette structure servira de référence.

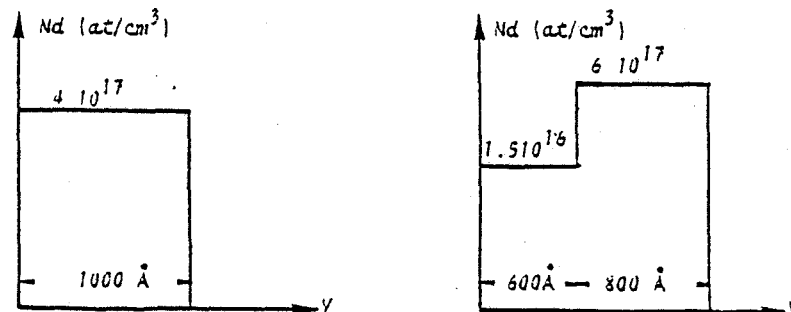
pour la série 89 : un dopage de  $6 \cdot 10^{17}$  at/cm<sup>3</sup> sur une épaisseur de  $800 \text{ \AA}$  (couche 3a) et un dopage de  $1.5 \cdot 10^{16}$  at/cm<sup>3</sup> sur une épaisseur de  $600 \text{ \AA}$  (couche 3b).

Enfin, on fait croître une couche très dopée (couche 4) de  $2 \cdot 10^{18}$  at/cm<sup>3</sup> sur une épaisseur de  $2000 \text{ \AA}$ .

Les principales caractéristiques du processus technologique sont :

- un masque de grille de longueur  $1.3 \mu\text{m}$  ;
- des développements de grille de  $75\mu\text{m}$ ,  $150\mu\text{m}$  et  $300\mu\text{m}$ . Les topologies de ces structures sont données sur la figure (IV.18).
- une distance entre source et drain de  $4\mu\text{m}$ .

Les profils de dopage obtenus après le recess de grille sont



Série 90

Figure (IV.19)

Série 89



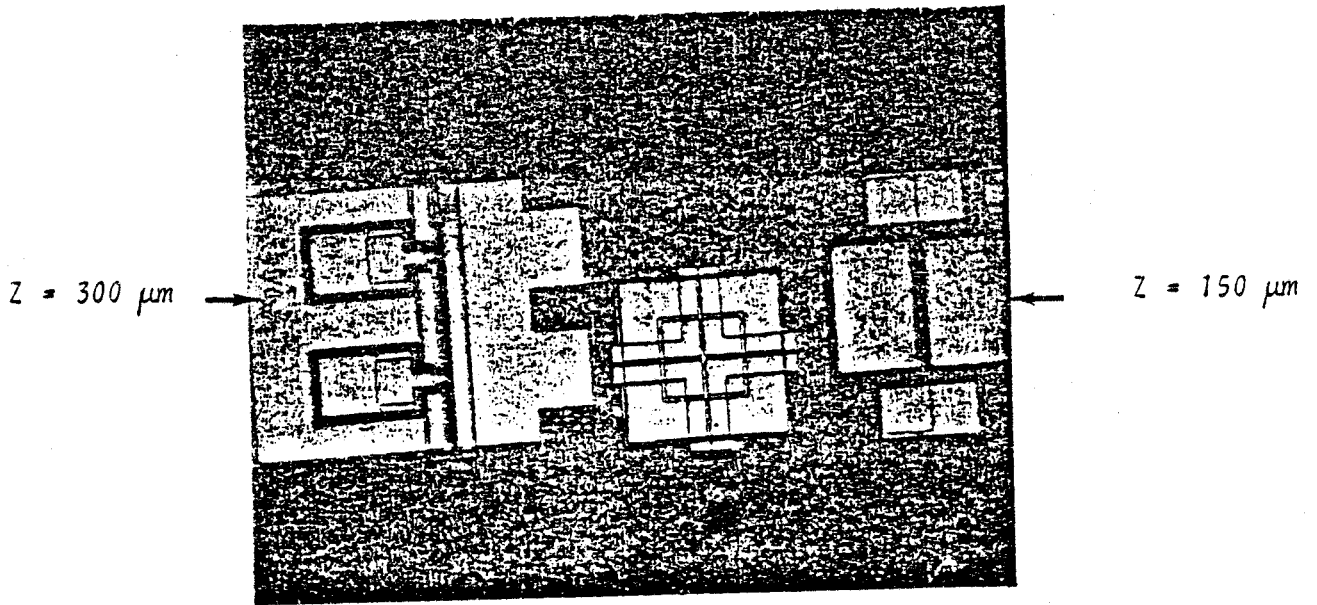
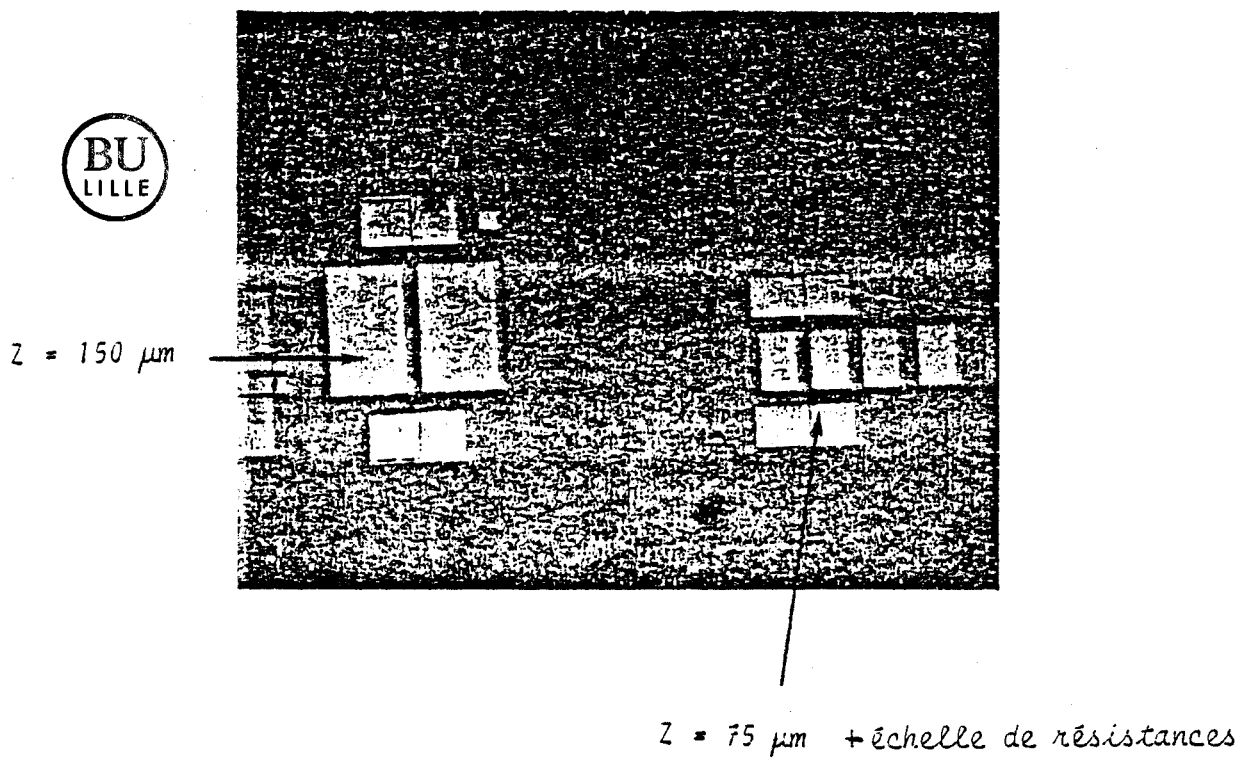


Figure IV.18 : Topologie des transistors obtenus avant découpe (CHS)



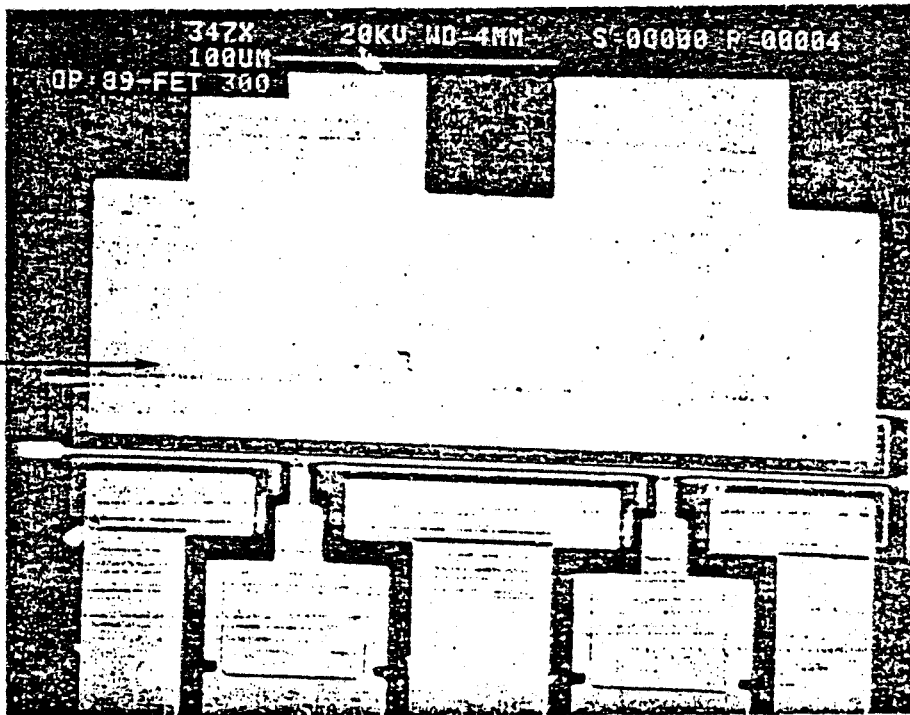
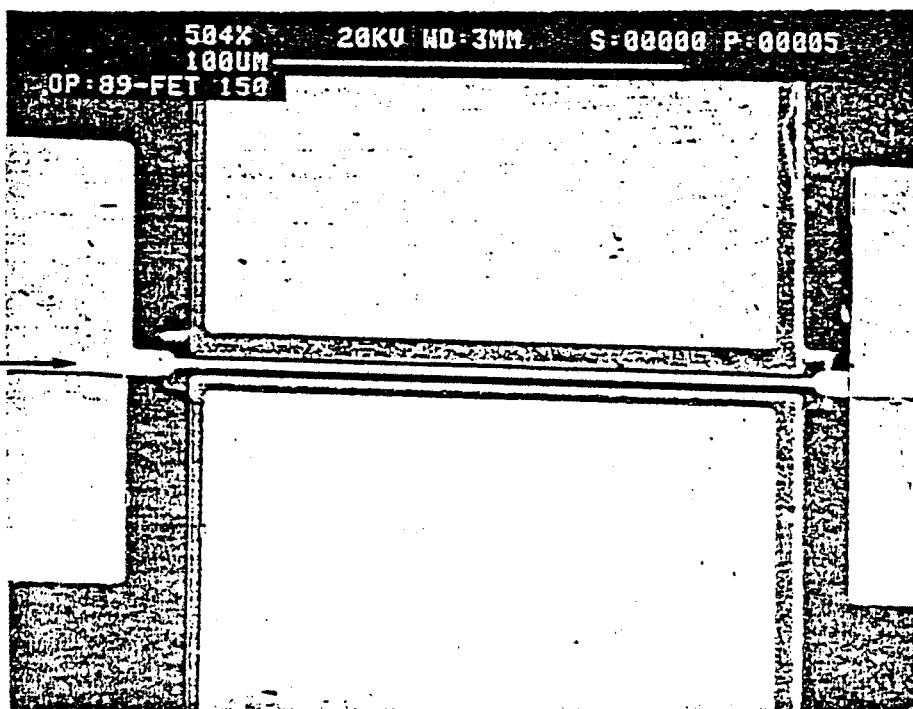


Figure IV.18 : Topologie des transistors CHS obtenus (avant découpe)

Z=300, 150, 75  $\mu$

(Observation au microscope optique et électronique)



	$Q_0$ ( $10^{-12}C$ )	$W_{00}$ (V)	$R_s$ ( $\Omega$ )	$R_d$ ( $\Omega$ )	$R_g$ ( $\Omega$ )	$N_{d_{max}}$ ( $10^{17}at/cm^3$ )	$\bar{\mu}_c$ ( $cm^2/V/Sec$ )	$I_{dss}$	$.15I_{dss}$
JEDI 94	.497	3.4	2.1	2.25	3.9	2	3800	4300	
CA 16	.751	2.	1.25	1.2	2.3	4	3800	3400	
CA 14	.859	3.	4.2	4.2	2.	3	3600	3600	
CA 17	.693	3.3	2.3	2.3	2.2	2.2	4200	4500	
CA 18	.828	2.9	1.45	2.	2.45	2.7	4100	4600	
CA 19	.755	2.4	1.5	1.5	3.3	3.3	4100	4500	
CA 20	.69	2.4	2.1	2.	2.9	3	4000	4000	
CA 21	.818	2.9	1.8	1.6	2.9	2.8	4200	4600	
CA 22	.69	1.9	2.	1.35	2.8	5	3700	4000	

$L_g = 0.7 \mu m$      $Z = 200 \mu m$

$I_{dss} : V_{gs} = +0.5V$      $V_{ds} = +3V$

$Q_0$  : Charge totale sous la grille

0.15  $I_{dss}$  : Conditions Faible Bruit

$W_{00}$  : Tension de pincement

$N_{d_{max}}$  : Dopage en tête

$\bar{\mu}_c$  : Mobilité moyenne



TABLEAU IV.3

Principaux résultats de la caractérisation continue et basse-fréquence

### III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### III.1. IMPACT DU PROFIL DE DOPAGE

Les caractéristiques technologiques ainsi que les principaux résultats issus de la caractérisation dynamique des échantillons LEP sont présentés sur les tableaux [IV.3 - IV.4].

##### III.1.a) La transconductance $G_m$ - La capacité $C_{gs}$

En règle générale, une corrélation apparaît nettement entre la transconductance  $G_m$  et le couple : dopage en tête ( $N_{d_{max}}$ ) et raideur du profil (sur la décade  $10^{17}$ - $10^{16}$   $cm^{-3}$ ), et ceci quelque soit le mode de fonctionnement (à canal ouvert ( $V_{gs} = 0$  V) et en conditions faible bruit ( $0,15 I_{dss}$ )). Les valeurs les plus élevées de  $G_m$  correspondent à la fois à un dopage  $N_{d_{max}}$  grand et à une raideur très marquée.

En ce qui concerne les profils épitaxiés, la meilleure transconductance est obtenue pour le CA 16 :

	$G_m(ms)$		$N_{d_{max}}$	Raideur estimée
	$I_{dss}$	$0,15 I_{dss}$	(at/cm <sup>3</sup> )	
CA 16	34.8	18.7	$4 \cdot 10^{17}$	$500 \text{ \AA} < R < 600 \text{ \AA}$
Jedi 94	30.3	15	$10^{17}$	$900 \text{ \AA} < R < 1000 \text{ \AA}$

Pour les profils implantés, plusieurs tendances se dégagent :

- pour les implantations CA 17, 18, 19 (dopage variable, profondeur d'implantation fixe), l'augmentation de dopage en tête entraîne bien une élévation de la transconductance:

	Gm		Gd		Cgs		Cgd		Cds		Fc	
	(mS)		(mS)		(pF)		(fF)		(fF)		(GHz)	
	Idss	FB	Idss	FB	Idss	FB	Idss	FB	Idss	FB	Idss	FB
JEDI 94	30.3	15	3.45	3.4	.235	.132	26.	36.	95.	87.	20.7	18.
CA 16	34.8	18.7	2.6	1.4	.305	.177	19.5	27.7	96.5	92.	18.2	16.8
CA 14	26.3	19.8	1.	1.6	.304	.194	7.6	19.5	97.	75.	13.7	16.2
CA 17	31.6	15.3	2.8	2.7	.255	.125	19.	28.3	59.	53.	19.7	19.5
CA 18	34.4	16.9	2.35	2.2	.3	.143	16.5	23.5	146.	139.	18.2	18.8
CA 19	37.5	17.	2.8	2.2	.298	.144	18.	25.	100.	94.	20.	18.8
CA 20	38.5	18.8	2.9	2.	.295	.153	21.1	25.5	120.	112.	20.7	19.5
CA 21	34.1	16.2	2.6	2.15	.3	.137	15.5	23.	86.	79.	18.	18.8
CA 22	46.	24.5	3.6	3.	.375	.195	24.	30.	80.	79.	19.5	20.

Idss : Vgs = 0V , Vds = + 3 V

FB : Conditions Faible Bruit , Ids = .15 Idss

Lg = .7  $\mu$ m , Z = 200  $\mu$ m

TABLEAU IV.4

Valeurs des éléments du schéma équivalent pour deux conditions de polarisati

	Gm (ms)		Nd <sub>max</sub> (at/cm <sup>3</sup> )
	Idss	0,15 Idss	
CA 17	31.6	15.3	2.2 10 <sup>17</sup>
CA 18	34.4	16.9	2.7 10 <sup>17</sup>
CA 19	37.5	17	3 10 <sup>17</sup>

- pour les implantations CA 18, 20, 21 (dopage fixe, profondeur d'implantation variable), on obtient la transconductance la plus élevée pour le profil présentant la transition la plus raide:

	Gm(ms)		données technol. d'implantation	Nd <sub>max</sub> (10 <sup>17</sup> at/ cm <sup>3</sup> )	raideur estimée
	Idss	0,15 Idss			
CA 21	34.1	16.2	5 10 <sup>17</sup> à 3500 Å	2.8	1200 Å < R < 1300 Å
CA 18	34.4	16.9	5 10 <sup>17</sup> à 2500 Å	3	1000 Å < R < 1100 Å
CA 20	38.5	18.8	5 10 <sup>17</sup> à 1500 Å	3	900 Å < R < 1000 Å

- pour l'implantation CA 22, qui présente à la fois le dopage le plus élevé et la raideur la plus marquée (implantation faible énergie), on obtient des valeurs de transconductance très élevées (Gm = 46mS à canal ouvert, Gm = 24.5mS en conditions faible bruit).

- on notera par ailleurs la faible valeur de transconductance obtenue pour le CA 14 (technologie Planar).

Dans l'ensemble, ces sens d'évolution sont tout à fait conformes aux prévision théoriques.

On retrouve sur l'évolution de la capacité Cgs, en fonction des paramètres dopage en tête et raideur du profil, un comportement assez similaire, à savoir que :

- la capacité Cgs est d'autant plus élevée que le dopage est grand. Cet effet est particulièrement notable sur les profils épitaxiés:

	Cgs(pF)		Nd <sub>max</sub> (at/cm <sup>3</sup> )	Nd <sub>moyen</sub> (at/cm <sup>3</sup> )	a moyen (μm)
	Idss	0.15 Idss			
CA 16	0.305	0.177	4 10 <sup>17</sup>	1,8 10 <sup>17</sup>	0,125
JEDI 94	0.235	0.132	10 <sup>17</sup>	1.2 10 <sup>17</sup>	0,2

- en conditions faible bruit, la capacité Cgs est d'autant plus élevée que le profil de dopage présente une transition raide:

	Cgs(pF) à 0.15 Idss	Données technologiques	Raideur
			estimée
CA 21	0.137	5 10 <sup>17</sup> à 3500 Å	1200 Å < R < 1300 Å
CA 18	0.143	5 10 <sup>17</sup> à 2500 Å	1000 Å < R < 1100 Å
CA 20	0.153	5 10 <sup>17</sup> à 1500 Å	900 Å < R < 1000 Å

Le tableau [IV.4], qui donne les valeurs de la fréquence de coupure obtenues pour les différents profils étudiés, nous permet de conclure quant à l'influence du dopage en tête et de la raideur du profil.

Tout d'abord en comparant les trois implantations CA 21, 18, 20, on constate que la fréquence de coupure la plus élevée est obtenue pour le profil ayant la transition la plus raide (CA 20). Toutefois les variations relatives restent relativement faibles comme l'avait prévu l'étude théorique. On notera de même le bon comportement du profil implanté CA 22, celui-ci se caractérisant par un dopage élevé et une transition raide.

	Fc (GHz)	$F_c/\sqrt{G_d}$ ( $10^{10}$ SI)	$C_{gd}/G_d$ ( $10^{-12}$ SI)	$R_s+R_g$ ( $\Omega$ )	$L_s.F_c$ (SI)	$R_s+2.R_g$ ( $\Omega$ )	MAG (dB)
JEDI 94	18	31	10.6	6	1.14	9.9	9
CA 16	16.8	45	20	3.55	2.1	5.85	9
CA 14	16.2	40	12	6.2	2.25	8.2	8.7
CA 17	19.5	38	10.6	4.5	2.65	6.7	8.3
CA 19	18.8	40	11.3	4.8	2.35	8.1	10
CA 22	20	36.5	10	4.8	2.4	7.6	9.8
CA 21	18.8	40	10.7	4.7	2.75	7.6	9.8
CA 18	18.8	40	10.7	3.9	2.15	6.35	10
CA 20	19.5	42.6	12	5	2.2	7.9	10

$L_g = 0.7 \mu\text{m}$  ,  $Z = 200 \mu\text{m}$       Conditions Faible Bruit :  $I_{ds} = .15 I_{dss}$   
Fréquence de travail :  $F = 10 \text{ GHz}$



TABLEAU IV.5

Gain Maximum Disponible. Comparaison entre les différents échantillons  
à l'aide de critères de qualité



### III.1.b) Performances hyperfréquences

Nous avons reporté sur le tableau [IV.5] les valeurs du MAG obtenues à une fréquence de 10 GHz pour l'ensemble des échantillons.

Pour tenter de quantifier l'influence de la raideur du profil de dopage, nous y avons ajouté les valeurs des principaux paramètres intervenant dans la détermination du MAG. Ces paramètres sont  $F_c$ , les rapports  $F_c/\sqrt{G_d}$ ,  $C_{gd}/G_d$  et les éléments extrinsèques  $R_s + R_g$ ,  $R_s + 2 R_g$ ,  $L_s.F_c$  .

En basant la comparaison sur les échantillons CA 18, 20, 21, on constate que le profil ayant la transition la plus raide (CA 20) présente la fréquence de coupure la plus grande, le meilleur rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$  ainsi que la valeur la plus élevée du rapport  $C_{gd}/G_d$  (élément défavorable). On retrouve donc bien les évolutions théoriques décrites dans le chapitre III.

Malheureusement, pour ce type de composant, les éléments d'accès ont des valeurs beaucoup plus grandes que pour les autres, la valeur du MAG est donc inférieure.

En ce qui concerne les évolutions globales des différents échantillons, on notera le bon comportement du CA 16, qui malgré une faible valeur de fréquence de coupure, possède un très bon rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$ .

#### Performances en faible bruit

Le tableau [IV.6] donne les valeurs du facteur de bruit et du gain associé obtenues par une fréquence de 12 GHz (ces résultats ont été fournis par le LEP).

Il est à ce niveau difficile de dégager une corrélation extrêmement nette entre la raideur du profil et les évolutions du

	Facteur de Bruit (dB)	Gain associ�e (dB)
JEDI 94	1.7	6.1
CA 16	1.8	8.7
CA 14	1.7	7.3
CA 17	2.3	6.9
CA 18	1.9	7.8
CA 19	2.1	7.4
CA 20	2.4	7.2
CA 21	2.7	7
CA 22 *	1.9	7.7

Mesures   F = 12 GHz (mesures LEP)

\* : mesure CHS



TABLEAU IV.6

Performances Faible Bruit des échantillons LEP

facteur de bruit et du gain associé des différents échantillons. Néanmoins, on notera que les meilleures performances sont obtenues pour les trois composants présentant à la fois un niveau de dopage élevé et une des meilleures raideur équivalente, c'est à dire :

CA 18, CA 22 pour les profils implantés

CA 16 pour les profils épitaxiés.

### III.1.c) Conclusion

Cette étude confirme globalement que l'utilisation d'un profil de dopage présentant une transition raide ( $< 700 \text{ \AA}$ ) à l'interface couche active-substrat et une valeur de dopage en tête élevée, constitue bien un objectif à atteindre si l'on veut obtenir les meilleures performances hyperfréquences possibles en conditions faible bruit. Aussi, les conclusions sur l'influence de ces deux paramètres peuvent être les suivantes :

- en ce qui concerne les profils épitaxiés (VPE), la transition sur la décade  $10^{17}-10^{16} \text{ cm}^{-3}$  pouvant être inférieure à  $400 \text{ \AA}$ , l'amélioration des performances passe par une augmentation du dopage en tête, les valeurs limites étant liées aux possibilités de réalisation de bonnes barrières Schottky.

- pour les profils implantés, l'implantation à faible énergie (100 - 120 keV) est à même de fournir des transitions avec une excellente raideur.

De même, le niveau de dopage doit être suffisamment élevé pour garantir une forte transconductance. Toutefois, et comme nous avons pu le constater sur le profil implanté CA 22, la capacité  $C_{gs}$  évolue de la même manière. Il existera, à ce niveau, une valeur de dopage optimale et donc une dose de dopant optimale.

On notera, par ailleurs, que pour ce type d'implantation, il

TYPE	$R_s$ ( $\Omega$ )	$R_d$ ( $\Omega$ )	$R_g$ ( $\Omega$ )	$G_m$ (mS)	$G_d$ (mS)	$C_{gs}$ (fF)	$C_{gd}$ (fF)	$C_{pg}$ (fF)	$C_{ds}$ (fF)	$F_c$ (GHz)
BL 310	4.4	4.1	.6	15.5	1.25	108	5.6	40	80	23
BL 306	4.3	4.8	.5	16.	1.4	125	6.2	40	60	20
BL 309	3.8	3.5	1.8	16.	1.4	103	6.1	50	115	24.5

$Z = 75 \mu\text{m}$ ,  $L_g = .37 \mu\text{m}$  pour les échantillons BL 310 et BL 309  
 $L_g = .5 \mu\text{m}$  pour l'échantillon BL 306

$V_{ds} = +3V$

$V_{gs} = +0.5V$

TABLEAU IV.7

Valeurs typiques des éléments du schéma équivalent



sera nécessaire de réduire les éléments d'accès.

A ce titre, nous avons vu que le meilleur comportement en gain présenté par l'échantillon CA 18 était essentiellement lié aux valeurs de ses résistances d'accès. Aussi pour la réalisation d'un composant ayant, pour une fréquence de 30 GHz, un facteur de bruit de 3dB et un gain associé de 6 dB, cette implantation a été retenue. Le profil de dopage de la couche active étant définie, l'obtention de telles performances passait nécessairement par une réduction de la longueur de grille et la conception d'un masque approprié. Plusieurs séries de composants ont été réalisés par le LEP. Nous allons, dans le paragraphe suivant, présenter leurs performances.

#### III.1.d) Performances présentées par les séries

##### BL 306, 309, 310

La caractérisation a été effectuée sur plusieurs composants de chaque série. Nous donnons sur le tableau [IV.7] les valeurs typiques des éléments du schéma équivalent obtenus à  $V_{gs} = 0,5 V$  et  $V_{ds} = 3 V$ .

Nous pouvons constater la bonne cohérence des résultats pour l'ensemble des composants.

Les performances hyperfréquences de ces composants nous ont été fournies par le LEP [15]. Nous les présentons sur le tableau [IV.8].

		Lg( $\mu$ )	NF(dB)	G <sub>ass</sub> (dB)	Raideur estimée
Implantation CA 18	BL 306	0.5	3.3	3.6	900 Å < R < 1100 Å
	BL 310	0.37	3.5	4.2	
Epitaxie VPE	BL 309	0.37	3.2	6.4	350 Å < R < 400 Å

TABLEAU [IV.8]

Références		Lg	Z	F	Facteur de bruit	Gain associé	Techno.
		( $\mu\text{m}$ )	( $\mu\text{m}$ )	(GHz)	(dB)	(dB)	
AVANTEK	16	.25	75	18	1.55	12.3	VPE
				32	2.6	7.2	
			250	18	1.72	8.5	
HUGUES	17	.25		18	1.6	8.5	IMPL.
NEC	18	.25	280	30	2.2	7.5	VPE
	19	.25	150	18	1.4	7.9	MBE
HUGUES	20	.3	150	18	1.63	9.5	IMPL.
LEP	BL309	.37	75	30	3.2	6.4	VPE
LEP	BL310	.37	75	30	3.5	4.2	IMPL.
PLESSEY		.3		30	2.	6.2	
HUGUES	21	.5	300	12	1.46	10.2	IMPL.

TABLEAU IV.9

Performances Faible Bruit des principaux transistors référencés

La comparaison entre implantation et épitaxie est ici en faveur de l'épitaxie. A même longueur de grille, la valeur élevée du gain associé obtenue pour l'épitaxie par rapport à l'implantation peut être reliée à la meilleure raideur du profil de dopage.

D'autre part, à partir du tableau [IV.9], il est intéressant de noter que les performances de ces composants sont tout à fait comparables à celles des meilleures réalisations actuelles.

### III.1.e) Conclusion

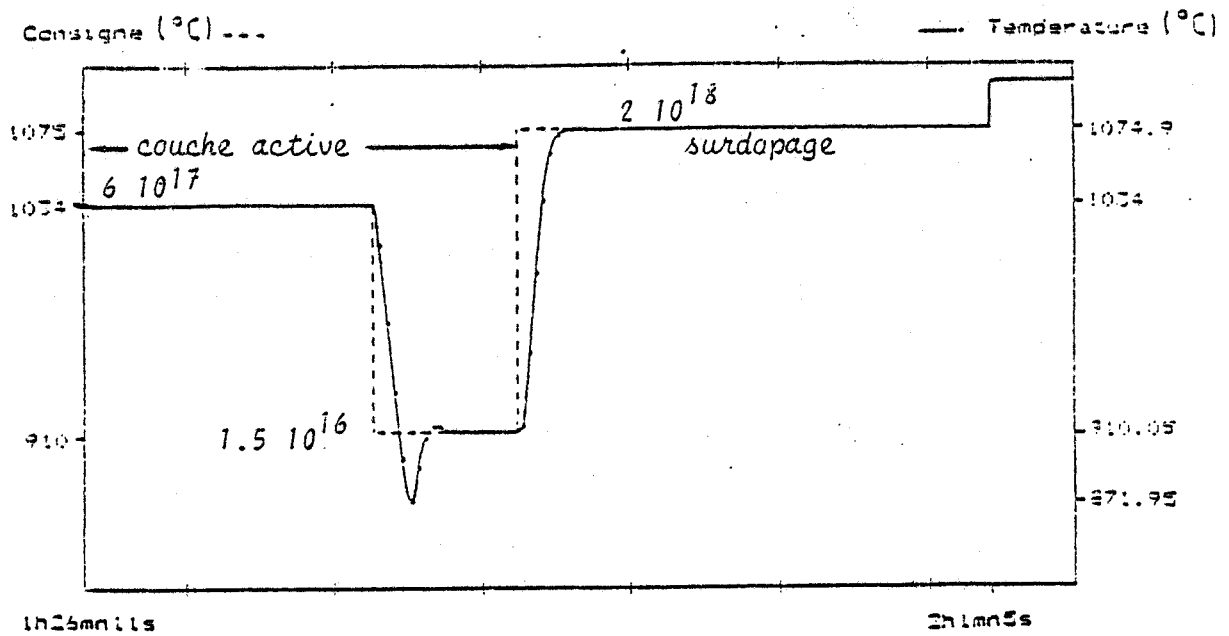
L'ensemble de cette étude a permis de mettre en évidence l'intérêt d'utiliser des profils de dopage ayant une transition, à l'interface couche active - substrat, la plus raide possible. Nous avons vu, en particulier, son influence sur le comportement en conditions faible bruit, influence assez notable si l'on se réfère aux performances présentées par les composants BL 309 et BL 310. \*

Cette dépendance étant établie, nous allons maintenant développer l'étude concernant les propriétés des structures à canal enterré.

### III.2. COMPOSANTS CHS - REALISATION D'UN TEC DE TYPE "BURIED"

Nous avons décrit précédemment les principales caractéristiques des couches épitaxiées et du processus technologique. Nous donnons à ce titre sur la figure (IV.20) les profils de dopage visés et réellement obtenus pour la structure à canal enterré.

En effet, cette figure qui montre l'évolution des températures de consigne et des températures mesurées de la cellule de Silicium [22] (matériau utilisé pour l'épitaxie par jets moléculaires),



DISTANCE ENTRE POINTS DE CALIBRATION : 300 SEC.

Figure IV.20 : Evolutions des températures de consigne et des températures mesurées de la cellule de Silicium, d'après [22].

— Profil de dopage réalisé.

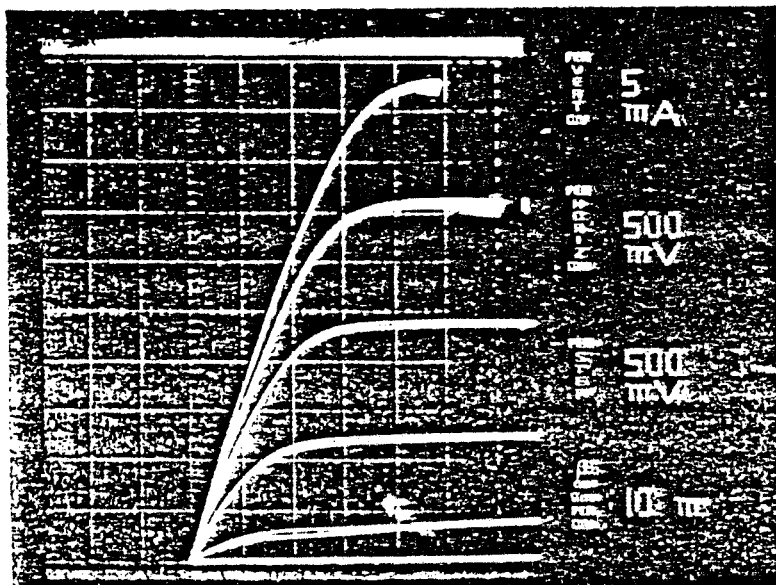


Figure IV.21 : Réseau de caractéristiques obtenu sur un TEC Buried avant découpe.

$$(-2 \text{ V} \leq V_{gs} \leq +0,5 \text{ V}) \quad Z = 150 \mu$$



est représentative du profil de dopage réalisé. Nous avons pour cela reporté les niveaux de dopage correspondants aux valeurs des températures.

De même, sur la figure (IV.21), nous montrons la caractéristique  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$  obtenue pour ce type de structure avant découpe de la plaquette (la longueur de grille correspondante est de  $1,3 \mu\text{m}$  avec un rendement lithographique d'environ 80 %).

### III.2.a) Caractérisation statique et basse fréquence

Les principaux résultats de cette caractérisation sont présentés sur le tableau [IV.10]. Ces résultats ont été moyennés sur un ensemble de cinq échantillons pour chaque cas d'étude.

Les résistances d'accès ( $R_s, R_d$ ) de la structure à canal enterré sont élevées. Ces valeurs élevées ne sont pas liées à un défaut de notre technologie, mais sont simplement dues au fait que, ne possédant pas d'implantation ionique, il n'a pas été possible de réaliser un surdopage en dessous des contacts ohmiques. Les valeurs obtenues pour un profil uniforme sont tout à fait satisfaisantes. Nous avons représenté sur la figure (IV.22) les caractéristiques  $I_{ds} = f(V_{gs})$  et  $G_m = f(V_{gs})$  (à  $V_{ds} = 3 \text{ V}$ ) pour les deux composants réalisés (structure à canal enterré et structure à profil uniforme). Celles-ci nous permettent de constater :

- conformément à la théorie, la caractéristique  $I_{ds} = f(V_{gs})$  obtenue par le profil à canal enterré est linéaire sur une large gamme de tension  $V_{gs}$ .

- la tension de pincement est, dans ce cas, assez élevée.

- le comportement de la transconductance est caractéristique de ce type de profil. En effet, sur une large gamme de tension  $V_{gs}$ , la transconductance  $G_m$  reste constante ( $G_m = 130 \text{ mS/mm}$ ).

	$Q_0$ ( $10^{-12}$ C)	$W_{00}$ (V)	$V_b$ (V)	$R_s+R_d$ ( $\Omega$ )	$R_s$ ( $\Omega$ )
PROFIL 1 410 <sup>17</sup> sur 1000 Å	1.02	2.3	.65	6.3	3.3
PROFIL 2	1.6	3.1	.55	14.	6.5
BURIED				14.2	6.6

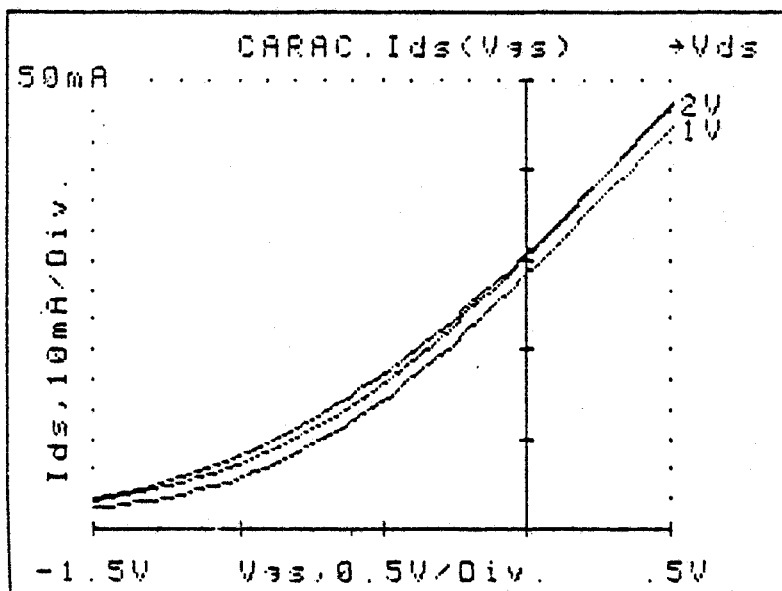
Valeurs obtenues  
par Optimisation

$Q_0$  : Charge totale sous la grille

$W_{00}$  : Tension de pincement       $V_b$  : Tension de barrière

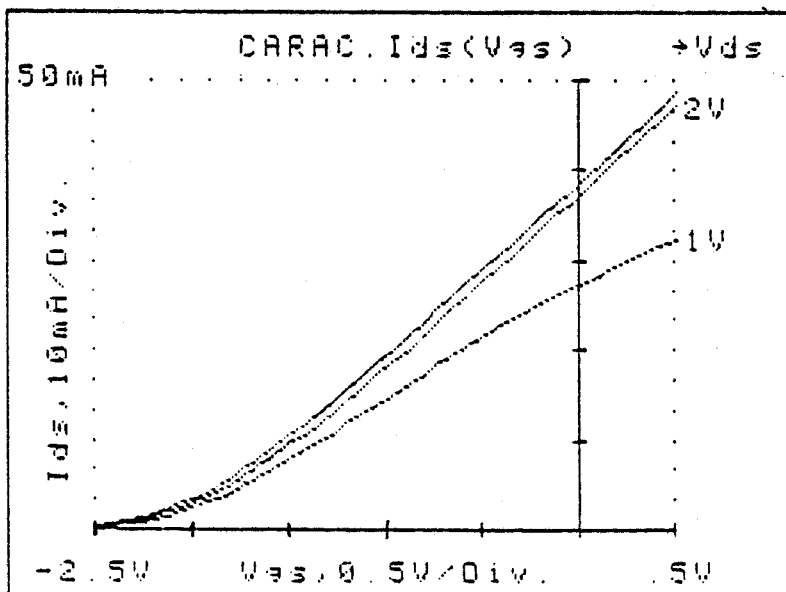
TABLEAU IV.10

Caractéristiques technologiques des échantillons CHS



Profil uniforme

Figure IV.22a: Evolution du courant  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  (mes. en continu) pour les deux structures considérées. ( $z=150 \mu\text{m}$ )



Profil à canal enterré

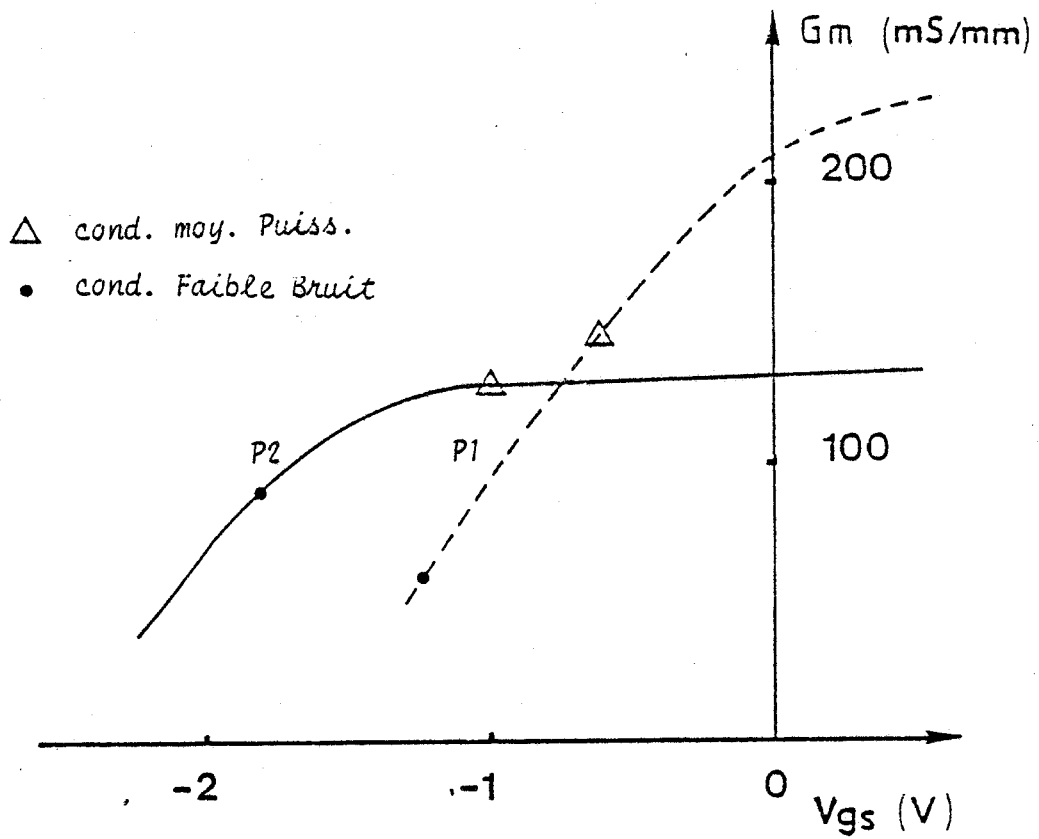


Figure IV.22b: Evolution de la transconductance  $G_m$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  (mesure en continu) pour les deux structures considérées.

- P1 : Profil uniforme
- P2 : Profil à canal enterré



La comparaison avec la structure à profil uniforme permet de mettre en évidence ce comportement typique : pour de faibles polarisations de grille (en valeur absolue), le profil uniforme présente la meilleure transconductance ( $G_m = 210 \text{ mS/mm}$  à canal ouvert). Par contre, pour des tensions proches du pincement, et donc proches des conditions de fonctionnement faible bruit, la situation s'inverse et est nettement en faveur du profil à canal enterré.

### III.2.b) Caractérisation hyperfréquence

Les évolutions des principaux éléments du schéma équivalent ( $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ) et de la fréquence coupure en fonction de la polarisation de grille  $V_{gs}$ , sont données sur les figures (IV.23, 24, 25, 26, 27).

On retrouve globalement les résultats théoriques décrits dans le chapitre III, à savoir :

- l'évolution typique de la transconductance intrinsèque du profil à canal enterré. On remarquera, dans ce cas, la valeur élevée de  $G_m$  obtenue en conditions faible bruit pour une longueur de grille de  $1.3 \mu\text{m}$  ( $G_m = 112 \text{ mS/mm}$ ).

- l'intérêt de la structure à canal enterré dans ces conditions. En effet, celle-ci présente, en comparaison à la structure à profil uniforme, une fréquence de coupure supérieure ( $F_c \simeq 12 \text{ GHz}$ ).

Il faut noter, par ailleurs, les faibles valeurs de la fréquence de coupure obtenues à canal ouvert. Ceci peut s'expliquer par la qualité moyenne du contact Schottky réalisé ( $V_b = 0,55 \text{ V}$ ), celle-ci engendrant une augmentation de la capacité  $C_{gs}$ .

- bien que le rapport  $L_g/a$  soit très grand, la structure à canal enterré présente des valeurs supérieures de conductance de sortie  $G_d$ .

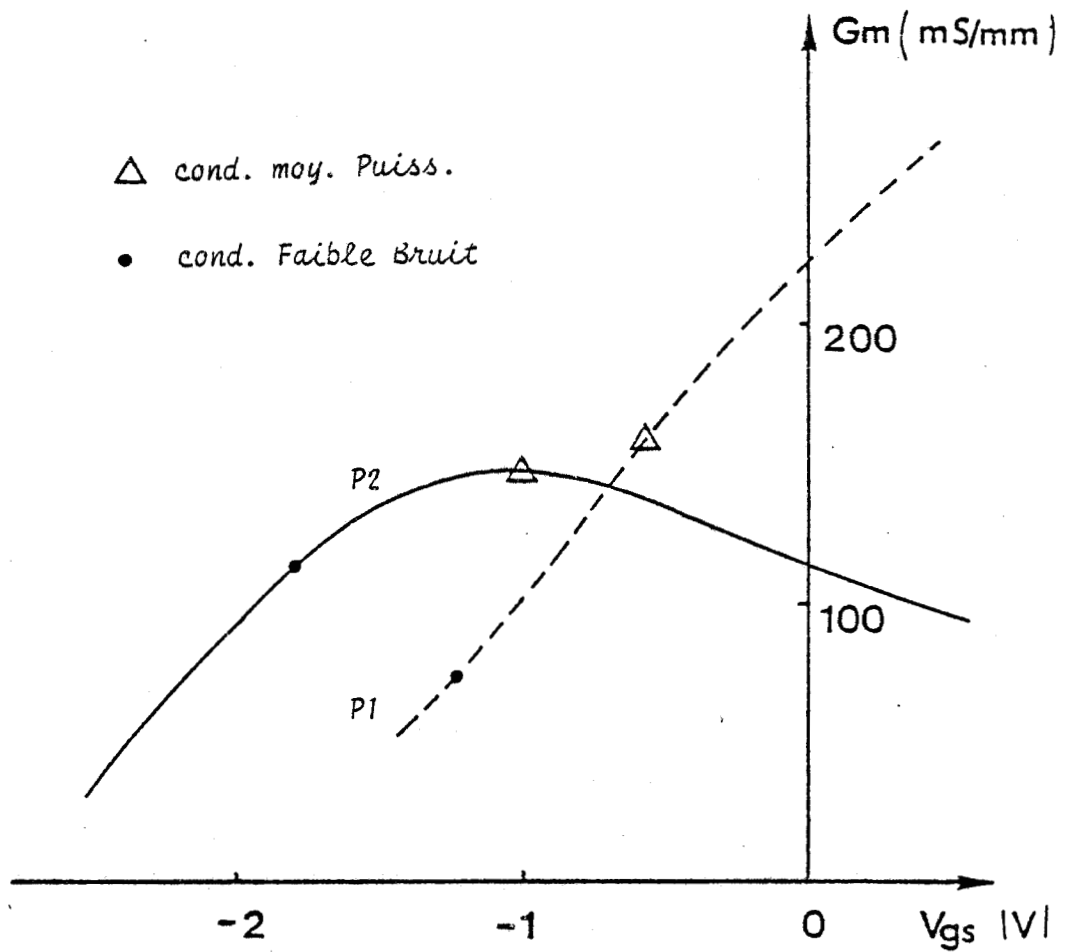


Figure IV.23 : Evolution de la transconductance  $G_m$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ . ( $V_{ds}=3V$ )

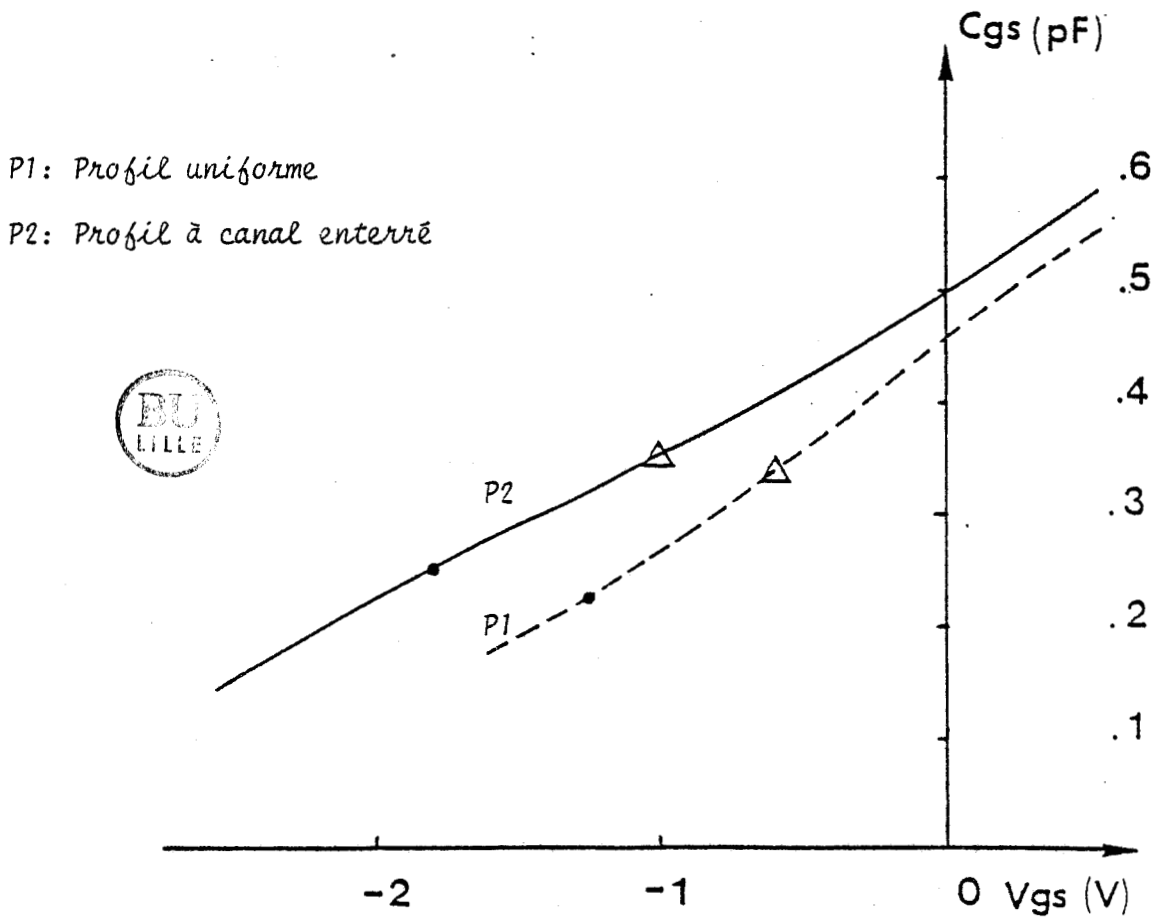


Figure IV.24 : Evolution de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ . ( $V_{ds}=3V$ )

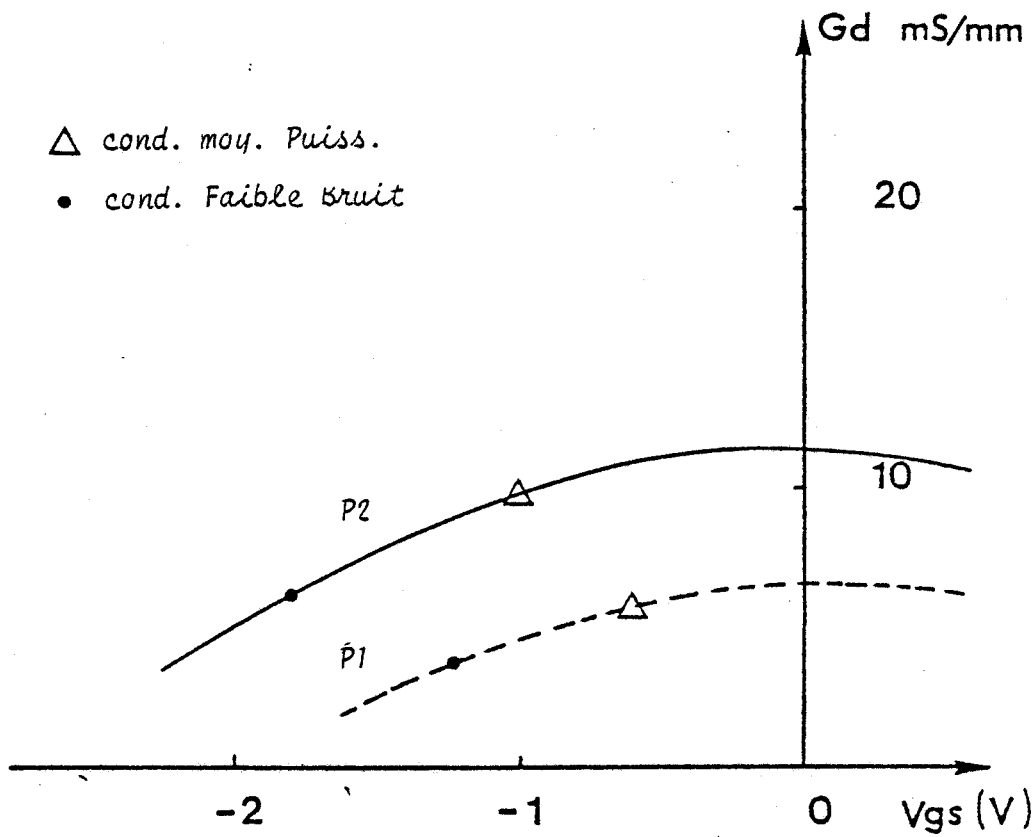


Figure IV.25 : Evolution de la conductance de sortie  $G_d$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ . ( $V_{ds}=3V$ )

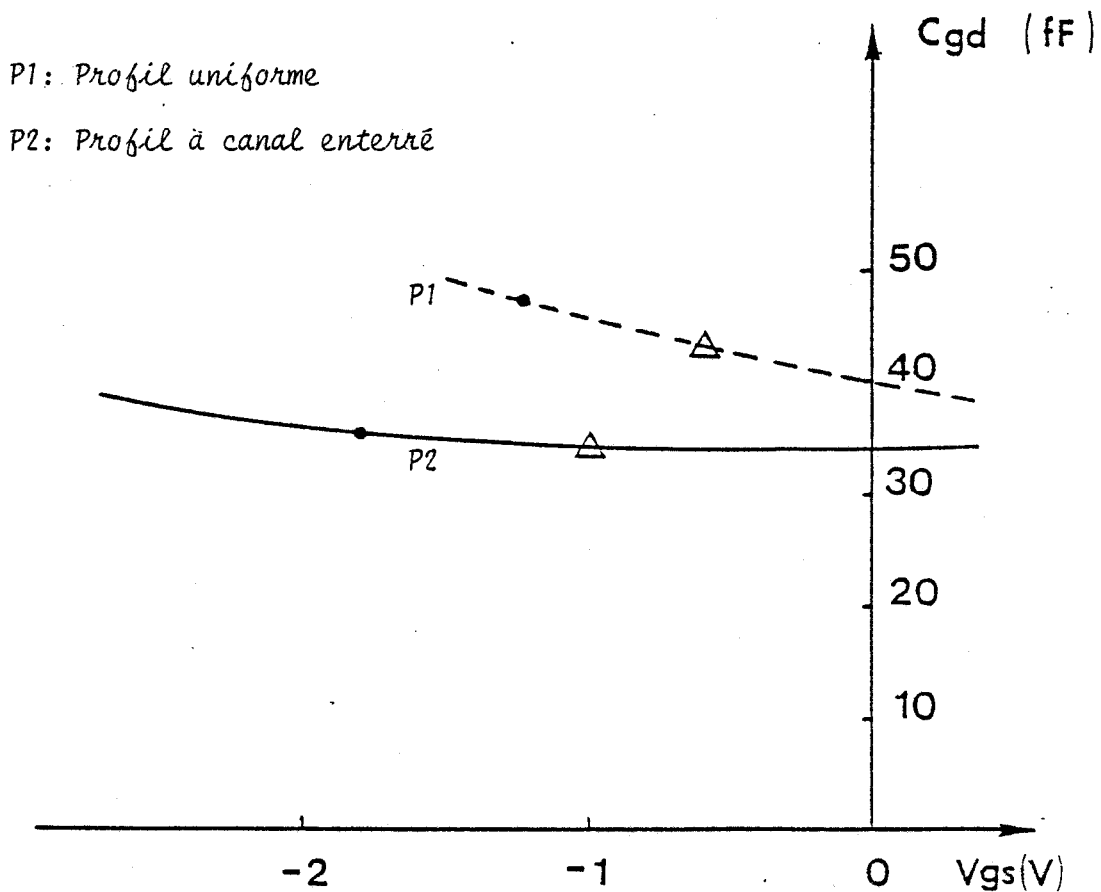


Figure IV.26 : Evolution de la capacité  $C_{gd}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ . ( $V_{ds}=3V$ )

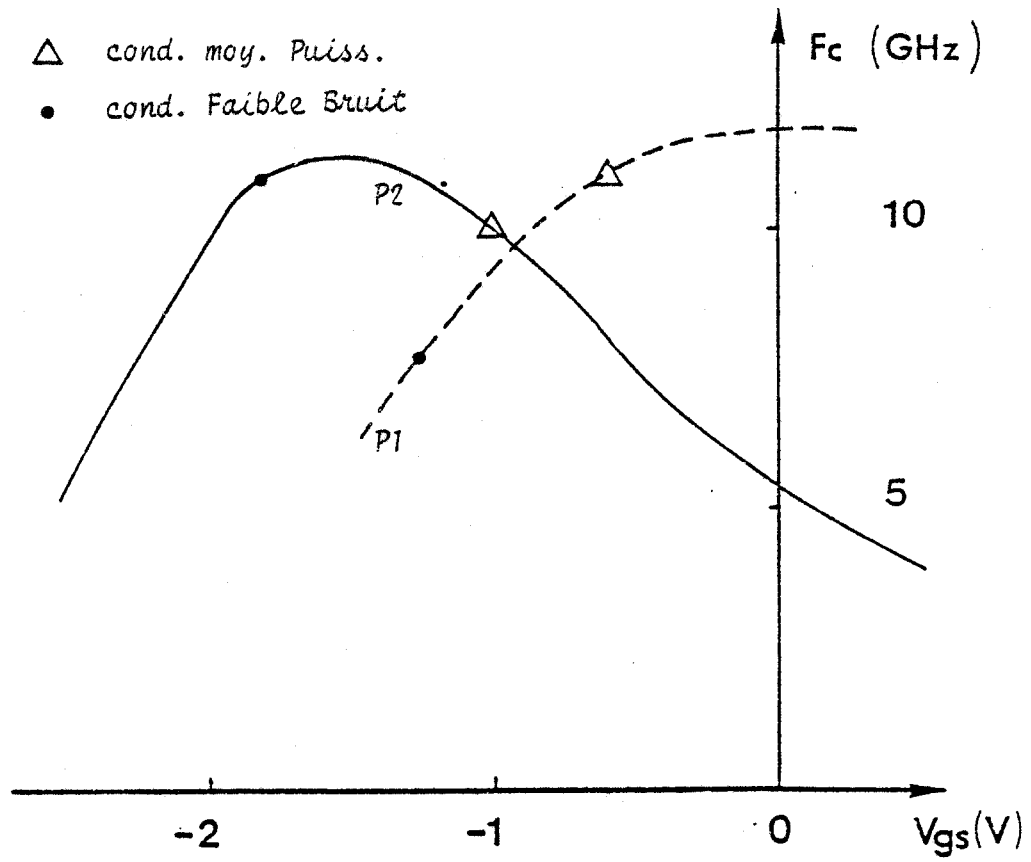


Figure IV.27 : Evolution de la fréquence de coupure  $F_c$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ . ( $V_{ds}=3V$ )

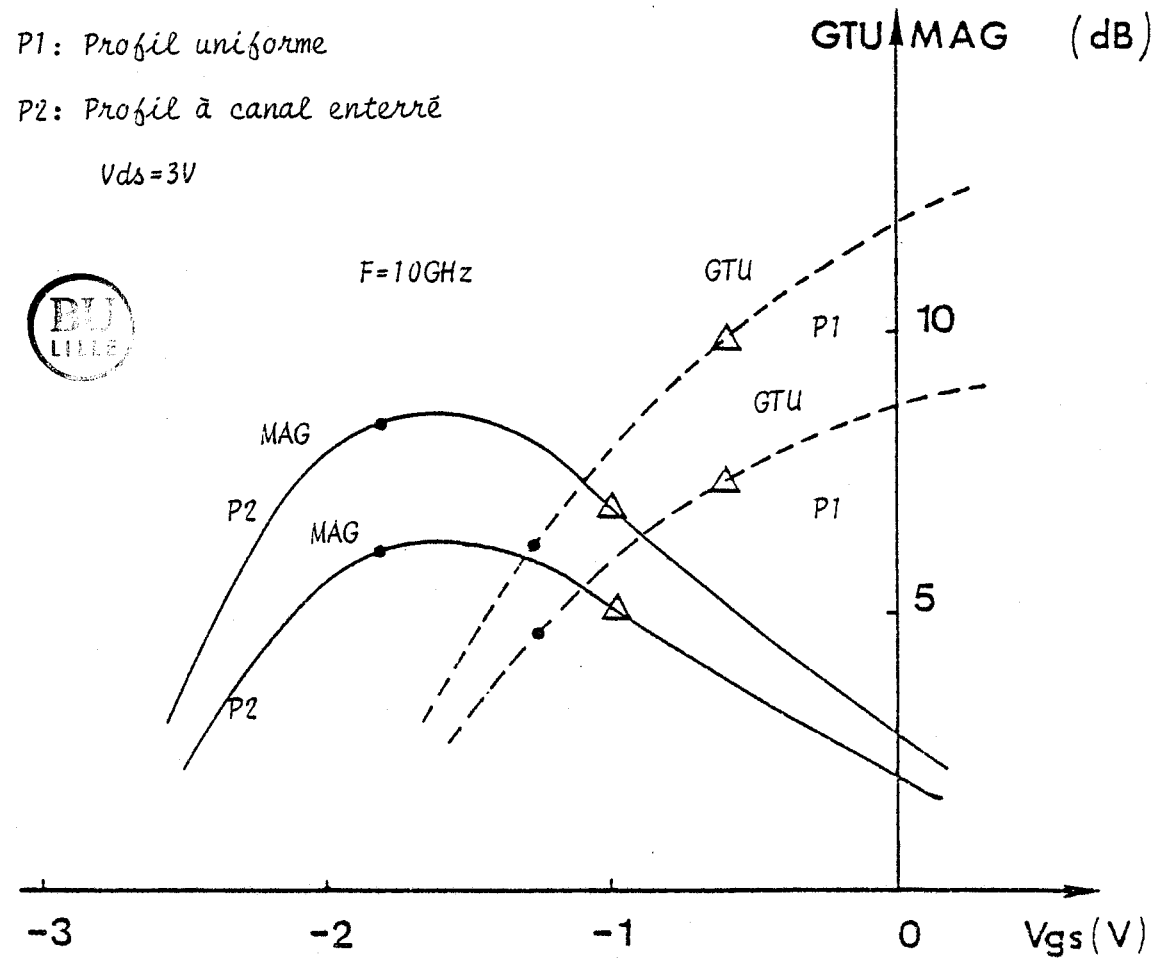


Figure IV.28 : Evolutions du Gain Maximum Disponible (MAG) et du Gain unilatéral (GTU) en fonction de  $V_{gs}$ .



- dans ce cas, le faible dopage sous la grille entraîne bien une diminution de la capacité  $C_{gd}$ .

Nous avons d'autre part comparé, pour cette structure, les valeurs des paramètres déduites de l'exploitation à celles obtenues par optimisation, et ce pour deux polarisations de grille ( $V_{gs} = 0,5$  V,  $V_{gs} = -1,3$  V à  $V_{ds} = 3$  V). On peut constater sur le tableau [IV.11] le bon accord obtenu entre les deux méthodes développées, ce qui confirme bien la validité de nos déterminations.

En se référant aux critères de qualité que nous avons défini dans le chapitre III (tableau [IV.12]), les conclusions que nous avons tirées quant aux évolutions du gain maximum disponible et du facteur de bruit restent tout à fait vérifiées par l'expérience. En particulier, en conditions faible bruit, la structure à canal enterré présentera les meilleures performances (fréquence de coupure élevée, bon rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$ , rapport  $C_{gd}/G_d$  faible).

Nous donnons à ce propos, sur la figure (IV.28), les évolutions du gain maximum disponible (MAG) et du gain unilatéral (GTU) obtenues à une fréquence de 10 GHz. La comparaison entre les deux structures est immédiate.

Dans des conditions faible bruit, la structure à canal enterré a un gain largement supérieur (de l'ordre de 2 dB) à celui de la structure à profil uniforme. Ce résultat est d'autant plus intéressant que les éléments d'accès associés à cette structure sont relativement mauvais. Par ailleurs, les valeurs élevées de ces éléments ne nous ont pas permis de quantifier les évolutions comparatives du facteur de bruit et du gain associé, ceux-ci intervenant au premier ordre dans la détermination du facteur de bruit.

On peut, à ce niveau, envisager plusieurs solutions afin de réduire ces éléments d'accès, et en particulier la résistance de source  $R_s$  :

STRUCTURE A CANAL ENTERRE (BURIED)

	Gm (mS)	Cgs (pF)	Gd (mS)	Cgd (fF)	Ri (Ω)	Fc (GHz)
Vgs = .5V Vds = 3. V						
EXPL.	14.4	.584	1.6	34.6		3.9
OPTI.	14.	.57	1.6	27	4.8	3.9
Vgs = -1.5V Vds = 3. V						
EXPL.	20.4	.288	1.12	34.5		11.3
OPTI.	21	.28	1.3	31	5.1	12



TABLEAU IV. 11

Comparaison des valeurs des éléments du schéma équivalent par les deux méthodes proposées (EXPLOITATION et OPTIMISATION)

	Fc (GHz)		$F_c/\sqrt{G_d}$ ( $10^{10} SI$ )		$C_{gd}/G_d$ ( $10^{-12} SI$ )	
	MP	FB	MP	FB	MP	FB
PROFIL 1	11	7.7	36.7	34.4	48.9	94
PROFIL 2	10	11.3	26.3	37.7	23.8	41.8

PROFIL 1: Profil uniforme

MP : Cond.moy.puiss.  $I_{ds}=I_{dss}/2$

PROFIL 2: Profil à canal enterré

FB : Cond.Faible Bruit  $I_{ds}=0.15 I_{dss}$

TABLEAU IV.12

Comparaison sur les performances potentielles des deux structures à l'aide de criteres de qualité



- le surdopage des régions d'accès apparaît comme la solution la plus intéressante (cf. chapitre III), ce surdopage pouvant être réalisé par implantation localisée.

- on peut agir sur le niveau de dopage des différentes couches. Dans ce domaine, il existera des valeurs optimales, en particulier pour la couche se trouvant directement sous la grille.

### III.2.c) Conclusion

En utilisant comme critère de comparaison la valeur de la fréquence de coupure, il apparaît clairement que les structures à canal enterré présentent des performances potentielles intéressantes pour le fonctionnement en amplification faible bruit. En effet, nous avons obtenu pour une longueur de grille de  $1,3 \mu$  une fréquence de coupure élevée ( $F_c \approx 12 \text{ GHz}$  à  $0,15 I_{dss}$ ).

L'intérêt de telles structures sera d'autant plus grand que la longueur de grille et les éléments d'accès seront réduits. Nous pouvons, à ce titre, citer les résultats expérimentaux obtenus récemment par V.K. NAIR et al [23] .

Pour une longueur de grille de  $0,7 \mu\text{m}$  et un développement de  $400 \mu\text{m}$  , une comparaison a été effectuée entre les profils de dopage suivants :

	NF(dB)	Gain(dB)	à 8 GHz
Profil Buried (MBE)			
$10^{17} \text{ at/cm}^3$ sur $1000 \text{ \AA}$	1.38	8.6	
$8 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ sur $300 \text{ \AA}$			
Profil uniforme (MBE)	1.45	7.3	
$3 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ sur $2000 \text{ \AA}$			

Il faut noter que les valeurs du facteur de bruit et du gain associé obtenues par le profil "buried" représentent les meilleurs résultats publiés à ce jour, pour une longueur de grille de 0,7  $\mu\text{m}$ .

Par ailleurs, nous avons vu que l'ensemble des résultats théoriques décrits dans le chapitre III étaient vérifiés, à savoir :

- l'amélioration du rapport  $F_c/\sqrt{G_d}$  en conditions faible bruit

- la décroissance de la capacité  $C_{gd}$  et la décroissance du rapport  $C_{gd}/G_d$ . Cet élément, rappelons-le, sera fondamental pour l'amélioration du facteur de bruit en gamme millimétrique.

Enfin nous avons vu l'importance pour ce type de structure de réduire les éléments d'accès, réduction pouvant être effectuée par le surdopage des régions d'accès.

#### BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- (1) S.M. SZE  
Physics of semiconductor Devices  
J. Wiley, 1981.
- (2) K. LEE et al,  
A new interpretation of "End" resistance measurements,  
IEEE EDL-5, n°1 p. 5, Jan. 1984.
- (3) K.LEE et al,  
Source, Drain and Gate series resistance and electron saturation  
velocity in Ion implanted GaAs FET'S,  
IEEE ED-32, n°5 p.987, May 1985.
- (4) 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.
- (5) M. BINET,  
Mesure rapide de profils de concentration et de mobilité sur  
les couches minces de GaAs,  
Acta. Electronica, vol 23, n°1 p. 53, 1980.
- (6) P.L. HOWER, N.G. BECHTEL,  
Current saturation and small signal characteristics of GaAs field  
effect Transistors,  
IEEE ED-20, n°3 p. 213, 1973.
- (7) M. SCHORTGEN,  
Etude théorique et expérimentale du bruit de fond généré dans  
les TEC en gammes centimétrique et millimétrique,  
Thèse de 3ème Cycle, Lille, 1985.
- (8) J.R. SITES, H.H. WIEDER,  
Magnetoresistance mobility profiling of MESFET channels,  
IEEE ED-27, n°12 p. 2 277, 1980.
- (9) R. YAQUINE,  
Etude des non linéarités dans les amplificateurs hyperfréquences  
à TEC en régimes faible et moyenne puissance,  
Thèse de 3ème Cycle, Lille, 1982.

- (10) C. VERSNAEYEN,  
Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction Al Ga As / Ga As,  
Thèse de 3ème Cycle, Lille, 1985.
- (11) F. DIAMANT, M. LAVIRON,  
Measurement of the extrinsic series elements of a microwave MESFET under zero current condition,  
Proc. of 12 th Eu Mc, p. 451, 1982.
- (12) R.A. MINASIAN,  
Simplified GaAs MESFET model to 10 GHz,  
El. letters, vol 13, n°8 p. 549, 1977.
- (13) P. WOLF,  
Microwave properties of Schottky barriers fiels effect transistor,  
IBM Journal Res. and Dev., vol 14, n°2 p. 125, 1970.
- (14)\* G. DAMBRINE,  
Thèse de Docteur Ingénieur, A paraître.
- (15) P. HUGUET et al,  
Etude et réalisation d'un TEC AsGa faible bruit pour Applications à 30 GHz,  
Rapport de contrat DAI/CNET, 1985.
- (16) P.N. CHYE, C. HUANG,  
Quarter Micron low noise GaAs FET'S,  
IEEE EDL-3, n°12 p. 401, Dec. 1982.
- (17) M. FENG et al,  
Optimisation of Ion Implanted GaAs low noise FET,  
Inst. Dev. Res. Conf., 1983.
- (18) Microwave Journal, June 1984.
- (19) P.C. CHAO et al,  
Electron beam fabrication of GaAs low noise MESFET'S using a new trilayer resist Technique,  
IEEE ED-32, n°6, Juin 1985.

- (20) M. FENG et al,  
Ultrahigh frequency operation of Ion-Implanted GaAs metal  
semi conductor field-effect transistors,  
APL, 44 (2), p. 231, Jan. 1984.
- (21) M. FENG et al,  
GaAs MESFET'S made by Ion-Implanted into MOCVD Buffer layers,  
IEEE ED-5, n°1 p. 18, Jan. 1984.
- (22) C. ALLET,  
Epitaxie par Jets moléculaires de semi-conducteurs III-V.  
Automatisation du bâti et caractérisation de couches par mesure  
d'effet Hall,  
Mémoire CNAM, Lille, 1987.
- (23) V.K. NAIR et al,  
Superior low noise GaAs MESFET'S with graded channel grown by  
MBE,  
IEEE ED-33, n°9, September 1986.



## CONCLUSION

Au cours de ce travail, différentes études théoriques et expérimentales, concernant l'amélioration des performances du transistor à effet de champ pour des applications dans des gammes de fréquences élevées, ont été effectuées.

La nécessité de disposer d'un modèle permettant l'étude de transistors à grille submicronique a tout d'abord été clairement montré. Dans ce cadre, un modèle de résolution bidimensionnelle permettant une description rigoureuse des effets de dynamique non stationnaire a été présenté. Nous avons vu les principaux avantages de celui-ci vis-à-vis d'autres modèles existants, basés sur la même démarche fondamentale.

D'autre part, afin de réduire le temps de simulation et donc de rendre son utilisation très souple, plusieurs solutions ont été proposées. Le modèle, ainsi défini, permet alors d'accéder à l'ensemble des éléments du schéma équivalent.

Son exploitation nous a permis de dégager plusieurs possibilités d'optimisation du composant en vue d'applications en gamme millimétrique. A l'aide de critères de qualité, représentatifs des évolutions du facteur de bruit et du gain maximum disponible avec la fréquence, nous avons abordé successivement :

### - L'INFLUENCE DU PROFIL DE DOPAGE

Nous avons vu l'intérêt, pour le fonctionnement faible bruit, de réaliser des profils de dopage présentant à l'interface couche active-substrat une transition très raide, et ceci quelle que soit la technologie. D'autre part, la définition de structures à profils de dopage non uniforme et en particulier de structure à canal

enterré, c'est à dire ayant un faible dopage sous la grille, s'est avérée particulièrement prometteuse tant pour un fonctionnement en faible bruit qu'en régime de puissance. La nécessité d'un surdopage des régions d'accès, par exemple par implantation ionique localisée, a été clairement montré.

#### - L'INFLUENCE DES PROPRIETES DE LA SURFACE

Dans ce domaine, nous avons décrit l'influence d'un potentiel de surface sur les principaux éléments du schéma équivalent et nous en avons extrait une étude approchée des conditions d'optimisation de structures à grille creusée. Celle-ci a permis de mettre en évidence l'existence d'une largeur de zone creusée optimale pour laquelle les performances étaient notablement améliorées. Ces prévisions théoriques ont par ailleurs été confirmées par des travaux expérimentaux.

Nous avons également pu montrer l'intérêt présenté par des structures à grille creusée non symétriques.

#### - L'INFLUENCE DES PROPRIETES DU SUBSTRAT

L'étude de différents types de substrat a permis de mettre en évidence les avantages présentés par l'utilisation de couche tampon à forte mobilité et d'hétérostructures de type GaAlAs/GaAs pour réaliser l'interface avec le substrat.

Dans une dernière partie, consacrée à l'étude expérimentale, nous avons présenté un ensemble de méthodes simples permettant une caractérisation complète du transistor. L'ensemble de l'étude expérimentale effectuée sur les composants réalisés au LEP et au C.H.S. a permis de valider pleinement les conclusions de l'étude théorique tant en ce qui concerne l'influence de la raideur des profils que l'intérêt

de structures à canal enterré (Buried channel).

Ce travail nous a permis d'acquérir de nombreuses informations intéressantes pour l'optimisation des composants. Il devrait se poursuivre par une amélioration du programme de simulation par prise en compte d'un certain nombre de phénomènes tels que l'ionisation des électrons aux champs élevés, l'influence des trous, la présence des centres profonds dans le substrat, ainsi que le comportement de la diode Schottky en direct. Cela permettrait d'appliquer ce modèle à l'étude d'autres types de composants tels que les transistors de puissance où les transistors Normally OFF pour applications en logique.

## Fonctions de l'énergie -

Dans les équations du modèle, les paramètres mobilité, temps de relaxation et température électronique dépendent de l'énergie totale moyenne  $E$ .

Ceux-ci s'expriment à partir de formulations analytiques :

On introduit la notation  $E' = E - E_0$

avec  $E_0 = \frac{3}{2} kT_0$ ,  $T_0 = 293^\circ \text{K}$ .

I - Expressions de l'énergie  $E$  en fonction du champ électrique stationnaire  $E_{ss}$  -

- Pour  $E_{ss} \leq 1.25 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ .

$$E = A - \frac{B}{1 + \left(\frac{E_{ss}}{E_2}\right)^\gamma} \quad (\text{eV})$$

- Pour  $E_{ss} \geq 1.25 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ .

$$E = C + D (E_{ss} - E_3) \quad (\text{eV})$$

avec  $A = 0,36$ ;  $B = 0,32$ ;  $C = 0,347551$ ,  
 $D = 3,3 \cdot 10^{-8}$ ;  $E_2 = 5 \cdot 10^5$ ;  $E_3 = 1,25 \cdot 10^6$ ;  
 $\gamma = 3,5$  -

De même, la relation entre énergie et champ électrique étant bi-univoque, on exprime :

- Pour  $E \leq 0.347551$  eV

$$E_{ss} = E_2 \left( \frac{E + B - A}{A - E} \right)^{1/\gamma} \quad (V/m)$$

- Pour  $E \geq 0.347551$  eV

$$E_{ss} = E_3 + \frac{E - C}{D} \quad (V/m)$$

## II. Expression de la mobilité $\mu$ -

$$\text{On a } v_{ss} = \frac{\mu_0 E_{ss} + v_{sat} \left( \frac{E_{ss}}{E_0} \right)^\alpha}{1 + \left( \frac{E_{ss}}{E_0} \right)^\alpha} \quad (m/s)$$

( $v_{ss}$  : vitesse des porteurs en régime stationnaire) -

$$\text{avec } v_{sat} = \frac{b + c \left( \frac{E}{E_1} \right)^\beta}{1 + d \left( \frac{E}{E_1} \right)} \quad (m/s)$$

$$\text{La mobilité s'exprime alors par } \mu = \frac{v_{ss}}{E_{ss}} = \frac{\mu_0 + v_{sat} \left( \frac{E_{ss}}{E_0} \right)^{\alpha-1}}{1 + \left( \frac{E_{ss}}{E_0} \right)^\alpha} \quad (m^2/V/s)$$

avec

$\mu_0$ : mobilité en champ faible

$$b = 1.53 \cdot 10^5$$

$$c = 9 \cdot 10^4$$

$$d = 1.$$

$$E_0 = 4.5 \cdot 10^5$$

$$E_1 = 10^6$$

$$\alpha = 6.$$

$$\beta = 4.$$

### III. Expression de la température électronique $kT$ .

- Si  $E \leq 0.3$  eV

$$kT = k_1 \left( 1 - \frac{1}{1 + \left( \frac{E + k_2}{k_3} \right)^{k_4}} \right)$$

- Si  $E \geq 0.3$  eV

$$kT = k_5 + k_6 \left( 1 + \left( \frac{E - k_7}{k_8} \right)^{k_9} \right)^{1/k_9}$$

avec  $k_1 = 0,085$ ;  $k_2 = 0,08$ ;  $k_3 = 0,115$ ;

$$k_4 = 2,3$$
;  $k_5 = 0,05$ ;  $k_6 = 0,03$ ;

$$k_7 = 0,3$$
;  $k_8 = 0,075$ ;  $k_9 = 6$  -

IV - Expression du temps de relaxation  $\tau_E$

$$\text{On a } \tau_E(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{V_{SS} \cdot E_{SS}}$$

avec  $\tau_E = 5 \cdot 10^{-13}$  sec pour  $\tau_E < 5 \cdot 10^{-13}$  sec -

## RESUME

Le développement des systèmes de communication opérant dans des gammes de fréquences de plus en plus élevées nécessite l'utilisation d'amplificateurs microondes performants en fonctionnement faible bruit. Dans ce domaine, le transistor à effet de champ AsGa à grille submicronique apparaît comme l'un des composants les plus aptes à réaliser de telles fonctions. Dans le but d'accroître les performances du transistor pour de telles applications, il est nécessaire d'optimiser l'ensemble de ses paramètres caractéristiques. Cette préoccupation constitue l'objet du travail. Celui-ci s'appuie sur un modèle de résolution bidimensionnelle qui permet une description précise des divers phénomènes intervenant dans le fonctionnement du TEC à grille submicronique. Ce modèle a permis d'analyser les influences du profil de dopage de la couche active, des phénomènes de surface et d'interface couche active - substrat semi-isolant et de préciser l'intérêt de nouvelles structures à canal enterré (Buried channel).

L'ensemble de ces résultats a été validé par l'étude expérimentale effectuée sur des composants réalisés au CENTRE HYPERFREQUENCES ET SEMICONDUCTEURS (CHS) et au LABORATOIRE D'ELECTRONIQUE ET DE PHYSIQUE APPLIQUEE (LEP).

MOTS CLES : TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP - MODELE - BRUIT - SURFACE - INTERFACE - PROFIL DE DOPAGE - CARACTERISATION - HYPERFREQUENCES.

