

N° d'ordre : 909

50376  
1981  
122

50376  
1981  
122

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE**

par

Alain CAPPY

**SUR UN NOUVEAU MODÈLE DE  
TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP  
A GRILLE SUBMICRONIQUE**



\*0300084963\*

Soutenu le 29 juin 1981 devant la Commission d'Examen

MM. E. CONSTANT	Président
G. SALMER	Rapporteur
R. CASTAGNE	Examineur
P. ROSSEL	Examineur
P. MERANDA	Invité

A MON PERE ET MA MERE

A NADINE ET SES PARENTS

A TOUS LES MIENS

Ce travail a été effectué au " CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMI-CONDUCTEURS " de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a permis, grâce à sa compétence et ses nombreux conseils, de mener à bien ce travail et me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur SALMER qui a dirigé ce travail, pour l'aide efficace qu'il m'a prodiguée tout le long de cette étude.

Je tiens à remercier Monsieur CASTAGNE, Professeur à l'Université Paris XI, qui me fait l'honneur de juger ce travail.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur ROSSEL, Maître de recherche au CNRS, qui me fait le plaisir de siéger à ce jury.

Monsieur MERANDA de la THOMSON CSF a accepté de participer à mon jury. Je lui en suis vivement reconnaissant.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à :

- M. CARNEZ pour sa précieuse contribution à cette étude.
- M. FAUQUEMBERGUE pour la communication de nombreux résultats de simulation Monte Carlo.
- Mme DELOS et M. PLAYEZ pour l'aide efficace qu'ils m'ont apportée sur le plan expérimental.
- MM. YAQUINE et PERICHON pour toutes les données expérimentales qu'ils m'ont communiquées.

Je tiens également à remercier tous mes camarades du CHS pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et leur large contribution à l'aboutissement de ce travail.

Enfin , je ne saurais oublier ceux qui ont contribué à la réalisation de ce manuscrit : Mme STACHOWIAK qui a eu la tâche ingrate de le dactylographier ainsi que MM. DEHORTER et PLUQUET qui en ont assuré la polycopie. Je les en remercie vivement.

# S O M M A I R E

## INTRODUCTION

---

### CHAPITRE I PRESENTATION DU COMPOSANT

---

- 5 I.1 Introduction
- 6 I.2 Description du composant
- 6 I.3 principe du fonctionnement d'un TEC

### CHAPITRE II LA DYNAMIQUE ELECTRONIQUE DANS LE GAAS DE TYPE N

---

- 17 II.1 Les propriétés de l'AsGa à l'équilibre thermodynamique
- 18 II.2 La dynamique électronique en champ uniforme
- 20 II.3 La dynamique électronique en champ non uniforme et variable dans le temps
- 22 II.4 Les équations de conservation
  - II.4.1 Cas des dispositifs unidimensionnels
  - II.4.2 Interprétation physique
  - II.4.3 Cas des dispositifs tridimensionnels
- 29 II.5 Utilisation de la méthode MONTE-CARLO et confrontation des résultats
  - II.5.1 Cas de porteurs soumis à un champ uniforme et indépendant du temps
  - II.5.2 Cas de porteurs soumis à un champ variable
- 36 II.6 Application aux composants unidimensionnels

### CHAPITRE III LA STRUCTURE : LE MODELE SIMPLIFIE

---

- 41 III.1 Introduction
- 41 III.2 Les contacts et les zones ohmiques
- 43 III.3 La jonction métal-semiconducteur de grille
  - III.3.1 La jonction à tension drain - source nulle
  - III.3.2 La jonction à tension drain - source non nulle
- 58 III.4 L'interface couche active - couche tampon
  - III.4.1 Substrat semi-isolant et couche tampon
  - III.4.2 Influence du substrat sur la couche tampon et la couche active

III.4.3 Modélisation des effets d'injection dans  
la couche tampon

67 III.5 Le canal conducteur

CHAPITRE IV LA PROCEDURE NUMERIQUE

---

78 IV.1 La méthode du tir

87 IV.2 La méthode itérative

CHAPITRE V ETUDE DU FONCTIONNEMENT PHYSIQUE DU TEC A GRILLE SUBMICRONIQUE

---

95 V.1 Evolutions caractéristiques des grandeurs physiques  
dans le canal conducteur

99 V.2 Influence des paramètres technologiques

V.2.1 La longueur de grille

V.2.2 l'épaisseur de la couche active

V.2.3 La densité d'impuretés

103 V.3 Influence des polarisations de grille et de drain

V.3.1 La tension drain - source  $V_{ds}$

V.3.2 La tension grille - source  $V_{gs}$

108 V.4 Influence de la forme des équations de conservation  
du moment et de l'énergie

V.4.1 Le terme de diffusion de porteurs

V.4.2 Le terme  $\frac{\mu \cdot m^* \cdot v \cdot dv}{q \cdot dx}$

V.4.3 Le terme de diffusion thermique  $\frac{d \cdot kT}{dx}$

CHAPITRE VI ETUDE DES PROPRIETES STATIQUES ET HYPERFREQUENCES

---

DES TEC A GRILLE SUBMICRONIQUE

---

113 VI.1 Comparaison théorie expérience

VI.1.1 Détermination des paramètres technologiques  
d'un TEC à grille submicronique

VI.1.1.2 La caractéristique  $I_{gs} = f(V_{gs})$

VI.1.1.3 La caractéristique  $C_g = f(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  nulle

VI.1.1.4 La caractéristique  $R_{ds} = f(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  nulle

VI.1.1.5 Conclusion

VI.1.2 Comparaison théorie expérience

VI.1.2.1 Comparaison des caractéristiques

$$I_{ds} = f ( V_{gs} , V_{ds} )$$

VI.1.2.2 Comparaison des paramètres du schéma

équivalent petit signal :  $G_m$  ,  $G_d$  ,  $C_{gs}$  ,  $C_{gd}$

134 VI.2 Influence des paramètres technologiques sur les propriétés statiques et hyperfréquences des TEC

VI.2.1 La caractéristique  $I_{ds} ( V_{gs} )$

VI.2.2 La transconductance  $G_m$

VI.2.3 La conductance de sortie  $G_d$

VI.2.4 Les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$

VI.2.5 La résistance  $R_i$

VI.2.6 Les fréquences de coupure et de transit

## CHAPITRE VII ELEMENTS D OPTIMALISATION DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

---

### A GRILLE SUBMICRONIQUE

---

147 VII.1 Améliorations des performances des TEC en Arséniure de Gallium

152 VII.2 Améliorations potentielles introduites par l'utilisation de matériaux autres que l'Arséniure de Gallium

## CONCLUSION

---

## ANNEXES

---

160 I Evaluation de la densité d'impuretés ionisées dans le GaAs de type n

169 II Les équations de conservation

195 III Relation entre les fréquences de coupure et de transit

## INTRODUCTION

Le développement des systèmes utilisant les ondes hyperfréquences, pour les télécommunications par exemple, nécessite la conception de composants discrets et de circuits intégrés pouvant fonctionner à des fréquences élevées. Dans la bande 4-30 GHz, les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux montrent que les transistors à effet de champ (TEC) constituent une solution de choix pour la réalisation d'un certain nombre de dispositifs tels que les amplificateurs à grand gain associé à un faible facteur de bruit ou les amplificateurs de puissance.

Or, pour étudier les propriétés et prévoir les performances du composant il est nécessaire d'en posséder un modèle théorique. Ce modèle doit jouer un double rôle. D'une part, il doit décrire le plus précisément possible le comportement des composants existants et permettre ainsi une meilleure compréhension des phénomènes physiques régissant leur fonctionnement. D'autre part, il doit permettre une étude systématique de l'influence de chaque paramètre afin de déterminer ceux qui doivent être modifiés pour améliorer les performances de la structure.

A l'époque où nous avons abordé ce travail, les modèles existants du TEC décrivaient convenablement les propriétés des structures de longueur de grille supérieure à un micron. Ces modèles montrent tous que pour augmenter la fréquence de travail du composant il est nécessaire d'en diminuer la longueur de grille. Or, lorsque cette longueur devient inférieure à un micron, de nouveaux phénomènes interviennent. En particulier, des régimes de fonctionnement où la vitesse des porteurs est très élevée peuvent être obtenus. La prise en compte de ces phénomènes a rendu nécessaire la conception d'un nouveau type de modèle.

Ce mémoire présente un modèle de TEC à grille submicronique tenant compte de ces effets et restant suffisamment simple pour être traité sur un microordinateur.

Deux parties composent ce travail.

La première présente une description détaillée du modèle. Cette description peut se décomposer en quatre phases successives :

- dans la première, nous rappelons les principes régissant le fonctionnement d'un TEC et nous définissons les contraintes et les objectifs de notre modélisation ;

- le deuxième paragraphe est consacré à l'étude de la dynamique électronique en régime de porteurs chauds dans l'arséniure de gallium de type n. A partir de l'équation de BOLTZMANN nous montrons qu'il est possible de déduire un ensemble d'équations phénoménologiques traduisant les principes physiques de conservation du nombre de particules, du moment et de l'énergie. Les résultats obtenus par cette méthode sont comparés avec ceux donnés par la méthode de MONTE-CARLO ;

- les approximations permettant une description simple de la structure sont ensuite exposées et discutées. Ces simplifications concernent principalement le traitement de la jonction métal - semiconducteur de grille et de l'interface entre la couche active et le substrat semi-isolant. Un ensemble d'équations décrivant le fonctionnement du composant est alors donné ;

- le quatrième paragraphe est consacré à la description de la méthode de résolution numérique de ces équations. La procédure numérique permettant d'obtenir l'évolution des différentes grandeurs physiques, telles que le champ électrique, la vitesse et l'énergie moyenne des porteurs de charge dans le canal conducteur ainsi que les paramètres du schéma équivalent petit signal, est présentée.

Dans la deuxième partie sont exposés les résultats que l'on peut déduire de l'exploitation de ce modèle. L'analyse de ces résultats peut se diviser en trois paragraphes :

- dans le premier est développée l'étude physique du fonctionnement du TEC. On y étudie plus particulièrement les évolutions des grandeurs physiques telles que la vitesse moyenne des porteurs, l'énergie, le champ électrique, en fonction d'une part, des paramètres géométriques et physiques de la structure, et, d'autre part, en fonction des polarisations de grille et de drain ;

- les caractéristiques statiques et hyperfréquences du composant sont étudiées de façon exhaustive en fonction des paramètres technologiques dans le second paragraphe. Une comparaison théorie - expérience est effectuée pour des transistors de caractéristiques technologiques variées ;

- le dernier paragraphe est consacré à l'étude systématique

des améliorations potentielles des performances des transistors à effet de champ pouvant résulter d'une meilleure conception des structures ou de l'utilisation de matériaux semiconducteurs autres que l'arséniure de gallium.

\* \* \*  
\* \*  
\*

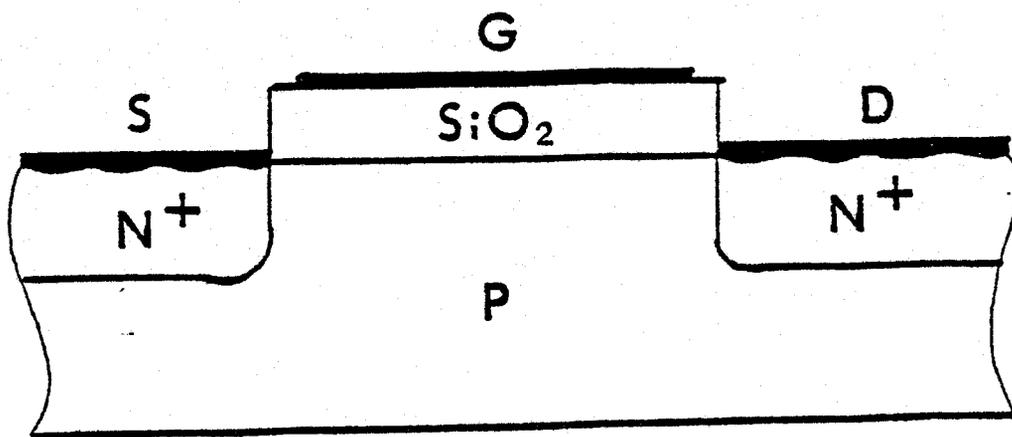


figure [1.1] transistor à grille isolée

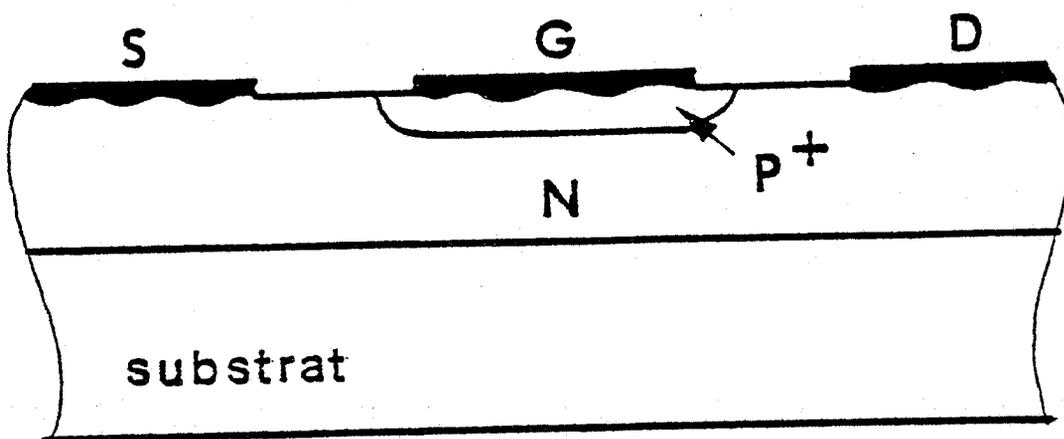


figure [1.2] a) transistor à jonction P.N

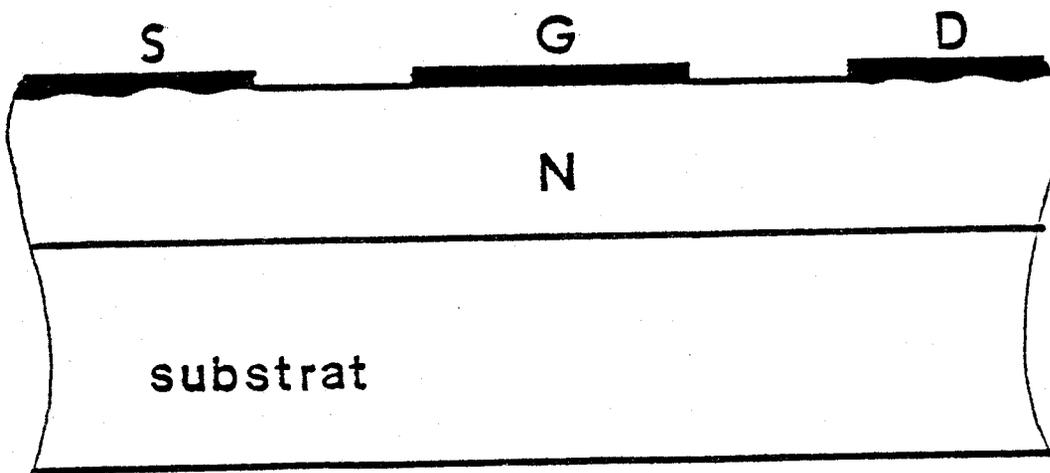


figure [1.2] b) transistor à barrière SCHOTTKY



contact ohmique

jonction métal-semiconducteur

## I - PRESENTATION DU COMPOSANT

### I - 1 - INTRODUCTION

Le principe de fonctionnement des composants tripôles à effet de champ est la modulation de la conductance présentée par un morceau de semiconducteur de type n ou p à l'aide d'une électrode de commande, la grille. De façon générale, la conductance d'un barreau de semiconducteur est proportionnelle à la densité de porteurs libres et à la section du barreau. L'électrode de commande peut donc agir en modifiant la densité de porteurs libres, ou la section efficace du barreau, c'est-à-dire en vidant de porteurs une partie de cette section.

Les transistors à effet de champ sont donc de deux types : les transistors à grille isolée (fig [1.1] ) ou les transistors à jonction (fig [1.2] ).

\* Dans les premiers, lorsque par exemple, la grille est polarisée positivement par rapport aux électrodes de source et de drain, des charges apparaissent dans le canal par influence électrostatique et peuvent ainsi contribuer au passage du courant. Ces transistors possèdent des propriétés très intéressantes mais leur réalisation, sur des matériaux autres que le silicium, est freinée par la difficulté de réaliser une couche isolante mince de bonne qualité (i.e de faible densité d'états à l'interface isolant-semiconducteur).

\* Dans le cas des transistors à jonction, la grille, polarisée négativement par rapport à la source et au drain, crée un champ électrique transversal qui entraîne l'existence d'une zone désertée de porteurs sous la grille. Théoriquement, la jonction peut être une jonction PN ou une jonction métal-semiconducteur, mais en pratique, la difficulté de réaliser

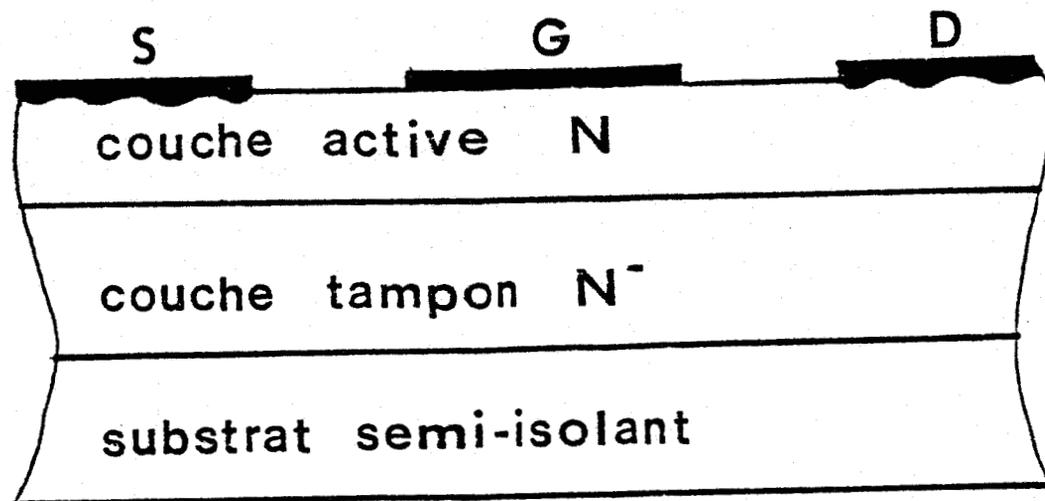


Figure [1.3] Coupe schématique d'un transistor à effet de champ

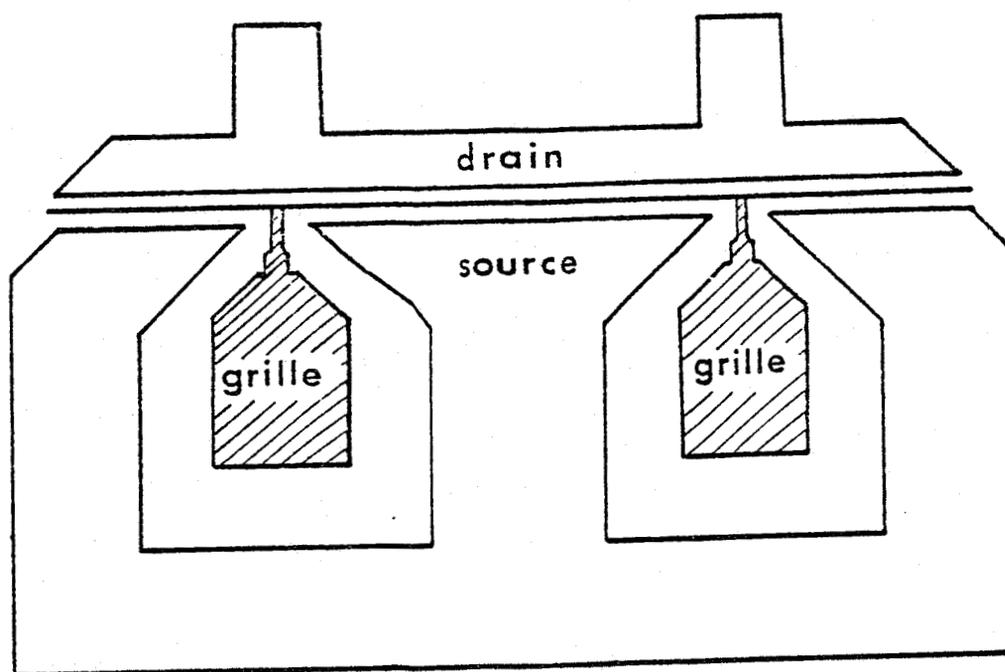


Figure [1.4] Représentation du masque d'un transistor à effet de champ

BIS  
VILLE

une région P aux dimensions bien définies (phénomène de diffusion latérale) condamne pratiquement les TEC à jonction PN. Ainsi, pour des raisons essentiellement technologiques, c'est le TEC à jonction Schottky qui s'est développé le plus pour les applications hyperfréquences ces dernières années.

### 1 - 2 - DESCRIPTION DU COMPOSANT

La fig. [1.3] représente la coupe d'un TEC. Il est formé d'une couche épitaxiée de faible épaisseur déposée sur un substrat semi-isolant. Pour des raisons de qualité cristallographique une couche tampon de faible dopage est présente, le plus souvent, entre la couche active et le substrat semi-isolant. Cette couche tampon peut avoir une épaisseur variable de quelques dixièmes de micron à quelques microns suivant la technologie utilisée pour la croissance de la couche épitaxiée.

A la surface de la couche, deux contacts ohmiques, la source et le drain, sont déposés par évaporation d'or-germanium.

Entre les contacts de source et de drain, une barrière métal - semiconducteur est ajoutée formant la grille. Sur chaque électrode, un fil de liaison soudé permet d'assurer la polarisation.

Enfin notons que la profondeur (direction perpendiculaire au plan de la figure [1.3] ) désirée est obtenue par la mise en parallèle d'un certain nombre de motifs élémentaires (fig. [1.4] ).

### 1 - 3 - PRINCIPE DU FONCTIONNEMENT D'UN TEC

Dans le cas des composants conçus en vue d'une application hyperfréquence, les matériaux utilisés sont toujours de type n. D'abord réalisés

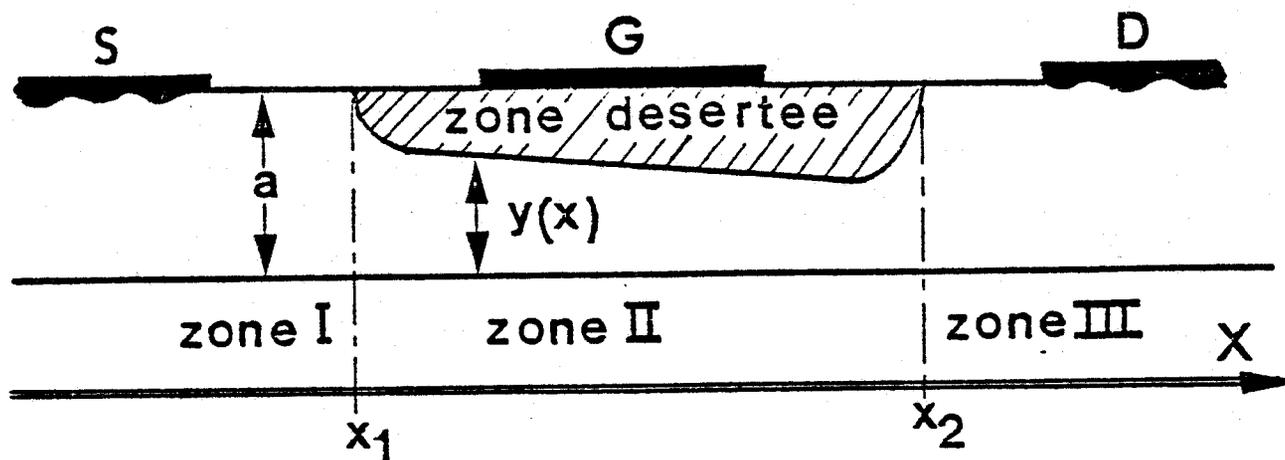


figure [1.5] zones caractéristiques intervenant dans le fonctionnement d'un transistor à effet de champ

en silicium dont la métallurgie était mieux connue, les TEC sont aujourd'hui en arséniure de gallium (AsGa) dont les propriétés sont plus favorables aux applications hyperfréquences. Le dopage de la couche active est typiquement de l'ordre de  $10^{23}$  At/m<sup>3</sup>. Pour une telle concentration en impuretés, la densité des trous est négligeable par rapport à celle des électrons. Le TEC est donc un composant unipolaire ; dans tout ce qui suit nous ne considérerons que le courant dû aux électrons.

En fonctionnement normal, la grille est polarisée négativement par rapport à la source ( $V_{gs} < 0$ ) et le drain positivement ( $V_{ds} > 0$ ). La jonction métal - semiconducteur est donc toujours en inverse et le courant résiduel peut être négligé.

Remarquons que même lorsque la tension appliquée  $V_{gs}$  est nulle, il existe une zone désertée de porteurs sous la grille. En effet la jonction métal - semiconducteur est siège d'une différence de potentiel électrostatique de l'ordre de 0,7 volt dans le cas d'une barrière Au - As Ga.

En régime indépendant du temps, le fonctionnement du TEC peut se résumer de la façon suivante.

La tension drain source  $V_{ds}$  étant appliquée, un champ électrique s'établit entre la source et le drain. Sous l'action de ce champ un courant d'électrons s'écoule de la source au drain. Issus de la source, les électrons se déplacent dans trois zones distinctes (fig. [1.5]). De la source à l'abscisse  $x_1$  et de  $x_2$  au drain, l'épaisseur du canal,  $a$ , est constante. Si l'on admet que le dopage est uniforme, la vitesse des porteurs et le champ électrique sont constants. Ces deux zones ont un comportement ohmique et peuvent donc être considérées comme des résistances mortes. De  $x_1$  à  $x_2$ , l'épaisseur du canal diminue du fait de l'existence de la zone désertée induite par la grille. Si l'on suppose que la zone désertée est entièrement vide de porteurs et que les charges mobiles ne pénètrent pas dans la couche tampon, l'expression

du courant est donné à l'abscisse x par :

$$I_{ds} = q Z n(x) \cdot y(x) \cdot v(x)$$

ou q représente la charge électronique, Z la profondeur du composant, n(x) la densité de porteurs libres, y(x) l'épaisseur du canal résiduel et v(x) la vitesse des porteurs. Or, y(x) est inférieure à a. ( y(x) est d'autant plus petite que la tension Vgs est négative ). Le produit n(x) . v(x) croît donc de la zone I à la zone II. Sous la grille, il doit donc se produire une augmentation de la vitesse des porteurs et/ou une augmentation de la densité de porteurs libres. Dans les théories classiques, deux cas peuvent alors se produire :

- La tension Vds, donc le champ électrique, est suffisamment faible pour que l'on puisse considérer que la vitesse des porteurs v(x) est proportionnelle au champ E(x). L'épaisseur du canal est à peu près constante et la densité de porteurs libres est égale à la densité d'impuretés. Le courant est donc proportionnel au champ électrique, donc à la tension Vds.

- La tension Vds est importante. Le champ électrique l'est donc également et nous pouvons considérer que la vitesse des porteurs est constante et indépendante du champ électrique. Si l'on admet que le produit n(x) . y(x) évolue peu en fonction de la tension Vds, le courant Ids est pratiquement indépendant de la tension Vds.

L'hypothèse que le produit n(x) . y(x) est pratiquement constant peut paraître curieuse. En effet, toute croissance de la tension drain source Vds s'accompagne d'une augmentation de la différence de potentiel local canal - grille donc, d'après les théories unidimensionnelles, d'un élargissement de la zone désertée. Mais à l'extrémité de la grille du côté drain,

où cet effet doit être particulièrement important, les évolutions du champ électrique sont bidimensionnelles et un tel résultat peut être erroné. De plus, d'autres effets plus amplement décrits par la suite, tels que la présence d'un excès de charges dans le canal ou l'injection de porteurs dans la couche tampon permettent de supposer que le produit  $n(x) \cdot y(x)$  reste sensiblement constant.

A tension grille - source  $V_{gs}$  fixée, la caractéristique du courant de drain  $I_{ds}$  en fonction de la tension drain - source  $V_{ds}$  présente donc deux parties. Pour les faibles valeurs de la tension  $V_{ds}$ , le courant croît proportionnellement à la tension et lorsque la tension drain source devient suffisamment importante, le courant  $I_{ds}$  devient pratiquement indépendant de la tension  $V_{ds}$ .

De cette étude très qualitative du fonctionnement d'un TEC, nous pouvons conclure que toute modélisation du composant implique la résolution de deux types de problèmes :

- d'une part ceux liés à la structure, c'est-à-dire principalement la description de la barrière Schottky et de la zone désertée induite mais aussi de l'interface entre la couche active et la couche tampon (ou le substrat semi-isolant) ;

- d'autre part ceux liés à la dynamique électronique dans le semi-conducteur c'est-à-dire la relation entre la vitesse des porteurs et la valeur du champ électrique en tous points du composant.

De nombreuses équipes ont étudié ces problèmes clés de toutes modélisations de TEC. Les résultats de ces travaux peuvent être classés en trois catégories :

- les modèles analytiques,

- les modèles numériques bidimensionnels "classiques",
- les modèles particuliers bidimensionnels.

a) Les modèles analytiques :

Le premier traitement théorique du TEC a été présenté par W. SHOCKLEY dans un article désormais célèbre [1]. Ce modèle s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- les espaces source - grille et grille - drain sont supprimés ;
- sous la grille l'espace est divisé en une zone entièrement vide de porteurs et un canal conducteur ;
- la vitesse des porteurs est proportionnelle au champ électrique ;
- le substrat est parfaitement isolant.

Ce travail a ensuite été complété par la prise en compte des effets liés à la saturation de la vitesse en champ fort [2], puis de l'influence de la forme de la zone désertée aux extrémités de la grille [3]. R. A. PUCCEL [4], J. GRAFFEUIL [5], ont utilisé une solution bidimensionnelle approximative de l'équation de POISSON [6] et obtenu des modèles permettant de prévoir les propriétés statiques, dynamiques et de bruit des TEC. Dans le cas de ces derniers, l'accord entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux est satisfaisant pour des transistors de longueur de grille supérieure à un micron.

b) Les modèles numériques bidimensionnels :

Cette méthode d'analyse a d'abord été employée par D. P. KENNEDY et R. R. O'BRIEN [7] pour déterminer les caractéristiques de TEC en silicium. En supposant que la mobilité est une fonction instantanée du champ électrique et que le coefficient de diffusion est constant, ils résolvent l'équation de continuité et l'équation de POISSON de façon bidimensionnelle. Ces auteurs ont mis en évidence l'extension de la zone désertée de chaque côté de la grille ainsi que la présence d'une zone de transition entre le canal conducteur et la zone désertée. M. REISER [8], [9] a analysé le fonctionnement d'un TEC ayant une grille de un micron. Il a comparé l'évolution du courant de drain dans le cas d'un TEC symétrique et dans celui d'un TEC réel comportant une couche tampon. Il a ainsi mis en évidence la conduction par la couche tampon. K. YAMAGUSHI [10] a exploité un modèle tenant compte de l'évolution du coefficient de diffusion avec le champ électrique et proposé un modèle simplifié qui sera repris et complété par M. SHUR [11]. T. WADA et J. FREY [12] ont examiné l'évolution des caractéristiques des TEC en fonction du matériau semiconducteur utilisé. Enfin P. BONJOUR et R. CASTAGNE [13] ont étudié l'influence de la nature de l'interface entre la couche active et le substrat semi-isolant sur la conductance de drain.

c) Les modèles particuliers bidimensionnels :

L'idée de ces modèles est de suivre le parcours erratique d'un ou de plusieurs porteurs soumis à diverses interactions à l'intérieur du composant considéré comme un espace bidimensionnel. Le traitement est effectué le plus souvent par la méthode de MONTE-CARLO qui comporte fréquemment un certain nombre de simplifications.

R. A. WARRINER [14] et plus récemment C. MOGLESTUE [15] ont utilisé cette technique pour étudier les propriétés de TEC possédant des longueurs de grille largement inférieures à un micron. P. BONJOUR [16] a décrit un

modèle particulière tenant compte des phénomènes apparaissant à l'interface couche active, substrat semi-isolant permettant ainsi l'étude de la saturation du courant de drain.

Ces trois types de modèle possèdent des avantages et des inconvénients.

- Les modèles analytiques ont le mérite de la simplicité. Ils sont très facilement exploitables et permettent d'obtenir les paramètres petits signaux. Ils supposent tous que la vitesse moyenne des porteurs est uniquement fonction du champ électrique et utilisent une forme idéalisée de cette fonction.

D'autre part, ils n'étudient le plus souvent que l'espace sous la grille et ne tiennent donc pas compte de l'extension de la zone désertée de chaque côté de la grille. Enfin, la structure étudiée est toujours celle d'un TEC symétrique ; les effets d'interface couche active - couche tampon ne sont pas pris en compte. Néanmoins ces modèles décrivent assez convenablement le fonctionnement de TEC dont la longueur de grille est supérieure à un micron bien que la plupart d'entre eux donnent des estimations erronées de la conductance de sortie.

Les modèles bidimensionnels classiques permettent de décrire de façon précise les effets bidimensionnels et de tenir compte de l'interface entre la couche active et la couche tampon. Ils reposent également sur l'hypothèse que la vitesse des porteurs est fonction uniquement du champ électrique. Outre cette hypothèse fondamentale, leur principal inconvénient est de nécessiter des moyens et des temps de calcul importants. En effet, la stabilité numérique impose des conditions draconiennes sur le choix du pas de discrétisation du temps. Pour les densités d'impuretés rencontrées dans les TEC, les temps de calcul deviennent considérables. Pour cette raison, ces modèles peuvent difficilement servir à l'optimisation d'un composant.

- Les modèles bidimensionnels particuliers sont les plus rigoureux. D'une part ils permettent de traiter de façon correcte tous les effets bidimensionnels, et, ce qui est très important dans le cas de TEC à grille submicronique, ce sont les seuls qui décrivent correctement la dynamique des porteurs dans la zone active du composant. Néanmoins ils sont difficiles à mettre en oeuvre et demandent des moyens et des temps de calcul très importants. D'autre part, ils ne permettent pas encore l'étude du bruit.

La conclusion de ce bilan critique des travaux publiés est que la prise en compte rigoureuse des effets bidimensionnels et/ou de la dynamique des porteurs de charge dans la zone active du composant s'accompagne toujours d'une plus grande complexité des procédures numériques et d'un allongement important des temps de calcul.

Or, dans le cas de TEC à grille très courte nous pouvons observer :

- une réduction du temps de transit des porteurs sous la grille. Ce temps de transit devient comparable aux temps de relaxation et les lois usuelles de l'électrocinétique ne sont plus vérifiées [17] ;
- une diminution du rapport de la longueur de grille sur l'épaisseur de la couche active et les effets bidimensionnels ont une importance, en valeur relative, plus grande.

Il apparaît donc que la prise en compte des deux effets précédents est indispensable dans un modèle de TEC à grille courte, mais qu'elle exige, pour être rigoureuse, des moyens et des temps calculs importants. L'élaboration d'un modèle facilement exploitable en vue d'une optimisation du composant passe donc par une prise en compte simplifiée de ces effets. Cette nécessité de simplification nous a conduit à concevoir un modèle dont le

principe peut être résumé de la façon suivante :

- pour décrire la dynamique des porteurs de charge sous la grille, nous avons utilisé un ensemble de lois phénoménologiques traduisant les principes physiques de conservation de la densité de porteurs, de leur moment et de l'énergie ;

- pour décrire les effets bidimensionnels nous avons utilisé les résultats de travaux publiés concernant d'une part la forme de la zone désertée induite par la barrière Schottky et d'autre part l'influence de l'interface couche active - couche tampon. Moyennant un certain nombre d'approximations, nous avons déduit des "lois" qui rendent compte de chacun de ces effets au premier ordre.

Cette description de la dynamique électronique dans l'AsGa, puis des approximations permettant de prendre en compte de façon simple les effets bidimensionnels vont maintenant être développées.

° °

REFERENCES

- [1] W. SHOCKLEY - Proc IRE vol 40, p 1 365 (1952)
- [2] J. R. HAUSER - Solid-State Electron, vol 10, p 577 (1967)
- [3] K. LEHOVEC and R. ZULEEG - Solid-State Electron, vol 13, p 1 415 (1970)
- [4] R. A. PUCEL, H. A. HAUS and H. STATZ - Advances in Electron. Electron phy. vol 38, p 195 (1975)
- [5] J. GRAFFEUIL - Thèse d'état - Toulouse (1977)
- [6] A. B. GREBENE and S. K. GANDHI - Solid-State Electron - vol 12 p 573 (1969)
- [7] D. P. KENNEDY and R. R. O'BRIEN - IBM J. Res. Dev - vol 14, p 95 (1970)
- [8] M. REISER - IEEE Trans. Electron Devices ED 20, p 35 (1973)
- [9] M. REISER - Electron. Letter - vol 6, p 493 (1970)
- [10] K. YAMAGUCHI and H. KODERA - IEEE Trans. Electron. Devices, ED 23, p 545 (1976)
- [11] M. SHUR - IEEE Trans. Electron. Devices ED 25 p 612 (1978)
- [12] T. WADA and J. FREY - IEEE J. of Solid-State circuits, S. C. 14, p 398 (1979)
- [13] P. BONJOUR, R. CASTAGNE, J. P. COURAT. Revue de physique appliquée, tome 13, n° 12 p 651 (1978)
- [14] R. A. WARRINER - Solid State and Electron Devices, vol 1 p 105 (1977)
- [15] C. MOGLESTUE - 10<sup>th</sup> ESSDERC York (1980)

[16] P. BONJOUR, R. CASTAGNE, J. F. PONE, J. P. COURAT, G. BERT, G. NUZILLAT  
and M. PELTIER - IEEE Trans. Electron Devices ED 27 p 1 019 (1980)

[17] J. G. RUCH - IEEE Trans. Electron Devices ED 19 p 652 (1972)

II - LA DYNAMIQUE ELECTRONIQUE DANS L'AsGa DE TYPE n

I n t r o d u c t i o n

Le but de ce chapitre est de préciser la dynamique des électrons dans l'AsGa de type n dans le cas de champs électriques rapidement variables dans le temps et/ou dans l'espace. Pour atteindre ce but, une bonne connaissance des propriétés du matériau à l'équilibre thermodynamique, puis en champ électrique uniforme dans le temps et dans l'espace, est nécessaire. Ces propriétés seront donc étudiées au préalable.

II - 1 - LES PROPRIETES DE L'AsGa A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

L'Arséniure de Gallium est aujourd'hui un matériau très utilisé et par conséquent a été l'objet de nombreuses études tant théoriques qu'expérimentales. Les caractéristiques de l'AsGa sont donc bien connues. Néanmoins le problème de la détermination de la densité de porteurs libres en fonction de la densité totale d'impuretés est souvent occulté dans la littérature. En effet les expressions classiques donnant la position du niveau de Fermi et la densité de porteurs libres ne rendent pas compte des résultats expérimentaux. Nous avons cherché les raisons de ce désaccord.

L'annexe I, sans prétendre répondre à toutes les questions concernant ce problème très complexe, montre que dans le cas de matériaux dont les électrons en vallée centrale possèdent une faible masse efficace, les calculs classiques sont erronés et que l'on peut supposer, comme l'expérience le confirme, que toutes les impuretés sont ionisées.

- les forces de diffusion résultant des gradients spatiaux,
- les collisions avec le réseau.

Dans le cas d'un champ uniforme et indépendant du temps l'équation de BOLTZMANN se réduit à :

$$[2.2] \quad \frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot \vec{\nabla}_k f = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

Pour résoudre cette équation intégral-différentielle, deux méthodes sont alors possibles :

- une méthode itérative [1] ;
- la méthode de MONTE-CARLO [2] .

Dans notre laboratoire, c'est la deuxième méthode qui a été développée par R. FAUQUEMBERGUE, J. ZIMMERMANN et A. KASZINSKI.

La méthode de MONTE-CARLO a été largement décrite par ailleurs [2], [3], [4] et par conséquent nous rappelons seulement qu'elle consiste à suivre l'histoire d'un ou de plusieurs porteurs simultanément dans l'espace réciproque et dans l'espace réel.

En ce qui concerne l'AsGa, la structure de bande employée est celle décrite par M. A. LITTLEJOHN [5]. Dans ce modèle la bande de conduction de l'AsGa est composée de trois types de vallées (fig [2.1]).

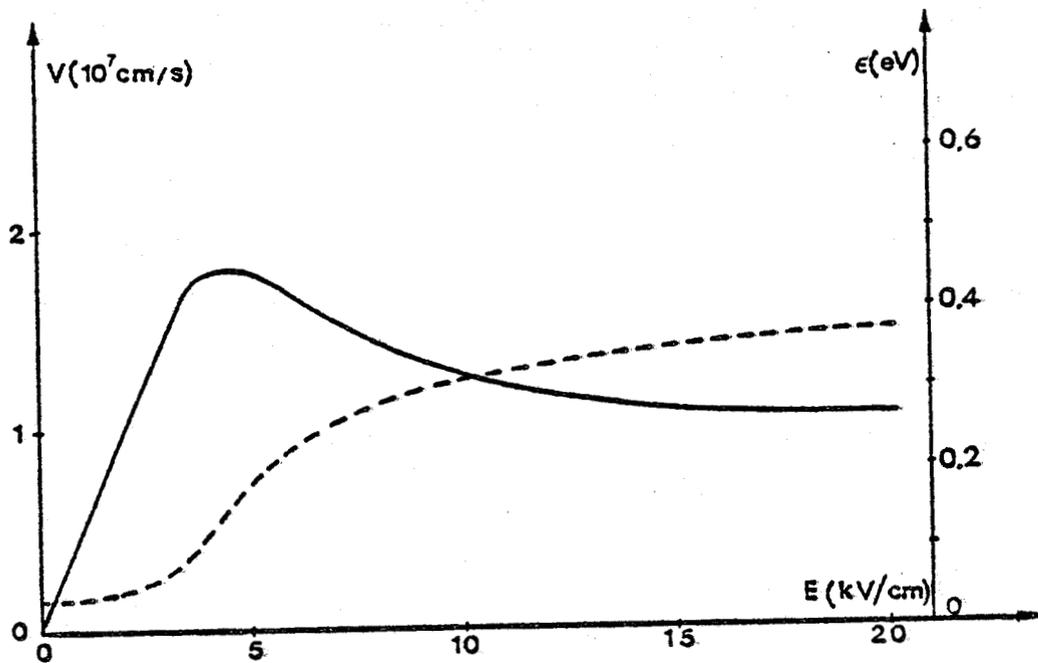


Figure [2.2a] Evolutions de la vitesse et de l'énergie moyenne des porteurs en fonction du champ électrique issues de la procédure Monte-Carlo

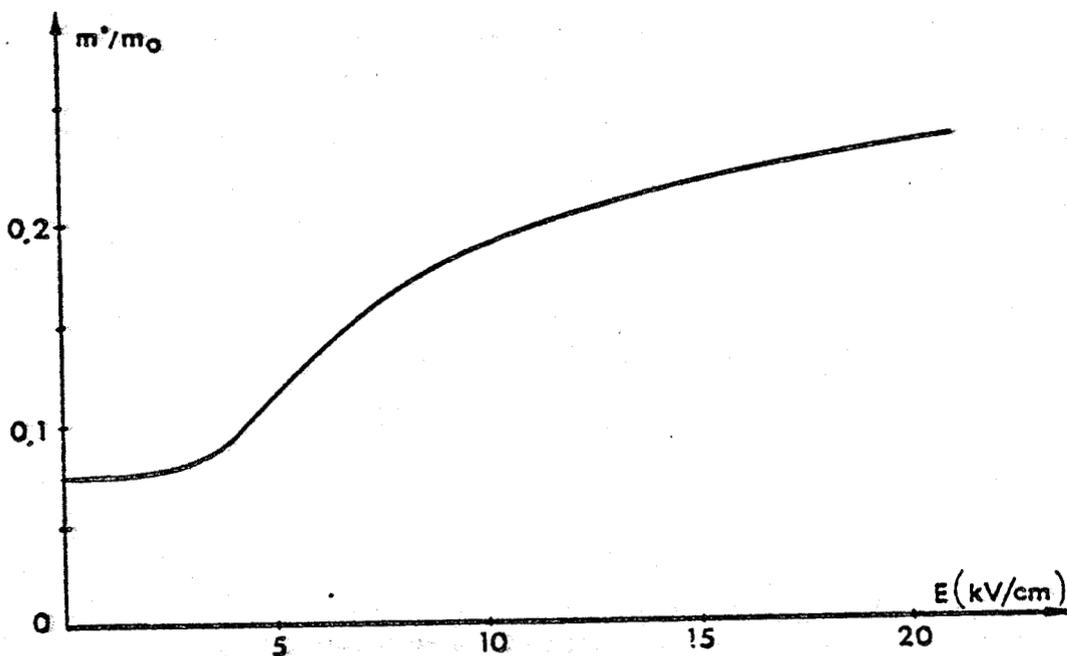


Figure [2.2b] Evolution de la masse efficace en fonction du champ électrique obtenue par la procédure Monte-Carlo

BMS  
LILLE

Le modèle de M. A. LITTLEJOHN rend compte des résultats expérimentaux avec une bonne précision. Remarquons d'ailleurs que nombre de constantes introduites dans la simulation MONTE-CARLO sont issues de l'expérience.

La figure [2.2] donne un résultat typique de l'exploitation d'un programme MONTE-CARLO. Elle représente, pour une température de 300°K les évolutions de la vitesse moyenne, de l'énergie et de la masse efficace des porteurs en fonction du champ électrique pour des champs variant de 0 à 20 KV/cm. Notons que l'on peut facilement obtenir la distribution de ces grandeurs vallée par vallée.

La figure [2.2] met en évidence deux propriétés essentielles des porteurs de charge dans l'AsGa :

- une mobilité importante en champ faible,
- une zone de mobilité différentielle négative.

D'autre part, nous pouvons remarquer que la vitesse moyenne décroît très lentement lorsque l'énergie moyenne atteint l'énergie de séparation du bas des vallées  $\Gamma$  et L (0,33 eV). Pour un champ de 100 KV/cm la vitesse moyenne vaut encore  $8,6 \cdot 10^4$  m/s.

Ces résultats sont certes fondamentaux, mais ils ne permettent pas de traiter le problème de la modélisation d'un composant où le champ électrique est variable dans le temps et dans l'espace.

11 - 3 - LA DYNAMIQUE ELECTRONIQUE EN CHAMP ELECTRIQUE NON UNIFORME  
ET VARIABLE DANS LE TEMPS

Lorsque dans le matériau, le champ n'est plus uniforme, il peut se produire des gradients spatiaux de densité de porteurs qui induisent des mouvements de charges. Dans les modèles classiques, la vitesse moyenne peut s'écrire de deux façons ([6], [7]) :

$$[2.3] \quad \vec{v} = \vec{v}_0(E) + \frac{D(E)}{h} \cdot \vec{\nabla}_z n$$

$$[2.4] \quad \vec{v} = \vec{v}_0(E) + \frac{1}{h} \cdot \vec{\nabla}_z D(E) \cdot n$$

ou  $\vec{v}_0(E)$  représente la vitesse des porteurs dans un champ uniforme de module E et D(E) un coefficient de diffusion qui est une fonction du champ électrique. Notons que ni l'expression [2.3] ni l'expression [2.4] ne semble rigoureusement correcte [8].

L'utilisation de ces équations revient à postuler qu'en l'absence de gradients de densité de porteurs, la fonction de distribution est entièrement déterminée par le module du champ électrique. En d'autres termes, pour une valeur donnée du champ électrique, les grandeurs macroscopiques telles que la vitesse, l'énergie, la masse efficace, etc... sont entièrement déterminées.

Les limites d'un tel modèle peuvent être facilement mises en évidence. Supposons que le champ électrique soit uniforme mais évolue instantanément d'une valeur E<sub>0</sub> à une valeur E<sub>1</sub>. D'après les équations classiques,

la vitesse moyenne, fonction du seul champ électrique, doit subir une discontinuité en passant instantanément de  $v(E_0)$  à  $v(E_1)$ . Or ce résultat est incompatible avec le principe de conservation de la quantité de mouvement.

D'autre part, dans ce modèle, la valeur du champ électrique détermine également l'énergie moyenne des porteurs. Celle-ci subirait également une discontinuité violant ainsi le principe de conservation.

En fait, les porteurs ne peuvent pas acquérir instantanément l'énergie  $\mathcal{E}(E_1)$ . Il faut donc, en supposant qu'ils ne perdent pas d'énergie dans les collisions avec le réseau, que ces porteurs parcourent une distance  $\Delta x$  telle que :

$$\Delta \mathcal{E} = \mathcal{E}(E_1) - \mathcal{E}(E_0) = q E_1 \Delta x$$

Durant ce parcours, la vitesse et l'énergie moyenne des porteurs n'atteignent pas les valeurs  $v(E_1)$  et  $\mathcal{E}(E_1)$  égales à celles qui existeraient en champ uniforme. Nous dirons que pendant ce temps les porteurs ne sont pas en état stationnaire. Pour savoir si un tel phénomène peut avoir lieu dans un composant et principalement dans un TEC, il nous faut obtenir un ordre de grandeur de la distance  $\Delta x$ . J. RUCH [9] puis T. J. MALONEY et J. FREY [10], ont simulé une variation temporelle de champ électrique infiniment brève par la méthode de MONTE-CARLO. Les résultats de leurs études montrent que les porteurs peuvent être considérés comme non-stationnaires sur une distance pouvant varier de 0,1  $\mu\text{m}$  à 1  $\mu\text{m}$  selon les valeurs de  $E_0$  et  $E_1$ . Une telle variation temporelle est certes impossible à réaliser en pratique mais cet ordre de grandeur montre que ces phénomènes de non-stationnarité doivent être pris en compte pour les TEC dont la longueur de grille est inférieure à un micron.

On comprend facilement pourquoi les modèles classiques de TEC ne décrivent plus convenablement la réalité lorsque la longueur de la grille est inférieure à cette valeur.

Pour décrire les phénomènes dynamiques qui interviennent dans le cas de variations temporelles et/ou spatiales brusques de champ électrique deux méthodes sont alors possibles :

- La première consiste à résoudre l'équation de BOLTZMANN ;
- La seconde consiste à utiliser un ensemble d'équations phénoménologiques traduisant les principes physiques de conservation :
  - . du nombre de particules,
  - . de la quantité de mouvement,
  - . de l'énergie.

La première méthode est la plus rigoureuse. La résolution de l'équation de BOLTZMANN peut s'effectuer, soit par une technique itérative soit par la méthode MONTE-CARLO. Dans les deux cas pour des champs variables dans l'espace et/ou dans le temps comme on les rencontre dans un composant, les temps de calcul sont très importants. Pour cette raison nous avons choisi la seconde méthode.

II - 4 - LES EQUATIONS DE CONSERVATION

NB : Pour plus de clarté, le détail des calculs figure dans l'annexe II. Nous n'en résumons que les éléments essentiels dans ce chapitre.

11 - 4.1 - Cas des dispositifs unidimensionnels

Pour une vallée parabolique d'indice  $i$ , les équations de conservation se présentent sous la forme suivante :

$$[2.5] \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \bar{v}_{xi}) = \left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c$$

$$[2.6] \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (n_i \cdot m_i^* \cdot \bar{v}_{xi}) &= q n_i E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot m_i^* \cdot (\bar{v}_{xi})^2) \\ &- \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot k T_i) - \frac{n_i \cdot m_i^* \cdot \bar{v}_{xi}}{\tau_m(\bar{\epsilon}_i)} \end{aligned}$$

$$[2.7] \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (n_i \cdot \bar{\epsilon}_i) &= q \cdot n_i \cdot E_x \cdot \bar{v}_{xi} \\ &- \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \bar{v}_{xi} \cdot (\bar{\epsilon}_i + k T_i)) - n_i \cdot \frac{\bar{\epsilon}_i - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\bar{\epsilon}_i)} \end{aligned}$$

où  $n_i$  représente le nombre de particules dans la vallée  $i$ ,  $\bar{v}_{xi}$  la vitesse moyenne de ces particules dans la direction  $x$ ,  $\left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c$  la variation du nombre des porteurs de la vallée  $i$  par collisions intervallées,  $m_i^*$  la masse efficace,  $E_x$  le champ électrique à l'abscisse considérée,  $T_i$  la température électronique,  $\tau_m(\bar{\epsilon}_i)$  le temps de relaxation de la quantité de mouvement,  $\bar{\epsilon}_i$  l'énergie moyenne et  $\tau_\epsilon(\bar{\epsilon}_i)$  le temps de relaxation de l'énergie.

L'obtention de ces équations repose sur les hypothèses fondamentales

suivantes :

- la durée des interactions électrons - phonons est négligeable donc l'équation de BOLTZMANN est valide,

- la vallée étudiée est parabolique.

Pour obtenir ces équations il faut multiplier l'équation de BOLTZMANN par  $1, m_i^* \sqrt{x}$  ou  $\epsilon$  et intégrer sur l'espace réciproque. Différents auteurs [11], [12], ont obtenu des équations similaires. La plupart supposent une forme particulière de la fonction de distribution, par exemple une maxwellienne déplacée. Dans le cas où les gradients spatiaux sont négligés, J. P. NOUGIER [13] a justifié ces équations et a précisé les approximations qui permettent de définir les temps de relaxation  $\tau_{met}$  et  $\tau_E$ .

Notons que dans les expressions [2.5] - [2.7], la masse efficace  $m_i^*$ , constante dans l'hypothèse d'une vallée parabolique peut être placée à l'intérieur ou à l'extérieur des signes de dérivées partielles.

Dans le cas de semiconducteurs multivallées, comme l'AsGa, un traitement global de toutes les vallées nécessite des hypothèses supplémentaires. En particulier nous supposons une structure de bande simplifiée où les différentes vallées sont indépendantes. Dans ce cas, une sommation sur l'ensemble des vallées conduit aux expressions suivantes :

$$[2.8] \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot \langle \sqrt{x} \rangle) = 0$$

$$\begin{aligned}
 [2.9] \quad \frac{\partial}{\partial E} (n \cdot \langle m^* \bar{v}_x \rangle) &= q \cdot n \cdot E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot \langle m^* \bar{v}_x^2 \rangle) \\
 &- \frac{\partial}{\partial x} (n \langle kT \rangle) - n \cdot \left\langle \frac{m^* \bar{v}_x}{\tau_m(E)} \right\rangle
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 [2.10] \quad \frac{\partial}{\partial E} (n \cdot \langle \bar{E} \rangle) &= q \cdot n \cdot E_x \cdot \langle \bar{v}_x \rangle \\
 &- \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot \langle \bar{v}_x (\bar{E} + kT) \rangle) - n \cdot \left\langle \frac{\bar{E} - E_0}{\tau_E(E)} \right\rangle
 \end{aligned}$$

Dans ces expressions le signe  $\langle \rangle$  représente une moyenne sur l'ensemble des vallées. Si nous ajoutons l'hypothèse que la valeur moyenne des produits est égale au produit des valeurs moyennes et que la masse efficace n'est fonction que de l'énergie, les équations deviennent :

$$[2.11] \quad \frac{\partial n}{\partial E} + \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot \bar{v}_x) = 0$$

$$\begin{aligned}
 [2.12] \quad \frac{\partial}{\partial E} (n \cdot m^*(E) \cdot \bar{v}_x) &= q \cdot n \cdot E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot m^*(E) \cdot \bar{v}_x^2) \\
 &- \frac{\partial}{\partial x} (n kT) - n \cdot \frac{m^*(E) \cdot \bar{v}_x}{\tau_m(E)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 [2.13] \quad \frac{\partial}{\partial E} (n E) &= q \cdot n \cdot E_x \cdot \bar{v}_x \\
 &- \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot \bar{v}_x (\bar{E} + kT)) - n \frac{E - E_0}{\tau_E(E)}
 \end{aligned}$$

Dans ces expressions nous avons noté  $\langle \bar{v}_x \rangle = v_x$ ,  $\langle \bar{\epsilon} \rangle = \epsilon$ ,  $\langle kT \rangle = kT$

Si dans les équations [2.5] - [2.7] la masse efficace est sortie des signes de dérivées partielles, l'équation [2.12] devient :

$$[2.14] \quad \frac{\partial}{\partial \epsilon} (n \cdot v_x) = q \frac{h \cdot E_x}{m^*} - \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot v_x^2) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{n \cdot kT}{m^*} \right) - \frac{h \cdot v_x}{\tau_m(\epsilon)}$$

11 - 4.2 - Interprétation physique

Les équations de conservation que nous venons de déduire nous amènent à faire plusieurs remarques.

L'équation [2.11] est l'équation classique de conservation du nombre de particules au point d'abscisse x et son sens physique est bien connu.

En faisant passer le terme  $-\frac{\partial}{\partial x} (n \cdot m^* \cdot v_x^2)$  à gauche de l'équation [2.12] celle-ci devient :

$$[2.15] \quad \frac{\partial}{\partial \epsilon} (n \cdot m^*(\epsilon) \cdot v_x) + \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot m^*(\epsilon) \cdot v_x^2) = qn E_x - \frac{\partial}{\partial x} (nkT) - \frac{h \cdot m^*(\epsilon) \cdot v_x}{\tau_m(\epsilon)}$$

Le terme de gauche représente la différentielle totale de la quantité de mouvement de la population électronique et le terme de droite la somme des forces exercées sur celle-ci. Le premier terme de cette somme

représente la force de COULOMB. Le sens physique du second terme peut être compris de deux façons. D'une part, écrit sous la forme  $\frac{\partial}{\partial x}(nkT)$  il représente la force due aux variations de la pression électronique  $nkT$ . Si nous écrivons ce même terme  $kT \frac{\partial n}{\partial x} + n \frac{\partial kT}{\partial x}$  la somme de deux forces apparaît : une force de diffusion des porteurs  $kT \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$  due aux inhomogénéités de la densité de porteurs et une force de diffusion thermique  $n \cdot \frac{\partial kT}{\partial x}$ . C'est ce terme  $n \cdot \frac{\partial kT}{\partial x}$  qui est à l'origine de l'effet SEEBECK. Enfin le dernier terme de droite de l'expression [2.15],  $\frac{n \cdot m^* \cdot v_x}{\tau_m(\epsilon)}$  est équivalent à une force de frottement due aux interactions des porteurs avec le réseau.

Ecrivons l'équation [2.13] sous la forme :

$$[2.16] \quad \frac{\partial}{\partial \epsilon}(n \cdot \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x}(n \cdot v_x \cdot \epsilon) = qn \cdot E_x \cdot v_x - \frac{\partial}{\partial x}(n \cdot v_x \cdot kT) - n \cdot \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

La partie gauche de cette égalité représente la différentielle totale de l'énergie des particules considérées. La partie droite, la puissance reçue du champ électrique durant le déplacement des porteurs et, la puissance perdue d'une part sous l'effet des forces de pression électronique et d'autre part dans les interactions avec le réseau.

Pour terminer cette discussion du sens physique de ces équations de conservation, nous pouvons remarquer comme R. BOSCH et K. BLOTEKJAER ([11], [12]) que l'équation [2.13] est incomplète. En effet si l'on soumet un volume de semiconducteur à un gradient de température (ou de température électronique) et que l'on cesse toute action extérieure, la température devient uniforme sans l'apparition d'un mouvement global de particules. C'est l'effet bien connu de conductibilité thermique. Cet effet apparaît dans l'asymétrie (moment d'ordre trois non nul) de la fonction de distribution

que nous avons négligé. Le flux d'énergie correspondant pouvant s'écrire  $\phi = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x}$  [12], il manque dans l'expression de droite de [2.13] un terme  $-\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)$  représentant la variation de ce flux d'énergie.

Le coefficient de conductibilité thermique  $\kappa$  est donné par la loi de WIEDEMANN-FRANZ :

$$\frac{\kappa}{q n \mu T} = L$$

ou  $L$  représente le nombre de LORENTZ [14]

Néanmoins le nombre de LORENTZ  $L$  est mal connu pour un semiconducteur non dégénéré ( $L \approx \frac{k^2}{q^2}$  [15]) et il paraît difficile de tenir compte de façon précise de cet effet de conductibilité thermique.

Nous venons de voir que dans le cas d'un dispositif unidimensionnel il est possible d'obtenir un système de trois équations de conservation décrivant la dynamique des porteurs de charge. Avant d'étudier mieux les possibilités d'utilisation et les limites d'emploi de ces équations, il nous faut étudier leur forme dans le cas d'un composant dans lequel les porteurs se déplacent dans un espace à trois dimensions.

#### 11 - 4.3 - Cas des dispositifs tridimensionnels

Dans ce cas, nous supposons que les grandeurs macroscopiques sont fonctions des trois coordonnées et du temps. L'intégration de l'équation de BOLTZMANN conduit aux expressions suivantes :

$$[2.17] \quad \operatorname{div}_2 (n \vec{v}) + \frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

$$[2.18] \quad \frac{\partial}{\partial \epsilon} (n \cdot m^* \cdot \vec{v}) = q n \vec{E} - q \vec{\text{grad}}_r (n \cdot kT) \\ - m^* \cdot \vec{v} \text{div}_r (n \cdot \vec{v}) - \frac{d m^* \cdot \vec{v}}{d n \cdot \vec{v}} - \frac{n \cdot m \cdot \vec{v}}{\tau_m(\epsilon)}$$

$$[2.19] \quad \frac{\partial}{\partial \epsilon} (n \cdot \epsilon) = q n \vec{E} \cdot \vec{v} - (\epsilon + kT) \cdot \text{div}_r (n \cdot \vec{v}) \\ - n \cdot \vec{v} \cdot q \vec{\text{grad}}_r (\epsilon + kT) + \text{div}_r (k q \vec{\text{grad}}_r (kT)) - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

L'interprétation physique de la forme tridimensionnelle des équations de conservation étant la même que dans le cas unidimensionnel nous n'y reviendrons pas. Par contre le problème qui se pose maintenant est d'une part de pouvoir déterminer la précision de ces équations et d'en cerner les limites, et d'autre part de déterminer les paramètres tels que  $m^*(\epsilon)$ ,  $\tau_m(\epsilon)$  et  $\tau_\epsilon(\epsilon)$ . Ceci peut être réalisé en utilisant les résultats fournis par la méthode de MONTE-CARLO.

## II - 5 - UTILISATION DE LA METHODE DE MONTE-CARLO ET CONFRONTATION DES RESULTATS

### II - 5.1 - Cas de porteurs soumis à un champ électrique uniforme et indépendant du temps

Dans ce cas, les dérivées partielles des équations précédentes sont toutes nulles. Les équations prennent la forme suivante.

$$[2.20] \quad 0 = q E - \frac{m^* v}{\tau_m(\epsilon)}$$

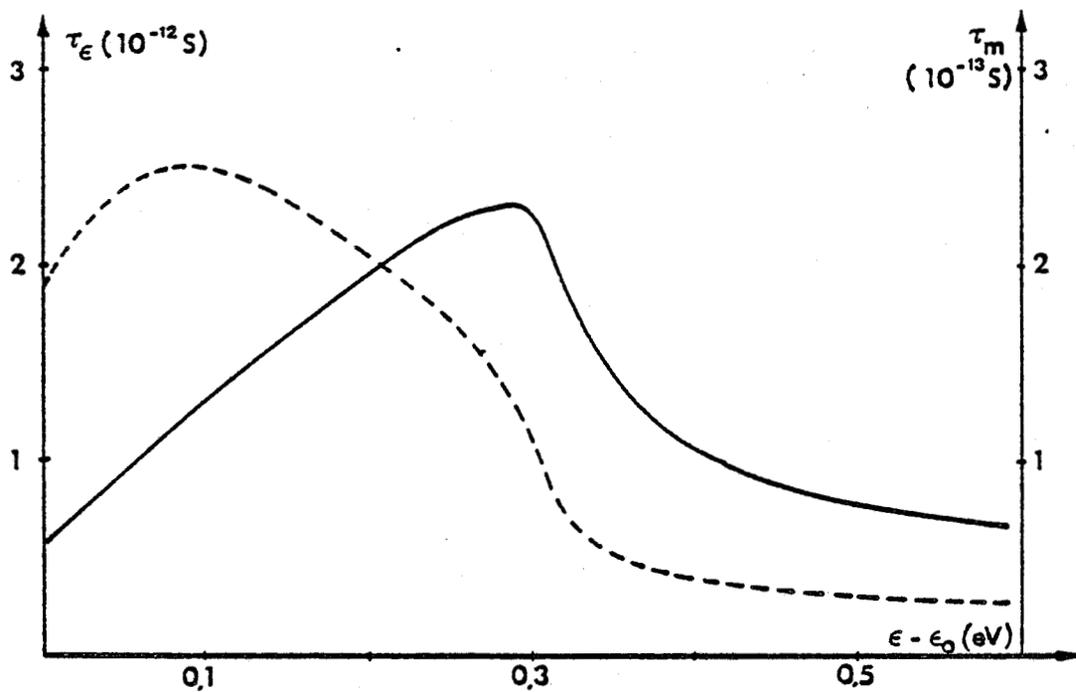


Figure [2.3] Evolutions des temps de relaxation du moment et de l'énergie obtenues par les formulations analytiques

-----  $\tau_m$       —————  $\tau_\epsilon$

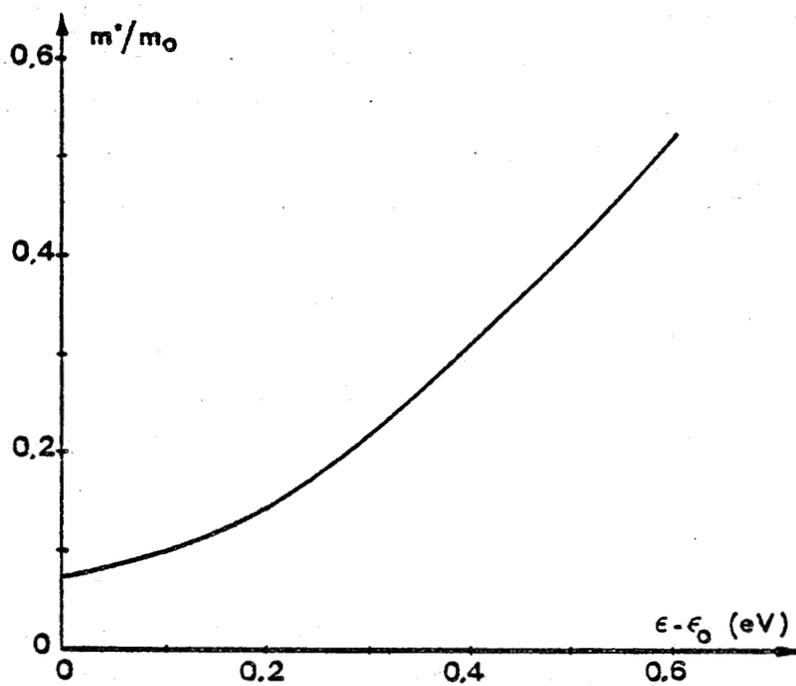


Figure [2.4] Evolution de la masse efficace donnée par les formulations analytiques

$$[2.21] \quad 0 = q E \nu - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

D'où l'on peut tirer

$$[2.22] \quad \tau_m(\epsilon) = \frac{m^* \cdot \nu}{q E}$$

$$[2.23] \quad \tau_\epsilon(\epsilon) = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{q E \nu}$$

La méthode, similaire à celle décrite par M. SHUR [16], consiste à utiliser les résultats de la procédure MONTE-CARLO dans le cas du matériau homogène en régime indépendant du temps pour déterminer les paramètres  $\tau_m$  et  $\tau_\epsilon$ . Comme nous l'avons vu précédemment (fig [2.2]), cette méthode nous fournit les variations de  $\nu$ ,  $\epsilon$  et  $m^*$  en fonction du champ électrique appliqué. Il est donc très simple de déduire de ces grandeurs les expressions de  $m^*(\epsilon)$ ,  $\tau_m(\epsilon)$ ,  $\tau_\epsilon(\epsilon)$  à l'aide des expressions [2.22] et [2.23]. Avec autant de précision que possible nous avons approximé analytiquement les résultats de la procédure MONTE-CARLO, à savoir les fonctions  $\nu(E)$ ,  $\epsilon(E)$  et  $m^*(E)$ . Dans le cas d'une concentration en impuretés de  $10^{23}$  At/ m<sup>3</sup>, les figures [2.3] et [2.4] donnent les variations des grandeurs  $m^*(\epsilon)$ ,  $\tau_m(\epsilon)$ ,  $\tau_\epsilon(\epsilon)$  obtenues par ces approximations analytiques pour l'AsGa.

Le dernier problème est celui de la détermination de la température électronique. Nous avons supposé, comme pour les autres grandeurs,

que la température électronique était fonction de l'énergie moyenne des porteurs. A partir du bilan énergétique :

$$n \varepsilon = \frac{1}{2} n \cdot m^* \cdot v^2 + \frac{3}{2} n k T + \varepsilon_p$$

où  $\varepsilon_p$  représente l'énergie potentielle des porteurs situés dans les vallées  $L$  et  $X$ , il est possible de déterminer la valeur de la température électronique  $T$ , seule inconnue de ce bilan.

Nous avons maintenant les éléments permettant de traiter le cas de champs électriques variables.

#### 11 - 5.2 - Cas de porteurs soumis à un champ électrique variable

Pour juger de la validité des équations de conservation, il faut en comparer les résultats avec une résolution rigoureuse de l'équation de BOLTZMANN, donnée par la méthode de MONTE-CARLO par exemple. Les variations du champ électrique peuvent être spatiales ou temporelles.

Dans le cas de variations spatiales de champ électrique, ne possédant pas pour l'instant de simulation MONTE-CARLO, nous n'avons pu effectuer de comparaisons permettant de tester la validité des termes comportant des dérivées spatiales. Néanmoins nous pouvons remarquer que dans un composant tel que le transistor à effet de champ, la croissance du champ électrique est due tout d'abord à un effet bidimensionnel, la présence d'un excès de charges n'est donc pas nécessaire. Ainsi les gradients spatiaux de charges sont beaucoup moins importants que dans un composant unidimensionnel.

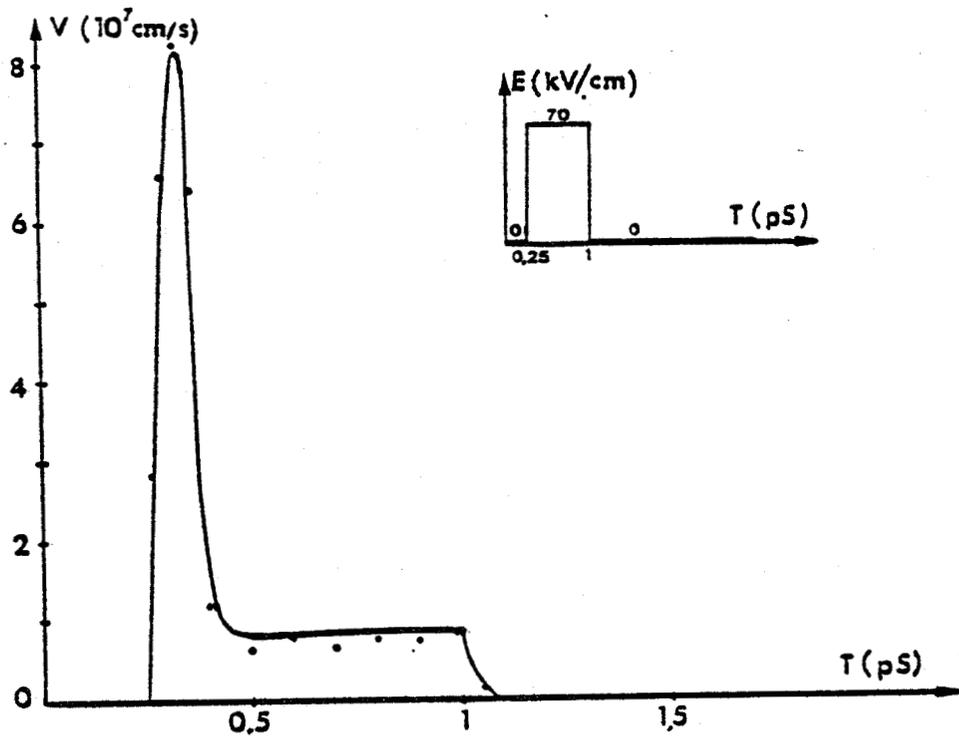


figure [2.5] Vitesse moyenne des porteurs en réponse à une impulsion temporelle de champ électrique

— Approximations analytiques    •• Résultats Monte Carlo

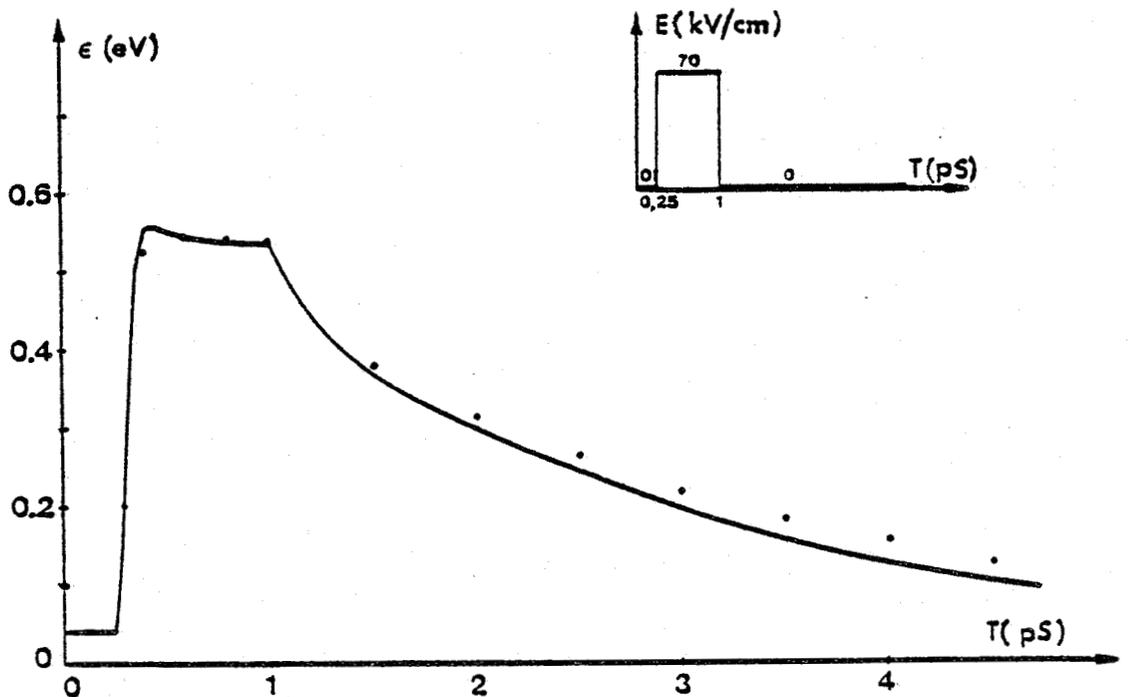


figure [2.6] Energie moyenne des porteurs en réponse à une impulsion temporelle de champ électrique

— Approximations analytiques    •• Résultats Monte Carlo

Dans le cas de variations temporelles de champ électrique de nombreuses comparaisons ont été effectuées. La forme impulsionnelle de la variation temporelle de champ électrique est certes impossible à observer en pratique mais elle constitue un excellent test de validité car elle permet d'exalter les effets non stationnaires.

Les figures [2.5] et [2.6] donnent, dans le cas où le champ passe brusquement de 0 à 70 KV/cm, les évolutions correspondantes de la vitesse moyenne de l'énergie moyenne des porteurs obtenues d'une part, par la méthode de MONTE-CARLO, et d'autre part, par la résolution des équations de conservation. Nous voyons que l'accord entre les deux simulations est satisfaisant. Signalons que l'équation de conservation du moment utilisée est l'équation [2.14]. Nous reviendrons sur ce point par la suite. Un phénomène nouveau et particulièrement important apparaît : il s'agit du phénomène de survitesse. Dès l'application du champ électrique, la vitesse moyenne des porteurs atteint une valeur très supérieure à celle obtenue en régime stationnaire. Cet effet est maintenant bien connu et nous nous bornerons à en rappeler brièvement l'interprétation physique.

Considérons, par exemple, une population d'électrons à l'équilibre thermodynamique. Lorsque brusquement, le champ électrique passe à une valeur élevée (quelques dizaines de kilovolts par centimètre) les électrons, qui sont tous en vallée centrale, se mettent en mouvement sous l'action de la force de COULOMB. Tant que les porteurs n'interagissent pas avec le réseau, leur mouvement est balistique. La vitesse d'ensemble de la population croît donc rapidement. Certains porteurs subissent alors des collisions avec le réseau. Ces collisions, par redistribution aléatoire de la vitesse après le choc, ont pour effet de diminuer la croissance de la vitesse moyenne. Celle-ci atteint néanmoins une valeur très supérieure à celle qui existe en régime statique pour le champ électrique considéré. Durant cette phase d'accélération, les porteurs se déplacent dans le champ électrique ; leur énergie moyenne augmente donc tout en restant inférieure à sa valeur statique.

Lorsque des porteurs possèdent une énergie suffisante, ils peuvent passer dans la vallée L. Ce transit s'accompagne d'une transformation de leur énergie cinétique en énergie potentielle. Leur contribution à la vitesse d'ensemble diminue donc notablement. La vitesse moyenne se met alors à décroître lorsque l'énergie moyenne devient suffisante, c'est-à-dire lorsque le nombre des transferts devient sensible. Cette phase de ralentissement moyen se termine lorsque l'énergie, la vitesse moyenne et la répartition des porteurs dans les différentes vallées ont atteint leur valeur statique. Le système est alors stationnaire et les différentes grandeurs n'évoluent plus, en moyenne au cours du temps.

Remarque : Dans le cas de matériaux semiconducteurs monovallées comme le silicium la décroissance de la vitesse moyenne après la phase d'accélération est due à l'augmentation de la probabilité d'interaction des porteurs avec le réseau lorsque leur énergie croît [3] .

L'interprétation du phénomène de survitesse, à partir des équations de conservation, a été donnée précédemment par T. J. MALONEY et J. FREY [10] . Nous ajouterons seulement que plus la valeur du champ électrique est importante, plus la vitesse moyenne maximum est importante mais plus cette vitesse maximum est atteinte rapidement (fig [2.7] ).

Ce phénomène peut être expliqué à partir des équations de conservation [2.24] et [2.25] qui sont identiques à [2.13] et [2.14] lorsque les dérivées spatiales sont annulées.

$$[2.24] \quad m^*(\epsilon) \frac{d\mathcal{V}}{dt} = qE - \frac{m^* \cdot \mathcal{V}}{\tau_m(\epsilon)}$$

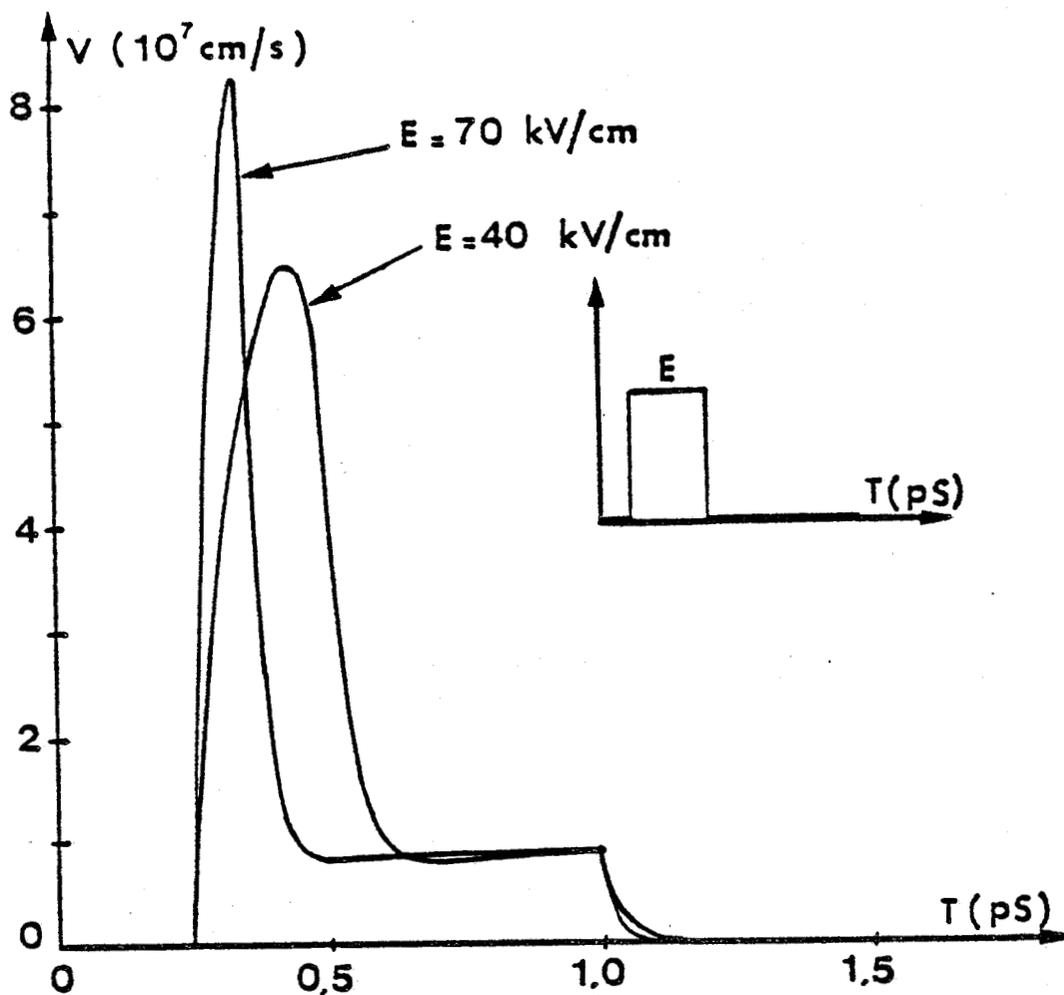


figure [2.7] Evolution de la vitesse moyenne des porteurs pour deux valeurs du créneau temporel de champ électrique

$$[2.25] \quad \frac{d\varepsilon}{dE} = q E v - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

D'après [2.24] la valeur maximum de la vitesse est obtenue pour :

$$v_p = q \frac{\tau_m(\varepsilon)}{m^*(\varepsilon)} \cdot E$$

Soit en définissant la mobilité  $\mu(\varepsilon) = q \frac{\tau_m(\varepsilon)}{m^*(\varepsilon)}$

$$v_p = \mu(\varepsilon) E$$

Or, nous avons pu observer que la valeur de l'énergie correspondant à la vitesse maximum est toujours de l'ordre de  $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$ , énergie de séparation des vallées  $\Gamma$  et  $L$ . Il est donc clair que plus le champ électrique est élevé, plus la vitesse maximum est élevée. En ce qui concerne l'instant où la vitesse est maximum, remarquons que  $\frac{d\varepsilon}{dE}$  est proportionnel à  $q E v$  si l'on néglige le terme de relaxation. L'énergie  $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$  est donc atteinte d'autant plus rapidement que le champ est grand.

Nous venons de voir que les équations de conservation décrivent convenablement les phénomènes non stationnaires se produisant lors de discontinuités de champ électrique. Cette concordance entre les deux types de résultat est meilleure si l'on écrit la loi de conservation du moment sous la forme [2.14] et non [2.12] c'est-à-dire en n'incluant pas la masse efficace à l'intérieur des signes dérivées. Il nous faut expliquer ce phénomène.

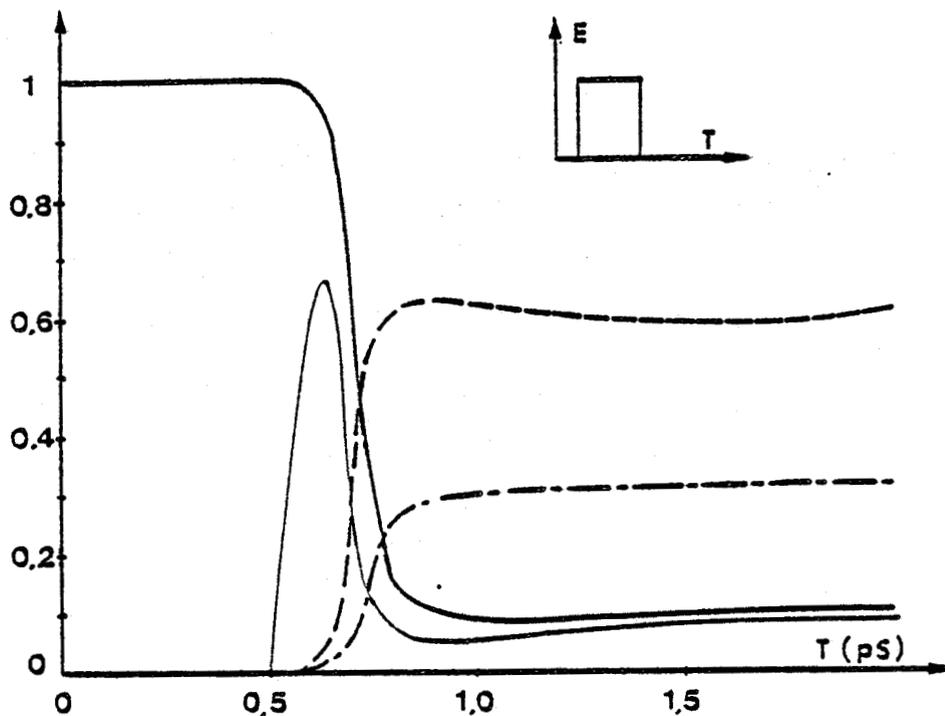


Figure [2.8] Evolutions des populations relatives des vallées  $\Gamma$ , L et X lors d'une impulsion temporelle de champ électrique

——— vallée  $\Gamma$                       - - - - - vallée L  
 - · - · - vallée X                      ——— vitesse moyenne

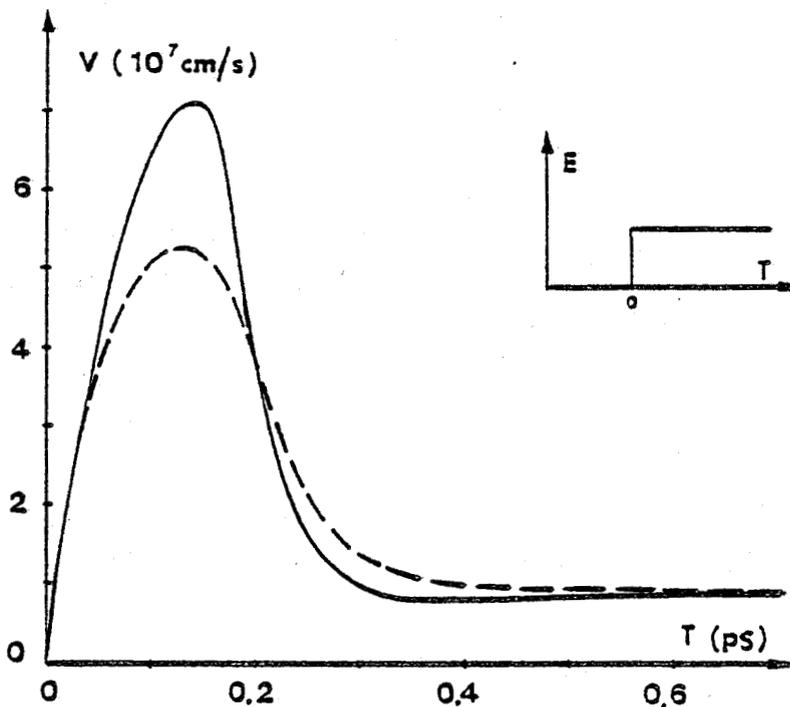


figure [2.9] Influence de la forme de l'équation de relaxation du moment sur la vitesse moyenne des porteurs

———  $m^* \frac{dV}{dt} = qE - \frac{m^* V}{\tau_m}$  ;      - - - - -  $\frac{dm^* V}{dt} = qE - \frac{m^* V}{\tau_m}$

BUS LILLE

Pour ce faire, la figure [2.8] représente, pour un échelon de champ électrique de 70 KV/cm, les évolutions des populations respectives des vallées  $\Gamma$ , L et X, issues d'une simulation MONTE-CARLO. Cet exemple met en évidence le fait que jusqu'à l'instant où la vitesse moyenne des porteurs atteint sa valeur maximum, les porteurs sont tous en vallée centrale ce qui correspond bien au principe physique régissant le phénomène de survitesse. Le transit dans les vallées supérieures n'intervient que par la suite, lorsque l'énergie devient suffisante. Il en résulte que, si l'on néglige la non parabolicité de la vallée  $\Gamma$ , tous les électrons ont une masse efficace  $m_{\Gamma}^*$ .

Comme nous l'avons vu, lorsque la vitesse moyenne est maximum, l'énergie moyenne est de l'ordre de  $\Delta E_{\Gamma L}$ . Si l'on suppose que la masse efficace n'est fonction que de l'énergie moyenne, à l'instant où la vitesse est maximum, la valeur de la masse efficace est égale à celle obtenue en régime indépendant du temps pour une énergie moyenne  $\Delta E_{\Gamma L}$ . Or, en régime indépendant du temps, pour la valeur  $\Delta E_{\Gamma L}$ , la population électronique se répartit également entre les vallées  $\Gamma$  et L. Lors de la survitesse, la valeur de la masse efficace, exprimée à partir de l'énergie moyenne est donc trop élevée.

Lorsque comme dans [2.12], la masse efficace figure à l'intérieur des signes dérivées, l'erreur est beaucoup plus importante que dans [2.14] où elle n'intervient que sous la forme d'un coefficient multiplicatif. La figure [2.9] donne à titre indicatif les évolutions de la vitesse des porteurs lorsque les équations [2.12] et [2.14] sont employées.

Nous voyons sur cette figure que la forme [2.14] de l'équation de conservation du moment est préférable à la forme [2.12].

Notons pour terminer que la non parabolicité de la vallée  $\Gamma$  atténue l'effet des erreurs d'estimation de la masse efficace en régime

non stationnaire ce qui explique en partie le bon accord entre la procédure MONTE-CARLO et la méthode des équations de conservation.

La conclusion de cette analyse est que malgré une description approximative des phénomènes de transits intervallées lors de variations temporelles très rapides de champ électrique, les équations de conservation donnent des résultats en bon accord avec ceux de la simulation MONTE-CARLO.

Pour terminer cette étude des équations de conservation nous pouvons faire un certain nombre de remarques concernant leur application à un composant unidimensionnel.

11 - 6 - APPLICATION AUX COMPOSANTS UNIDIMENSIONNELS EN REGIME INDEPENDANT DU TEMPS

En faisant intervenir la densité de courant  $j = qn\upsilon$  et la mobilité  $\mu(\mathcal{E}) = \frac{q\tau_m(\mathcal{E})}{m^*(\mathcal{E})}$ , les équations prennent la forme suivante :

[2.26]  $j = qn\upsilon$

[2.27]  $j = qn\mu(\mathcal{E})E - \mu(\mathcal{E})\frac{dnkT}{dx} + \mu(\mathcal{E})\cdot m^* \cdot \upsilon^2 \cdot \frac{dn}{dx}$

$$[2.28] \quad \frac{dE}{dx} = qE - \frac{dkT}{dx} - \frac{E - E_0}{v \cdot \tau_E(E)}$$

Dans l'équation [2.27], nous voyons apparaître les deux composantes classiques de la densité de courant, à savoir :

- un terme de "derive" :  $qn\mu(E)E$

- un terme de diffusion :  $\mu(E) \frac{dnkT}{dx} - \mu(E) \cdot m^* \cdot v^2 \frac{dn}{dx}$

Comme nous l'avons déjà signalé, il ne nous est pas possible, pour l'instant, de discuter l'importance relative de chacune des deux composantes du terme de diffusion, et donc de savoir si ces termes donnent des résultats notablement différents du terme classique  $D \frac{dn}{dx}$ . Signalons que la valeur du coefficient de diffusion, pour tenir compte des effets non stationnaires devrait être considérée comme une fonction de l'énergie moyenne des porteurs.

Néanmoins, dans le cas d'un composant unidimensionnel, il est possible de donner un critère simple permettant de mesurer l'erreur commise en utilisant, comme relation entre la vitesse des porteurs et le champ électrique la caractéristique  $v(E)$  obtenue en champ uniforme. Si l'on néglige les phénomènes thermiques, l'équation de conservation de l'énergie peut s'écrire :

$$[2.29] \quad \frac{dE}{dx} = qE - \frac{E - E_0}{v \cdot \tau_E(E)}$$

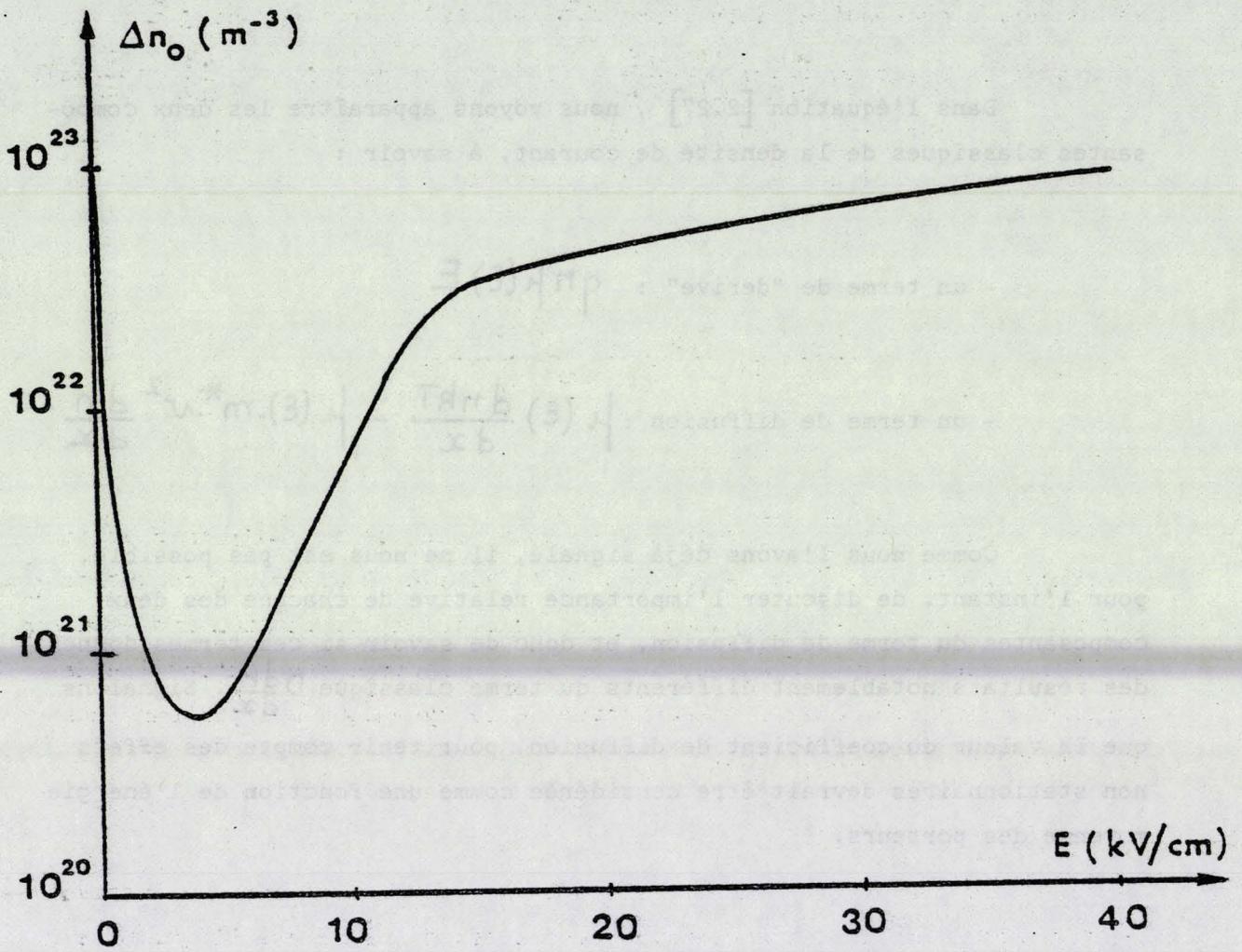


figure [2.10] Evolution de  $\Delta n_0 = \frac{qE}{E} \frac{dE}{dE}$  en fonction du champ électrique

L'hypothèse consistant à admettre que la vitesse moyenne est uniquement fonction du champ électrique est justifiée si l'énergie croît lentement, c'est-à-dire si le terme  $\frac{dE}{dx}$  est très petit devant  $qE$ . En utilisant la relation  $\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dE} \cdot \frac{dE}{dx}$  et l'équation de POISSON  $\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \Delta n$  nous pouvons obtenir une valeur limite de l'excès de densité de porteurs qui permet de vérifier la condition précédente.

$$[2.30] \quad \Delta n \ll \Delta n_0 = \frac{qE}{\frac{q}{\epsilon} \frac{dE}{dx}}$$

La figure [2.10] représente les variations de  $\Delta n_0$  en fonction du champ électrique. Pour des champs inférieurs à 10 KV/cm, la condition [2.30] est difficilement réalisée. Nous voyons donc que l'utilisation systématique de la caractéristique  $v(E)$  obtenue en champ uniforme peut introduire des erreurs importantes dans la description de la dynamique des porteurs dans un composant unidimensionnel.

Nous pouvons ajouter que l'utilisation de cette caractéristique peut amener des conclusions physiquement incorrectes même à l'équilibre thermodynamique. Considérons par exemple une homojonction  $N^+N$  non polarisée. A l'équilibre thermodynamique, la vitesse moyenne des porteurs doit être nulle puisqu'il n'y a pas de déplacement global des charges. Ceci implique que leur énergie moyenne est égale à l'énergie thermique. L'équation [2.27] s'écrit alors :

$$[2.31] \quad 0 = nE - \frac{kT_0}{q} \cdot \frac{dn}{dx} \quad \text{où } T_0 \text{ représente la température thermodynamique}$$

Par contre, l'équation classique de la densité de courant donne :

$$[2.32] \quad 0 = n \mu(E) E - D(E) \cdot \frac{dn}{dx}$$

Lorsque le gradient de densité d'impuretés est important, le champ électrique peut être important dans la zone de l'homojonction où se produit ce gradient. Les coefficients  $\mu(E)$  et  $D(E)$  sont donc différents des valeurs  $\mu_0$  et  $D_0$  existant en champ faible. L'équation [2.32] conduit à des résultats erronés.

### C o n c l u s i o n

Dans le cas de composant fonctionnant à des fréquences élevées et/ou présentant des zones actives très courtes, la dynamique des porteurs de charge ne peut plus être décrite par la loi  $v(E)$  obtenue en champ uniforme. Des régimes où la vitesse moyenne est largement supérieure à la vitesse pic sont possibles. Pour décrire convenablement ces phénomènes il est possible d'utiliser un ensemble d'équations phénoménologiques traduisant les principes de conservation. Dans le cas de variations temporelles de champ électrique, les résultats obtenus d'une part par la méthode MONTE-CARLO et d'autre part par les équations de conservation sont en bon accord.

° °  
°

REFERENCES

- [1] J. P. NOUGIER and M. ROLLAND - phys. rev. B8, 5 728, (1973)
- [2] W. FAWCETT, A. D. BOARDMAN, and S. SWAIN - J. phys. chem. Solids 31  
p 1 963 (1970)
- [3] J. ZIMMERMANN - thèse d'état - Lille (1980)
- [4] A. KASZYNSKI - thèse de docteur ingénieur - Lille (1979)
- [5] M. A. LITTLEJOHN, J. R. HAUSER and T. H. GLISSON - J. Appl. phys  
vol. 48 p 4 587 (1977)
- [6] R. STRATTON - phys. rev. vol 126 n° 6 (1962)
- [7] J. GASSAWAY - IEEE Trans. Electron Devices ED 18 p 175 (1971)
- [8] R. STRATTON - IEEE Trans. Electron Devices ED 19 p 1 288 (1972)
- [9] J. G. RUCH - IEEE Trans. Electron Devices ED 19 p 652 (1972)
- [10] T. J. MALONEY and J. FREY - J. Appl. Phys. vol 48 p 781 (1977)
- [11] R. BOSCH and H. THIM - IEEE Trans. Electron Devices ED 21 p 16 (1974)
- [12] K. BLOTEKJAER - IEEE Trans. Electron Devices ED 17 p 38 (1970)
- [13] J. P. NOUGIER, J. C. VAISSIERE, D. GASQUET, J. ZIMMERMANN and E. CONSTANT  
J. Appl. phys. à paraître
- [14] J. M. ZIMAN, Electrons and phonons - Oxford University Press (1960)
- [15] P. KIREEV - La physique des semiconducteurs - Editions MIR (1975)
- [16] M. SHUR - Electron. Lett. vol 12 n° 23 p 615 (1976)

### III - LA STRUCTURE : LE MODELE SIMPLIFIE

#### III - 1 - INTRODUCTION

La description rigoureuse du fonctionnement d'un TEC nécessite, comme nous l'avons vu, la résolution bidimensionnelle de l'équation de POISSON. Cette résolution, couplée par exemple à celle de l'équation de conservation du courant, conduit à des procédures numériques complexes. Pour éviter cette résolution nous avons choisi de développer un modèle simplifié du composant.

L'idée générale de ce modèle est de diviser l'espace source - drain en sections de largeur  $\Delta x$  (fig [3.1] ) et, pour chaque section dont la largeur est choisie suffisamment faible pour réduire les erreurs de discrétisation, de calculer des grandeurs physiques moyennes telles que la composante longitudinale du champ électrique ou de la vitesse qui seront affectées à tous les porteurs de la tranche.

L'élaboration d'un tel modèle repose sur différentes hypothèses simplificatrices que nous allons maintenant développer en considérant successivement les différentes parties du transistor à effet de champ. Nous en décrirons les origines physiques, en discuterons la validité en insistant tout particulièrement sur l'importance des phénomènes qui en sont la base.

#### III - 2 - LES CONTACTS ET LES ZONES OHMIQUES

Nous supposons que les contacts métal - semiconducteur de

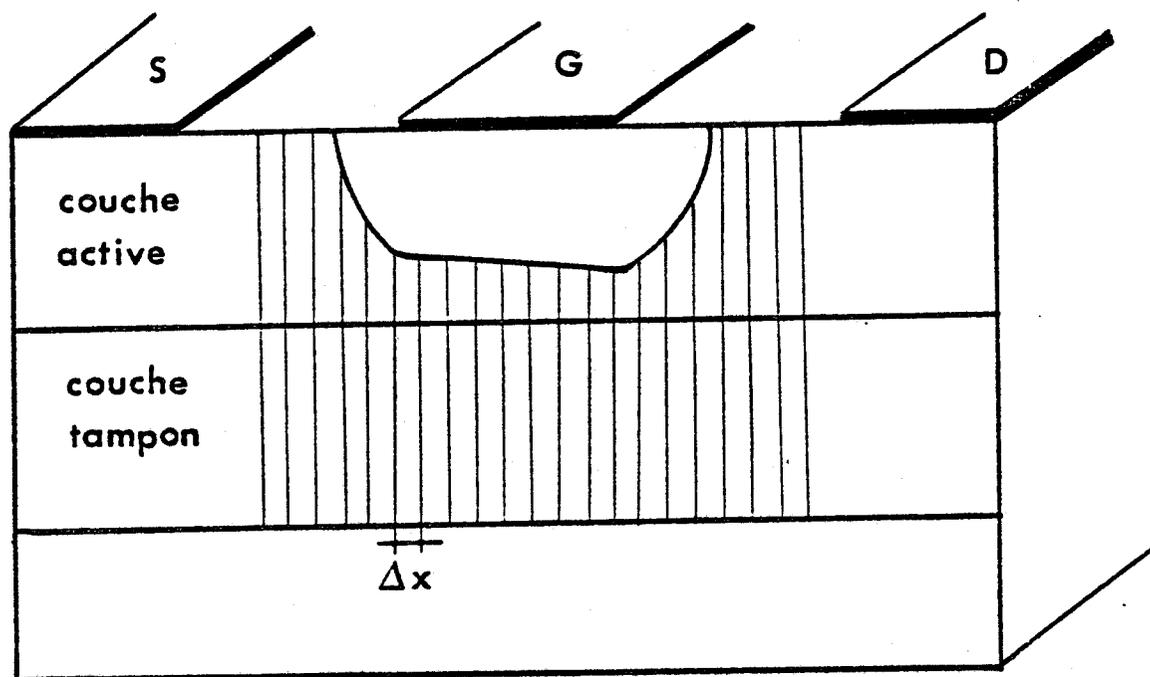


Figure [3.1] Principe général de la modélisation

source et de drain se comportent comme des résistances pures. Un ordre de grandeur de la valeur de ces résistances de contact est donné par une formule empirique [1] .

Dans les espaces source - grille et grille - drain, nous admettons que les grandeurs physiques ne dépendent pas de la coordonnée  $y$ . Dans le cas où ces grandeurs sont vectorielles, la composante dans la direction  $y$  est toujours nulle. Pour une section  $\Delta x$  située dans cette zone nous pouvons donc supposer que :

- la densité de porteurs est uniforme,
  
- le champ électrique et la vitesse des porteurs sont indépendants de  $y$  et n'ont qu'une composante dans la direction  $x$ .

Dans ces zones, l'existence d'états de surface est généralement admise. Ces états créent une couche vide de porteurs à l'interface semiconducteur - air. La barrière de potentiel résultante semble être de l'ordre de 0,5 V à 0,7 V ce qui entraîne, pour des densités d'impuretés voisines de  $10^{23}$  At/m<sup>3</sup>, une couche vide de porteurs de l'ordre de 500 Å.

Cette réduction de l'épaisseur effective de la couche a deux effets. Le premier effet est une augmentation de la résistance des espaces source - grille et grille - drain. Cette augmentation est d'autant plus sensible que la couche épitaxiée est de faible épaisseur. Le deuxième effet est une augmentation de l'énergie des porteurs à leur entrée sous la grille. Pour un courant donné, plus l'épaisseur effective de la couche dans l'espace source - grille est faible, plus la vitesse et par conséquent le champ électrique et l'énergie moyenne des porteurs sont élevés. Cet échauffement des porteurs avant leur

passage sous la grille peut avoir des conséquences importantes, en particulier une réduction des effets de survitesse et par là de la transconductance du transistor comme nous le verrons par la suite.

### III - 3 - LA JONCTION METAL - SEMICONDUCTEUR DE GRILLE

Cette jonction, et plus généralement la partie de la couche active qui se trouve sous celle-ci, constitue une zone déterminante pour le fonctionnement du composant. Ainsi, la modélisation de cette zone définit au premier ordre la qualité du modèle. Avant d'aborder le cas où le courant de drain est différent de zéro, une étude de cette zone lorsque la tension drain - source  $V_{ds}$  est nulle nous semble nécessaire. Nous aborderons plus particulièrement le cas des grilles de faible longueur et des couches actives de faible épaisseur.

#### III - 3.1 - La jonction à tension drain - source nulle

Pour des TEC faible bruit travaillant dans la gamme des ondes centimétriques, la zone active du composant est caractérisée par : ( fig [3.2] )

- une longueur inférieure au micron ;

- une épaisseur de l'ordre de 0,1 ou 0,2  $\mu m$ .

De telles caractéristiques géométriques ont deux conséquences essentielles. D'une part les parties situées de part et d'autre de la grille où la zone vide de porteurs se referme ont une importance relative d'autant plus grande que la longueur de grille diminue. D'autre

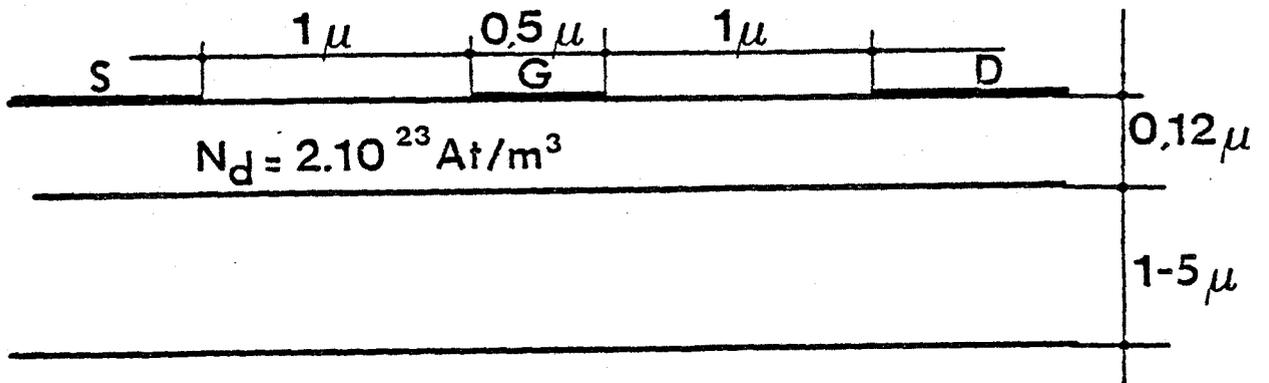


Figure [3.2] Caractéristiques physiques et technologiques typiques d'un T.E.C faible bruit

part, pour des épaisseurs de couche active aussi faibles, la densité d'impuretés ne peut plus être considérée comme constante. En particulier, la zone de transition entre la couche active et la couche tampon où la densité d'impuretés décroît, voit son importance augmenter lorsque l'épaisseur de la couche diminue.

Dans les théories classiques, l'épaisseur de la zone désertée est donnée par la loi de SHOCKLEY [2] .

$$y_d = a \sqrt{\frac{V_g}{W_{00}}} \quad \text{avec} \quad W_{00} = q \frac{N_d a^2}{2 \epsilon}$$

Dans cette expression,  $a$  représente l'épaisseur de la couche épitaxiée,  $V_g$  le potentiel électrostatique de grille,  $W_{00}$  le potentiel de pincement correspondant à la désertion de la couche entière.

Cette expression est obtenue moyennant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

- La grille est suffisamment longue pour que les variations de la densité de charges et du potentiel puissent être considérées comme unidimensionnelles.
- La densité d'impuretés de la couche est uniforme.
- La zone désertée est entièrement vide de porteurs.

.../...

- Dans la partie non désertée de la couche, la densité de porteurs libres est égale à la concentration d'impuretés.

- Le courant de grille est négligé.

Lorsque l'on admet ces approximations, la loi de SHOCKLEY résulte d'une simple intégration de l'équation de POISSON.

Néanmoins l'utilisation de ce modèle qui néglige en outre l'influence de la zone de décroissance de la densité de porteurs entre la couche active et la zone désertée est justifiée lorsque l'épaisseur de la couche active est grande devant celle de la zone de transition, c'est-à-dire quelques longueurs de DEBYE. Dans le cas de couches dont l'épaisseur est de l'ordre de  $1 \cdot 510^{-7}$  m et le dopage voisin de  $10^{23}$  At/m<sup>3</sup>, la condition précédente n'est pas vérifiée.

D'autre part, le modèle de SHOCKLEY ne tient pas compte du caractère graduel de l'évolution de la concentration en impuretés entre la couche active et la couche tampon (ou le substrat semi-isolant). Enfin dans le cas de grilles courtes, la validité de l'hypothèse de variations unidimensionnelles pour le potentiel peut être mise en doute.

Il nous a donc semblé primordial d'étudier ces différents aspects afin de proposer un modèle applicable aux transistors à grille ultracourte.

a) Influence des variations spatiales de la concentration en impuretés

.../...

Considérons d'abord le cas de transistors à grille longue, c'est-à-dire dont la longueur de grille est très supérieure à l'épaisseur de la couche active. Dans ce cas, les variations du potentiel peuvent être représentées par un modèle unidimensionnel. Lorsque l'on suppose que la concentration évolue continûment en fonction de  $y$ , direction perpendiculaire à la grille, et que la densité de courant est nulle en tous points, la densité de porteurs  $n(y)$  est évaluée par la résolution des équations classiques de POISSON et de conservation de la densité de courant :

\* 
$$0 = n E_y + \frac{kT}{q} \frac{dn}{dy}$$

$\vec{j} = q n v + D \nabla n$   
 $\vec{j} = q n v + \frac{kT}{q} \nabla n$

$\frac{dn}{dy} = \frac{qT}{q}$

\* 
$$\frac{d E_y}{d y} = \frac{q}{\epsilon} (N_d(y) - n(y))$$

La composition des deux expressions précédentes conduit à une équation du second ordre non linéaire :

\* 
$$\left( N_d(y) - \frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{d E_y}{d y} \right) E_y + \frac{kT}{q} \left( \frac{d N_d}{d y} - \frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{d^2 E_y}{d y^2} \right) = 0$$

La résolution numérique de cette équation par la méthode des différences finies ne pose aucun problème particulier. Néanmoins, il est nécessaire de se fixer à priori un profil de densité d'impuretés.

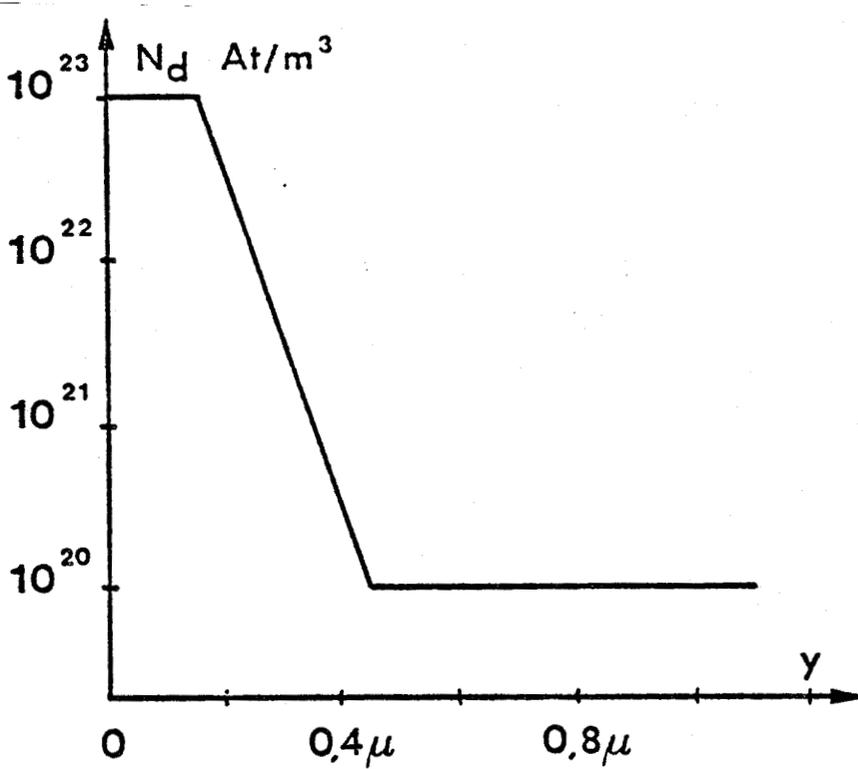


Figure [3.3] Profil de dopage utilisé pour l'étude de l'évolution de la densité de porteurs libres en fonction de  $V_g$

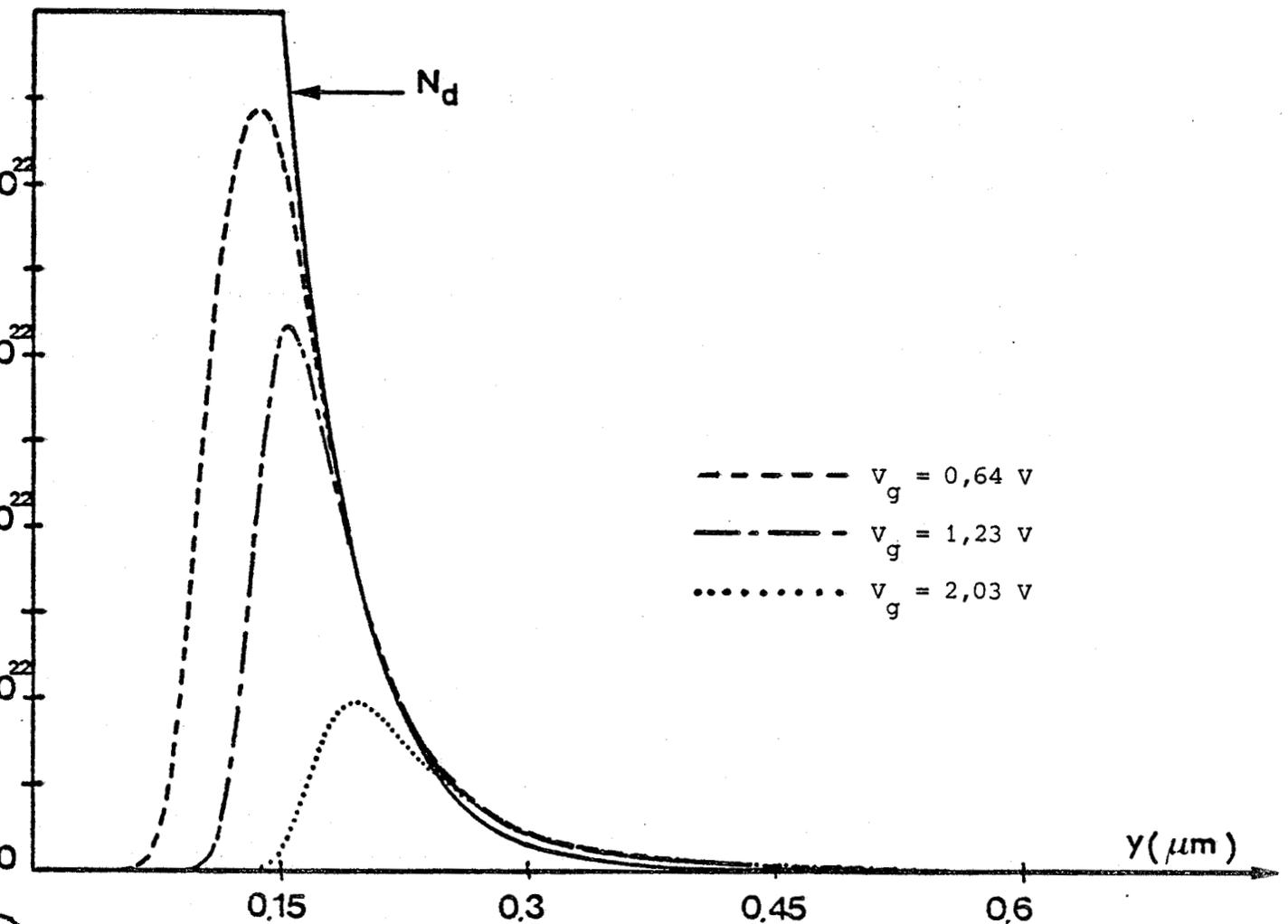


Figure [3.4] Evolution unidimensionnelle de la densité de porteurs libres sous une barrière Schottky pour différentes tensions  $V_g$

Pour être proche des réalisations technologiques nous avons choisi le profil de densité d'impuretés indiqué sur la figure [3.3]. La figure [3.4] donne le profil de la densité de porteurs pour différentes valeurs du potentiel électrostatique de grille. Nous pouvons remarquer que la concentration de porteurs libres est toujours inférieure à  $10^{23} \text{ m}^{-3}$ , valeur correspondant au plateau du profil d'impuretés. A partir des données précédentes, une intégration numérique permet de calculer la quantité de charges  $N(V_g)$  pouvant participer au courant de drain pour un potentiel de grille donné :

$$N(V_g) = \int_0^{y_0} n(t) dt$$

Notons que la borne supérieure  $y_0$  est choisie dans la zone où la densité d'impuretés est égale à  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  de façon à ne pas modifier sensiblement la valeur de  $N(V_g)$ . La figure [3.5] représente l'évolution de  $N(V_g)$  en fonction de  $(V_g)^{\frac{1}{2}}$ . Nous pouvons observer que la relation entre  $N(V_g)$  et  $(V_g)^{\frac{1}{2}}$  est linéaire ce qui est en accord avec la loi de SHOCKLEY. Finalement nous constatons que même si les hypothèses fondamentales de SHOCKLEY (homogénéité de la couche active, transition abrupte de la densité de porteurs entre le canal conducteur et la zone désertée) ne sont pas vérifiées dans le cas de couches intervenant dans la réalisation des TEC, la somme des charges du canal conducteur  $N(V_g)$  vérifie bien la loi de SHOCKLEY. Compte tenu de la simplicité de cette loi, ce résultat est assez remarquable.

Il est donc important de noter que grâce à ce résultat, il est possible de définir, pour une couche épitaxiée donnée, une densité d'impuretés  $N_d$  et une épaisseur équivalente  $a$ . Ces deux paramètres sont les deux paramètres de la loi de SHOCKLEY. Pour une structure quasi-unidimensionnelle, un profil de concentration variable tel

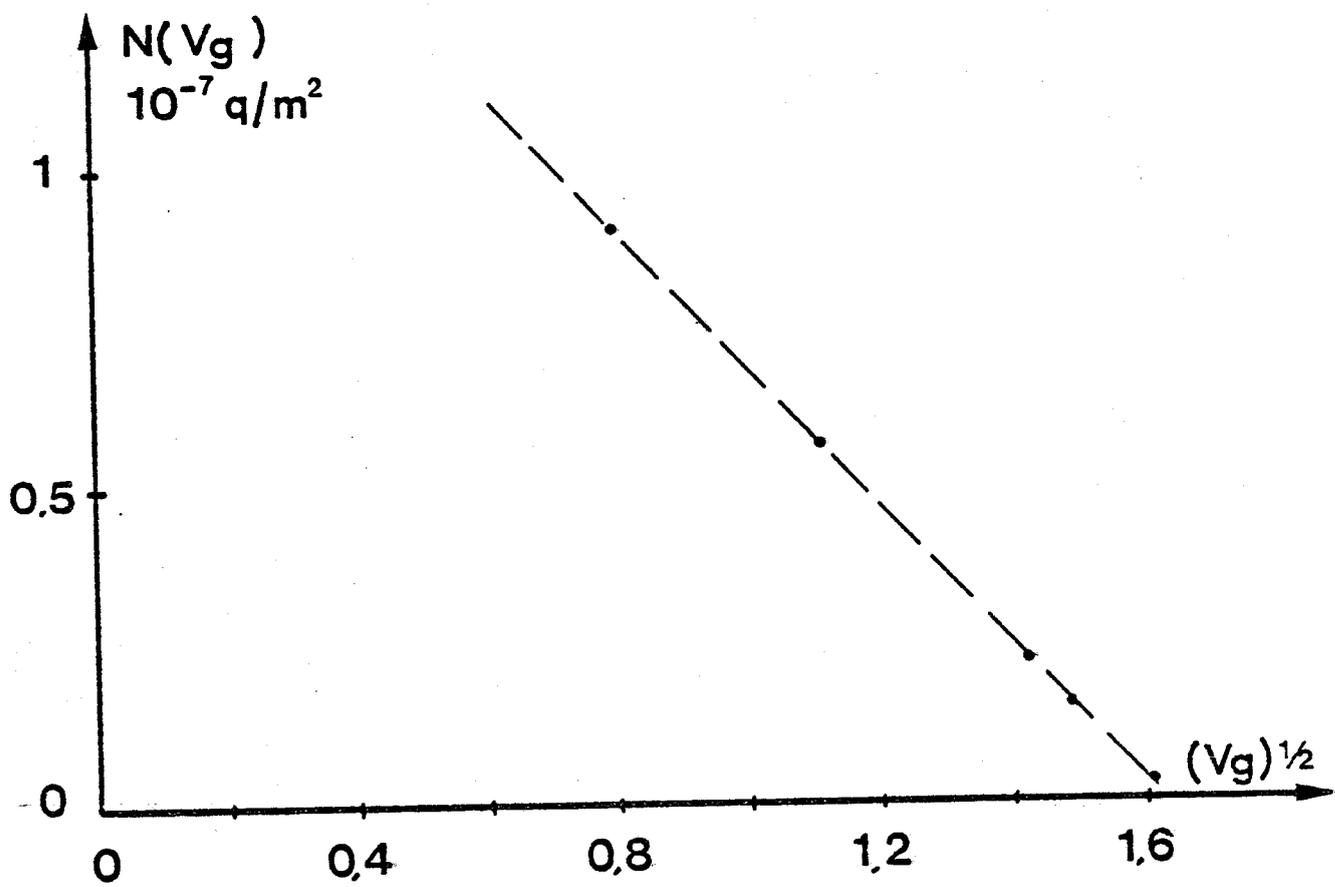


Figure [3.5] Evolution de la quantité de charges libres sous la grille,  $N(V_g)$ , en fonction de  $(V_g)^{1/2}$

que celui donné sur la figure [3.3], est équivalent à un profil plat suivi d'une transition abrupte.

Remarquons que nous avons pu mettre expérimentalement en évidence cette propriété. La structure utilisée est une structure du type TEC possédant une longueur de grille  $L_g = 49 \mu\text{m}$ .

Nous avons mesuré la capacité grille - source  $C_{gs}$  en fonction de la tension grille - source  $V_{gs}$ . (Nous exposerons par la suite la technique de mesure).

Par intégration numérique de la courbe  $C_{gs} = f(V_{gs})$  nous obtenons : (fig [3.6] )

$$- \int_{V_0}^{V_{gs}} (C_{gs}(t) - C_0) dt = qZL_g N(V_{gs}) = Q(V_{gs})$$

où  $Z$  représente la profondeur du composant et  $L_g$  sa longueur de grille. La valeur  $V_0$  de la tension correspondant à la borne inférieure de l'intégrale est suffisamment grande pour que la capacité correspondante  $C_0$  soit indépendante de  $V_{gs}$ .

La figure [3.7] représente les variations de  $Q(V_{gs})$  en fonction de  $(|V_{gs}| + V_B)^{1/2}$ . ( $V_B$  représente la différence de potentiel de contact dont la détermination sera également vue par la suite.) Cette figure montre que la loi de SHOCKLEY est très bien vérifiée pour la couche étudiée. Celle-ci possède des caractéristiques typiques de celles rencontrées dans les TEC à savoir un dopage de  $2 \cdot 10^{23} \text{at/m}^3$  et une épaisseur de  $0,15 \mu\text{m}$ .

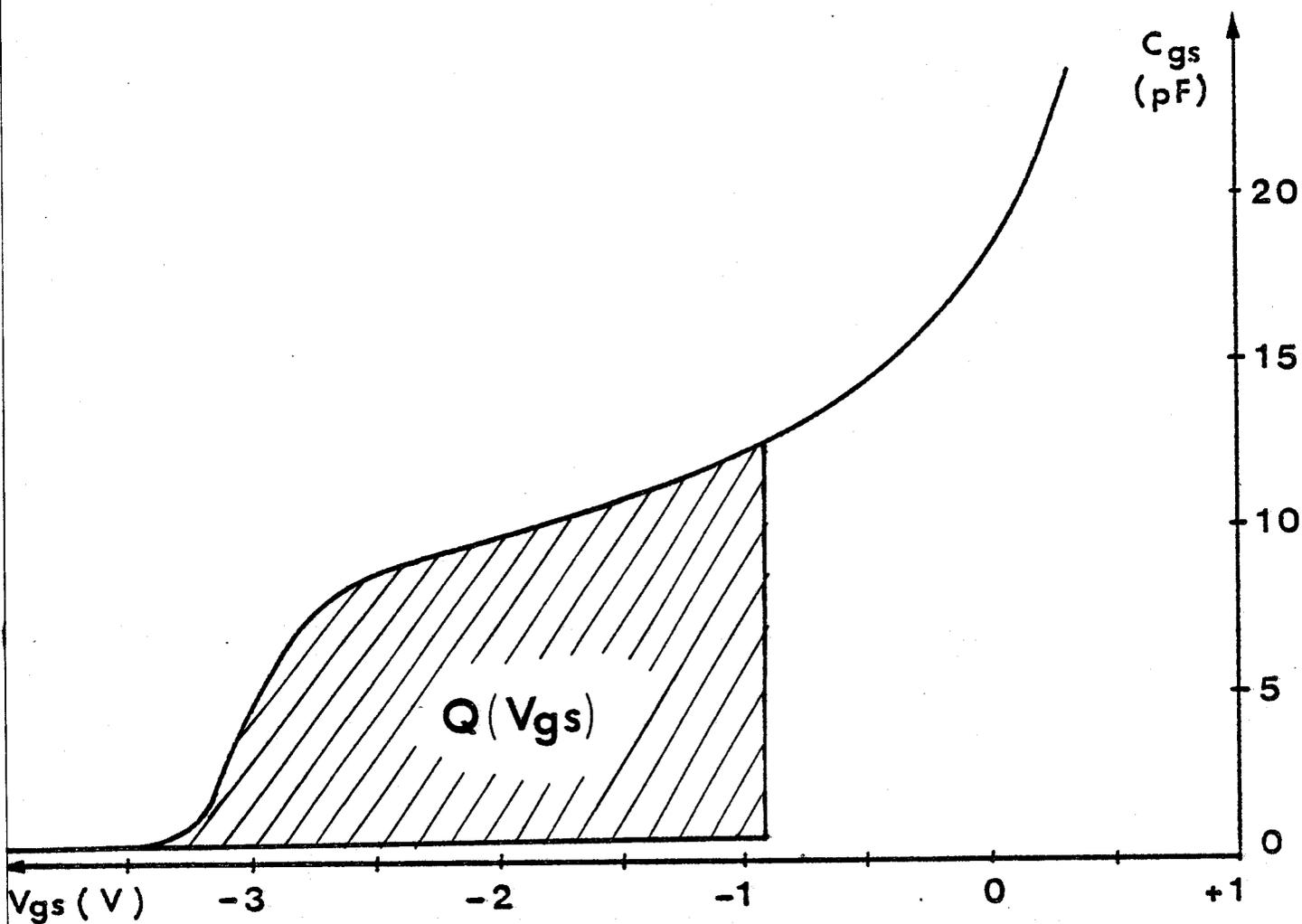


Figure [3.6] Détermination expérimentale de la quantité totale de porteurs libres sous la grille par intégration numérique de la courbe  $C_g(V_{gs})$

BUS  
LIVE

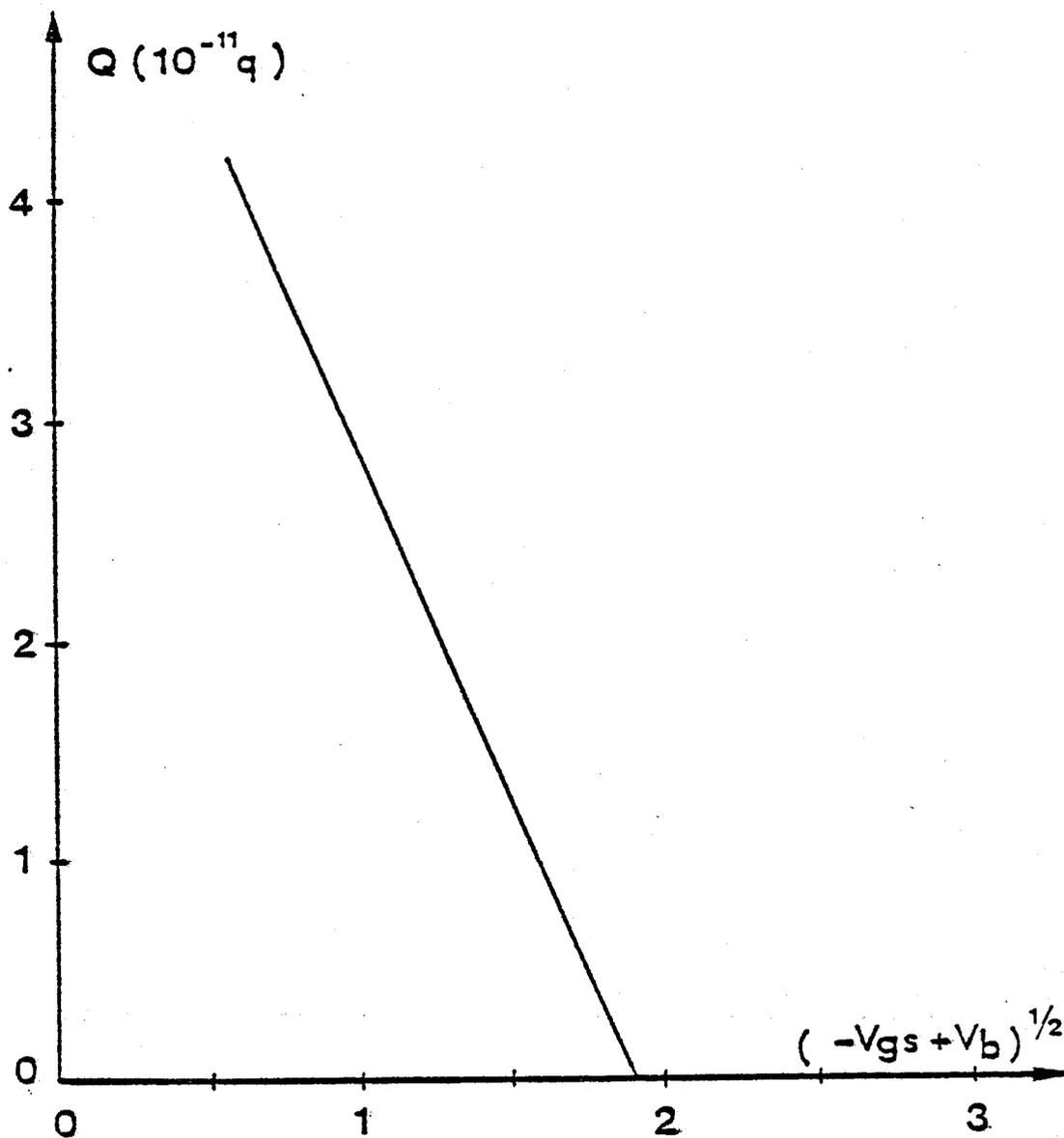


Figure [3.7] Evolution expérimentale de la quantité de charges libres sous la grille en fonction du paramètre  $(-V_{gs} + V_b)^{1/2}$  pour un T.E.C à grille longue

En conclusion nous pouvons dire que pour une tension drain - source nulle et lorsque les évolutions du potentiel, et donc de la densité de porteurs peuvent être considérées comme quasi-unidimensionnelles sous la grille, la loi de SHOCKLEY reliant la quantité de charges, à une abscisse donnée,  $N(V_{gs})$  et la tension grille source  $V_{gs}$  est bien vérifiée.

b) Influence de la faible longueur de grille

Pour les composants à grille submicronique nous avons vu que les effets bidimensionnels se manifestant de part et d'autre de la grille avaient une importance relative plus grande. L'étude de ces "effets de bords" est assez complexe puisqu'elle nécessite une résolution bidimensionnelle de l'équation de POISSON et de l'équation de conservation de la densité de courant. Cette étude a été réalisée par E. WASSERSTROM et J. MAC KENNA [3]. Ce travail a été effectué dans le cas d'un matériau semiconducteur homogène, semi-infini surmonté d'un ruban métallique formant la grille. La figure [3.8] donne un résultat typique de cette étude. Nous voyons apparaître nettement l'extension de la zone désertée hors de la région située sous le métal. De plus, l'influence des effets de bords se fait largement sentir sous la métallisation et ce n'est qu'au bout d'une certaine distance  $x_b$  que les variations de la densité de porteurs deviennent unidimensionnelles. Comme le montre la figure [3.8], la distance  $x_b$  est donnée approximativement par :

$$x_b = \frac{1}{2} y_d$$

où  $y_d$  représente l'épaisseur de la zone désertée. Nous pouvons en déduire que pour une couche d'épaisseur  $a$ , il existe une zone où les évolutions du potentiel sont unidimensionnelles à condition que la longueur de

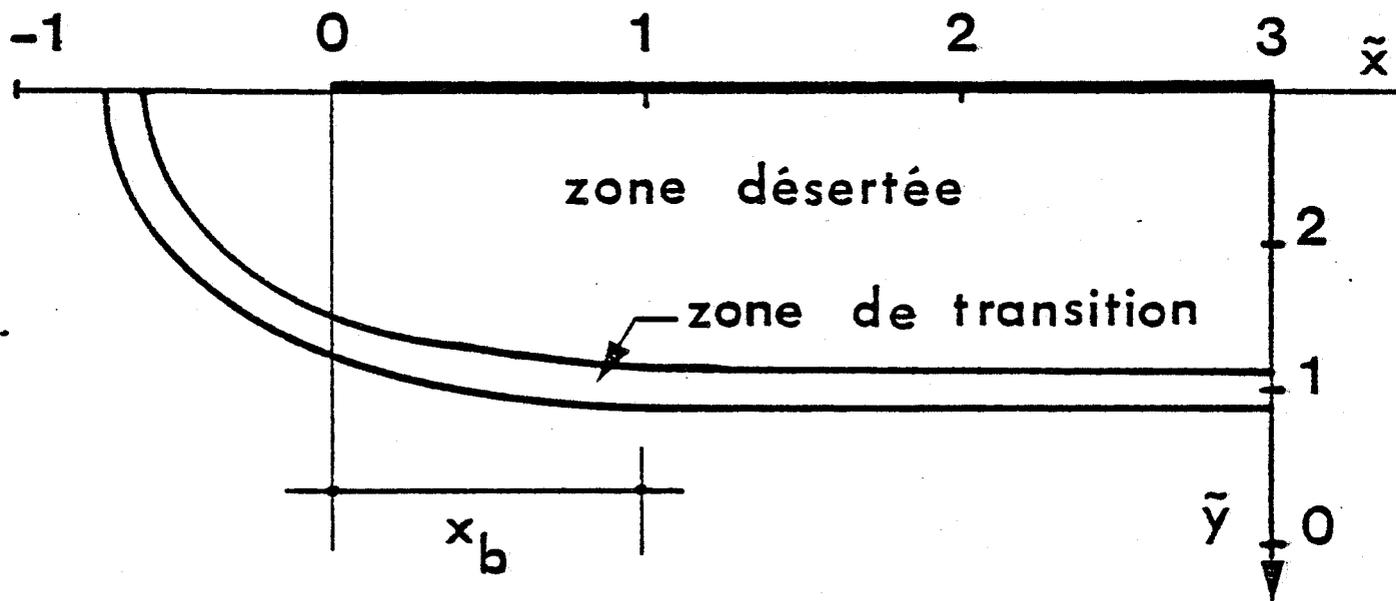


Figure [3.8] Forme de la zone désertée " de bord " donnée par E. WASSERSTROM [3]

la grille  $L_g$  soit supérieure à l'épaisseur  $a$ .

Outre ce phénomène, les effets de bords ont deux influences :

- un allongement de la zone active du composant ;
- la charge emmagasinée dans ces zones apporte une contribution non négligeable aux capacités grille - source  $C_{gs}$  et grille - drain  $C_{gd}$ .

Dans le cadre de leurs hypothèses, E. WASSERSTROM et J. MAC KENNA ont calculé cette capacité "de bord". Son expression est indépendante de la tension grille - source  $V_{gs}$  et peut s'écrire en tenant compte des deux extrémités de la grille.

$$C_b = 1,56 \cdot \epsilon \cdot Z$$

où  $\epsilon$  représente la permittivité du matériau et  $Z$  la profondeur du composant.

Néanmoins, dans le cas d'un TEC, les hypothèses de travail de E. WASSERSTROM et J. MAC KENNA ne sont plus vérifiées. En particulier, la présence d'un profil de concentration peut modifier la forme des équipotentielles, donc des effets de bords, et par conséquent la valeur de la capacité de bord  $C_b$ .

D'autre part, même lorsque la longueur de la grille est supérieure à l'épaisseur de la couche active, la présence, sous la grille, d'une zone où les évolutions du potentiel sont unidimensionnelles n'est pas certaine lorsque le dopage n'est pas homogène.

L'étude théorique de ces phénomènes a été entreprise récemment dans notre laboratoire mais nous n'en possédons pas encore les résultats et ne pouvons donc pas tenir compte des perturbations qu'ils introduisent. Néanmoins nous avons réalisé une expérience permettant de voir dans quelles conditions la validité des travaux de E. WASSERSTROM et J. MAC KENNA pouvait être mise en doute.

Pour cela nous avons comparé les propriétés à tension drain - source nulle de deux transistors de longueur de grille  $L_g = 49 \mu\text{m}$  et  $0,7 \mu\text{m}$ . Ces deux transistors ont été réalisés sur la même plaquette de semiconducteur et nous supposons à priori les deux couches identiques. La figure [3.9] donne pour les deux transistors, les évolutions de la quantité de charges normalisée  $Q(V_{gs}) / Q_0$ , (où  $Q_0$  représente la quantité totale de charges à l'aplomb de la grille), en fonction de  $(|V_{gs}| + V_B)^{\frac{1}{2}}$ . Les grandeurs  $Q(V_{gs})$  sont obtenues par intégration de la courbe  $C_{gs}(V_{gs})$  comme nous l'avons vu précédemment. La figure [3.9] montre que les deux courbes sont dans l'ensemble en bonne coïncidence et qu'elles ne diffèrent sensiblement que lorsque la tension  $V_{gs}$  devient grande. A partir d'une certaine valeur  $V_0$ , la courbe  $Q(V_{gs})$  n'est plus linéaire dans le cas du TEC à grille courte.

Nous pouvons attribuer cet écart à la loi de SHOCKLEY au fait que sous la grille le régime unidimensionnel n'est plus assuré. L'influence des effets de bords semble donc plus importante sous la grille lorsque la densité d'impuretés n'est plus homogène.

.../...

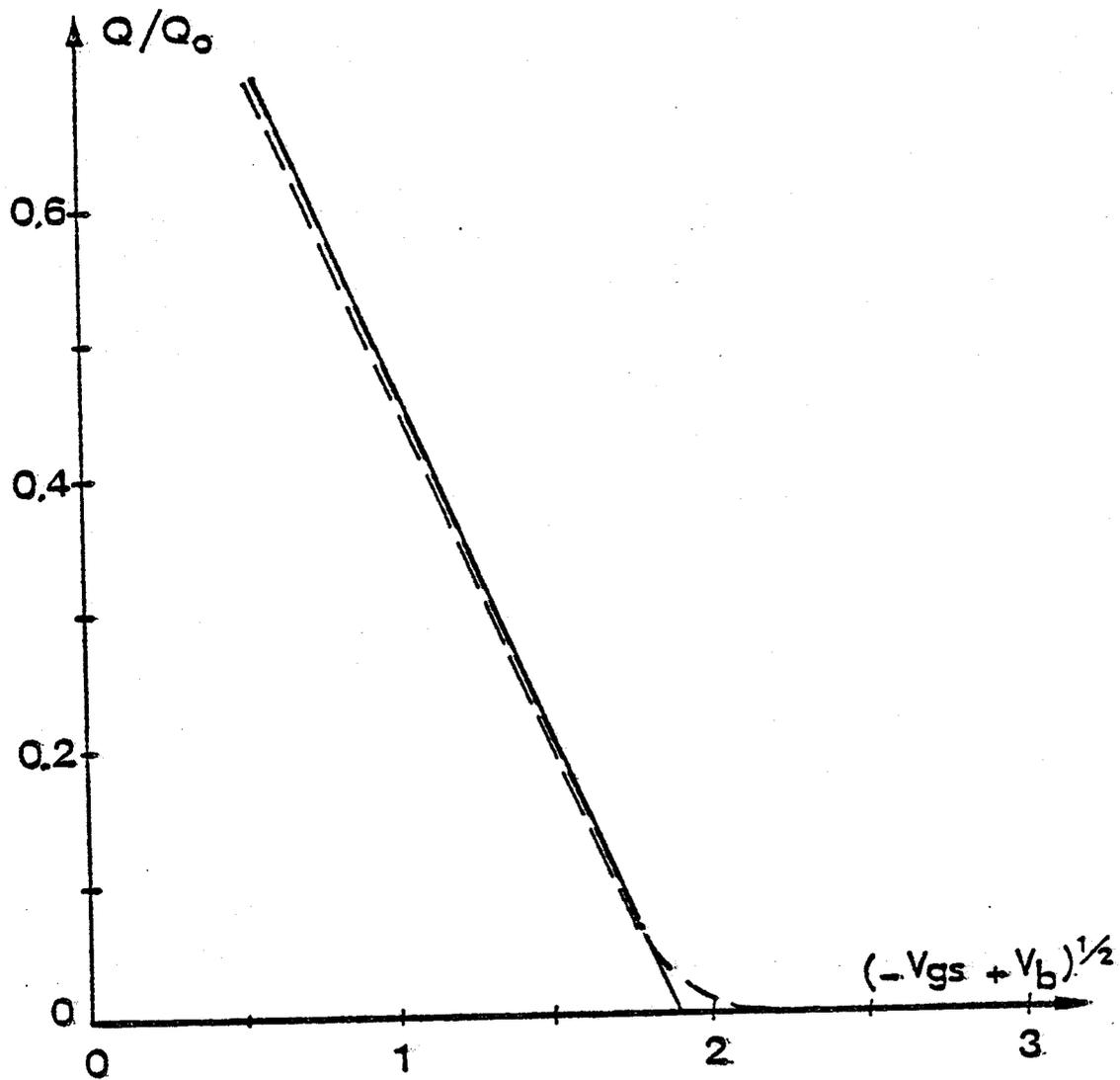


Figure [3.9] Evolution de la quantité de charges libres sous la grille pour différents T.E.C réalisés sur la même couche active  
 — grille longue    - - - grille courte

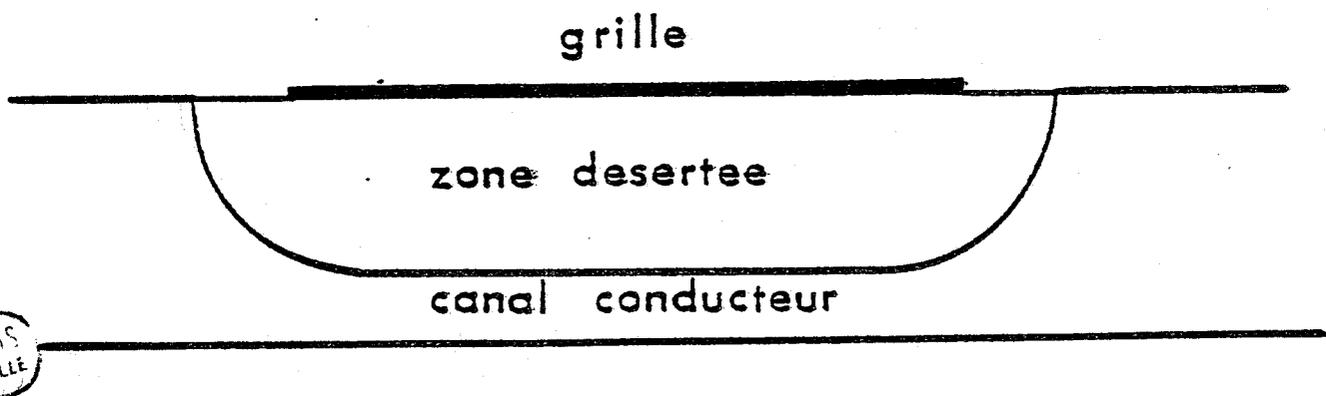


Figure [3.10] Forme de la zone désertée à  $V_{ds} = 0$  obtenue par l'approximation analytique des résultats de E. WASSERSTROM

c) Modèle simplifié de la jonction de grille à  
tension drain - source nulle

Nous venons de décrire un certain nombre de phénomènes liés à l'existence de faibles longueurs de grille et à la présence d'un profil de concentration en impuretés, à savoir :

- Dans le cas de variations unidimensionnelles du potentiel sous la grille, la loi de SHOCKLEY reste vérifiée même lorsque la concentration en impuretés n'est pas uniforme.

- La zone désertée s'étend de façon non négligeable de part et d'autre de la grille.

- L'effet de bord se poursuit sous la grille et peut introduire des écarts à la loi de SHOCKLEY lorsque la tension  $V_{gs}$  est proche de la tension de pincement.

Afin de décrire ces phénomènes de façon simple nous supposons :

- la couche active possède une épaisseur  $a$  et la concentration en impuretés est constante ;

- entre la couche active et la couche tampon, la densité d'impuretés présente une transition abrupte ;

- les effets de bords sont donnés par les travaux de E. WASSERSTROM et J. MAC KENNA.

En ce qui concerne ce dernier point, nous pouvons ajouter les deux remarques suivantes :

\* d'une part, l'utilisation de ces résultats nous apparaît comme susceptible de fournir une meilleure approche de la réalité physique que la plupart des modèles simples existants ;

\* d'autre part, lorsque des résultats théoriques plus précis seront disponibles, leur introduction pourra être effectuée par la suite sans modifications importantes du modèle.

Nous avons donc approximé analytiquement la forme de la limite de la zone désertée par une ellipse passant au milieu de la zone de transition entre le canal actif et la zone désertée donnée par [3]. Cette ellipse ne dépend que d'un paramètre, l'épaisseur de la zone désertée à l'endroit où celle-ci devient constante sous la grille. La figure [3.10] donne pour une tension  $V_{gs}$  donnée, la forme de la zone désertée obtenue par cette approximation analytique. Sous la grille, l'épaisseur de la zone désertée, dans la partie où elle est constante est donnée par la loi de SHOCKLEY.

Les effets de bords, au voisinage de la grille, peuvent donc être pris en compte simplement lorsque la tension drain - source est nulle. La détermination de la forme de la zone désertée lorsque cette tension  $V_{ds}$  est non nulle constitue naturellement le problème qu'il nous faut aborder maintenant.

### III - 3.2 - La jonction à tension drain - source non nulle

Lorsqu'une tension est appliquée sur le drain, le potentiel électrostatique évolue continûment sous la grille. Cette variation du

potentiel entraîne une modification de la forme de la zone désertée et de la densité de charges libres dans le canal. La solution rigoureuse de ce problème passe évidemment par la résolution des équations de POISSON et de conservation du courant dans un espace à deux dimensions.

Ayant exclu à priori cette résolution, un certain nombre de simplifications vont nous permettre une nouvelle fois, de résoudre ce problème de façon approchée.

En plus des hypothèses formulées précédemment à propos du modèle de la jonction à tension drain - source nulle qui sont bien sûr conservées, nous supposons :

- les équipotentiels, dans le canal sont perpendiculaires à l'axe source - drain ;

- les grandeurs physiques ne dépendent pas, dans le canal, de la coordonnée  $y$ . Lorsque ces grandeurs sont vectorielles, leur composante selon l'axe  $oy$  est nulle.

Les modèles bidimensionnels du TEC justifient la première hypothèse. En effet, ces modèles, lorsqu'ils tiennent compte du substrat ou de la couche tampon comme ceux de M. REISER [4] ou de J. F. PONE [5], de même que ceux qui considèrent le substrat comme parfaitement isolant [6], montrent la validité de cette hypothèse.

La deuxième approximation découle directement de la première. Si les équipotentiels sont perpendiculaires à l'axe source - drain, dans le canal le champ électrique est dirigé suivant cet axe et ne dépend pas de la coordonnée  $y$  (à une abscisse donnée). Il doit alors

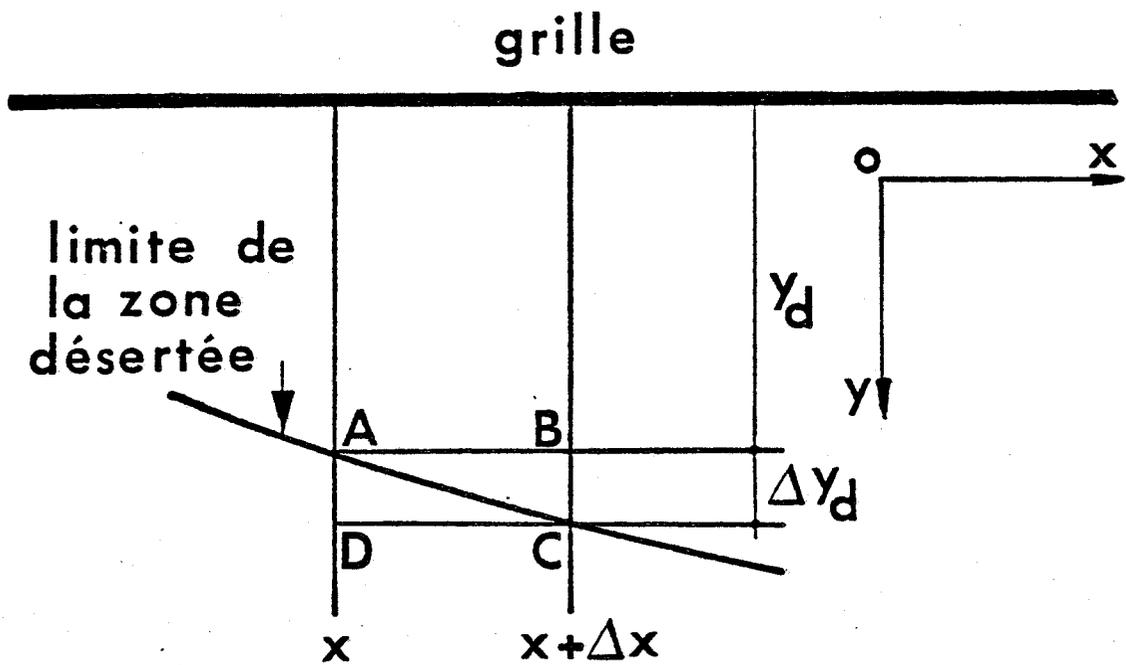


Figure [3.11] Définition de la surface d' intégration sur laquelle est appliquée le théorème de GAUSS

en être de même pour la vitesse des porteurs qui dépend directement du vecteur champ électrique. Les grandeurs scalaires telles que la densité de charges ou l'énergie, sont également liées aux valeurs du champ électrique et de la vitesse par les équations de POISSON et de conservation de l'énergie. Le champ électrique et la vitesse des porteurs ne dépendant pas de la coordonnée  $y$ , il en sera de même pour la densité de charges et pour l'énergie.

En utilisant les hypothèses que nous venons de justifier de façon qualitative, le problème est donc de déterminer l'épaisseur de la zone désertée. W. SHOCKLEY [2] a calculé simplement cette épaisseur en présence d'une tension drain - source non nulle. Il suppose que cette épaisseur varie lentement sous la grille ce qui lui permet de négliger l'influence du terme  $\frac{\partial E_x}{\partial x}$  dans la zone désertée. L'épaisseur de cette zone, à une abscisse  $x$ , sous la grille, est donc donnée par la même loi que pour une tension drain - source nulle, à condition d'utiliser le potentiel local. Nous avons repris la méthode de SHOCKLEY en essayant de mieux tenir compte du terme  $\frac{\partial E_x}{\partial x}$  dans la zone désertée.

La figure [3.11] représente une tranche de largeur  $\Delta x$  du TEC sous la grille. Connaissant l'épaisseur de la zone désertée,  $y_d(x)$ , à l'abscisse  $x$ , notre problème est de calculer cette épaisseur à l'abscisse  $x + \Delta x$  en présence d'un champ électrique dans le canal conducteur. Nous faisons les hypothèses suivantes :

- La zone désertée est entièrement vide de porteurs ;
- la composante  $E_y$  du champ électrique est nulle à la limite de la zone désertée ;
- la densité  $n$  de porteurs libres dans le canal peut être différente de  $N_d$  ;

- la composante longitudinale  $E_x$  du champ électrique se conserve sur une certaine distance dans la zone désertée.

Appliquons le théorème de GAUSS à une surface définie par un parallélépipède de profondeur  $Z$  et de section ABCD (fig [3.11]).

En remarquant que la composante  $E_y$  est nulle en A et que le champ moyen sur le segment AB vaut  $E_y(B) / 2$ , le flux du champ électrique à travers la surface définie ci-dessus est donné par :

$$[3.1] \quad \Phi = \left( E_x(x + \Delta x) - E_x(x) \right) \Delta y_d \cdot Z + \frac{E_y(B)}{2} \cdot \Delta x \cdot Z$$

Le théorème de GAUSS s'écrit alors :

$$- \quad \Phi = \frac{q}{2\epsilon} \cdot Z \cdot \Delta x \cdot \Delta y_d \cdot \left( Nd + (Nd - n) \right)$$

Nous pouvons écrire, comme nous le verrons par la suite, l'équation de POISSON dans le canal sous la forme :

$$[3.2] \quad E_x(x + \Delta x) - E_x(x) = q \frac{\Delta x}{\epsilon} (Nd - n)$$

En reportant cette expression dans l'équation [3.1] nous pouvons évaluer  $E_y(B)$  :

$$E_y(B) = \frac{q}{\epsilon} \cdot \Delta y_d \cdot n$$

En admettant que de l'abscisse  $x$  à l'abscisse  $x + \Delta x$ , l'ensemble de la carte de la composante  $E_y$  du champ électrique dans la zone désertée subit une translation de valeur égale à  $E_y(B)$  nous obtenons :

$$V(C) \# V(B) = V(A) + E(B) \cdot y_d$$

Soit finalement :

$$[3.3] \quad \Delta y_d = \frac{\epsilon \Delta V}{q \cdot y_d \cdot n}$$

$\Delta V$  représente l'augmentation du potentiel entre les abscisses  $x$  et  $x + \Delta x$  et  $\Delta y_d$  l'augmentation correspondante de l'épaisseur de la zone désertée. Nous devons remarquer que cette expression est identique à la loi de SHOCKLEY à condition de considérer non plus la concentration d'impuretés mais celle des porteurs libres dans le canal. L'expression de  $\Delta y_d$  que nous venons d'établir est valable, sous la grille dans la zone où, à tension drain source nulle, l'épaisseur de la zone désertée est constante. Dans le cas des deux zones elliptiques situées aux deux extrémités de la grille, nous opérons par continuité. Nous avons vu que l'équation de l'ellipse de bord ne dépendait que d'un paramètre, l'épaisseur  $R$  de la zone désertée à l'endroit où à tension drain source nulle celle-ci devient constante. Lorsque l'épaisseur de la zone désertée, à l'abscisse  $x$  est déterminée par une ellipse de

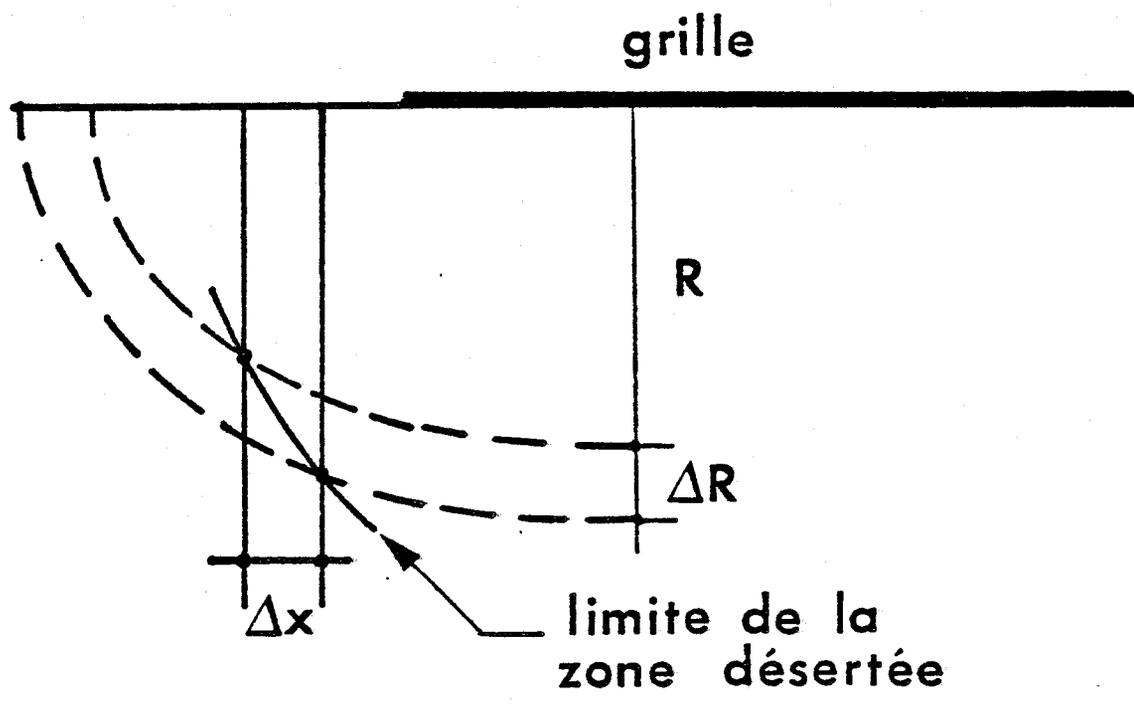


Figure [3.12] Représentation de la méthode permettant d'obtenir l'épaisseur de la zone désertée dans les zones elliptiques de bords

paramètre  $R$ , on postule que cette épaisseur est déterminée à l'abscisse  $x + \Delta x$  (fig [3.12] ) par une ellipse de paramètre  $R + \Delta R$  tel que

$$\Delta R = \frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{\Delta V}{R \cdot h}$$

ou  $\Delta V$  représente la variation du potentiel entre les abscisses  $x$  et  $x + \Delta x$ . Le fait d'appliquer la même loi entre la "zone unidimensionnelle" et la "zone elliptique" permet d'assurer la continuité de la zone désertée à la jonction entre ces deux zones. Néanmoins la justification de la méthode dans les "zones elliptiques" semble délicate étant donné le caractère très bidimensionnel des phénomènes dans ces zones.

Nous sommes maintenant en mesure de calculer l'épaisseur de la zone désertée dans le cas d'une tension drain - source nulle ou non. Cette détermination de la forme de la zone vide de porteurs permet de définir une des deux limites, à abscisse fixée, du canal conducteur. Pour connaître l'autre limite nous allons maintenant étudier les phénomènes intervenant à la jonction entre le canal conducteur et la couche tampon ou le substrat semi-isolant.

#### III - 4 - L'INTERFACE COUCHE ACTIVE - COUCHE TAMPON

Il est maintenant admis que l'interface entre la couche active et la couche tampon (ou le substrat semi-isolant) joue un rôle très important sur les caractéristiques électriques et hyperfréquences des transistors à effet de champ. Divers phénomènes, pouvant être attribués à l'influence de cette interface ont été mis en évidence expérimentalement. Ce sont par exemple les effets de relaxation basse fréquence affectant les caractéristiques du courant drain en fonction de

la tension drain - source [7] , ou les effets d'inhomogénéité du champ électrique dans les TEC sans grille [8] . Avant de décrire la façon dont la couche tampon sera prise en compte dans notre modèle nous allons préciser les notions de substrat semi-isolant et de couche tampon ainsi que leurs principales influences.

### III - 4.1 - Substrat semi-isolant et couche tampon

La plupart des couches utilisées pour la réalisation des TEC sont préparées par épitaxie à partir d'un substrat semi-isolant. Les substrats peuvent être très différents suivant leur provenance mais ils possèdent néanmoins certaines caractéristiques communes. Le dopage de ces substrats est de l'ordre de  $10^{20}$  à  $10^{21}$  At/m<sup>3</sup>, mais il faut remarquer que ces valeurs de dopage sont obtenues par compensation. Ceci implique qu'ils possèdent en fait un plus grand nombre d'atomes donneurs et accepteurs que ne l'indique la densité d'impuretés résultante. Le principal effet de cette compensation est une dégradation importante de la mobilité des porteurs libres dans ces substrats. Le plus souvent, la compensation est effectuée par adjonction de chrome ou d'oxygène qui introduisent des niveaux profonds dans la bande interdite de l'arséniure de gallium.

Si l'on fait croître l'épitaxie directement sur ces substrats, la partie de la couche qui se trouve près de l'interface est de mauvaise qualité, tant du point de vue cristallographique que de celui de la mobilité des porteurs libres [9] . En effet, la couche active peut être affectée par la diffusion d'impuretés provenant du substrat et la présence de nombreux défauts cristallins à proximité de l'interface entre la couche active et le substrat contribue à diminuer la mobilité des porteurs libres dans cette zone.

Or, lorsque le transistor fonctionne en amplificateur faible

bruit, les propriétés de la couche à proximité de l'interface avec le substrat sont déterminantes en ce qui concerne les valeurs du facteur de bruit et du gain associé [9] [10] .

Pour pallier cet inconvénient, l'introduction d'une couche tampon entre le substrat et la couche active constitue un remède efficace [11] . Cette zone tampon est une couche épitaxiée de haute résistivité dont la densité d'impuretés est de l'ordre de  $10^{19}$  à  $10^{20}$  at/m<sup>3</sup> et une épaisseur pouvant varier de 0,5  $\mu$ m à 5  $\mu$ m. La couche active est alors produite par croissance épitaxiale sur la couche tampon. Cette technique permet d'obtenir une bonne mobilité des porteurs libres à l'interface couche active - couche tampon. La couche tampon étant présente la plupart du temps, dans le cas de TEC faible bruit, nous ne considérerons plus que ce type de structure.

#### III - 4.2 - Influence du substrat sur la couche tampon et la couche active

La présence de la couche tampon n'élimine pas entièrement l'influence du substrat sur les propriétés de la couche active. Il est maintenant généralement admis que les imperfections du substrat sont responsables de l'existence d'une barrière interfaciale entre le substrat et la couche active (ou la couche tampon) [12] , [13] . La partie du substrat proche de l'interface se comporte comme une zone chargée négativement. L'origine physique de ce phénomène est encore mal connue et elle peut être attribuée à différents phénomènes tels que la présence de pièges. L'importance de cette couche chargée varie d'une couche épitaxiée à l'autre [14] et son évolution en fonction des potentiels de source et de drain est également mal connue. Malgré ces incertitudes nous allons voir, de façon qualitative, l'influence de cette couche chargée sur le comportement de la couche active et sur la couche tampon.

a) La tension drain - source est nulle

Dans ce cas, le champ électrique dans la couche tampon et dans le substrat n'a qu'une composante dans la direction oy. Le problème est donc essentiellement unidimensionnel. La neutralité électrique impose l'existence de charges positives, donc d'une zone désertée, dans la couche tampon. Etant donnée la faible densité d'impuretés présente dans la couche tampon, celle-ci peut être entièrement désertée, ainsi qu'éventuellement une partie de la couche active, pour les ordres de grandeurs caractéristiques de la barrière interfaciale c'est-à-dire une hauteur de 0,5 v à 0,6 v, la couche active semble être limitée, lorsque la tension drain - source est nulle, par la présence de la zone désertée induite par la barrière interfaciale.

b) La tension drain - source est différente de zéro

Dans ce cas, le problème est plus complexe car il faut tenir compte de la composante Ex du champ électrique présent dans la couche tampon. Or, les évolutions du vecteur champ électrique sont difficilement accessibles, même en utilisant les programmes bidimensionnels qui ne prennent en compte, le plus souvent, qu'une faible partie de cette couche.

Néanmoins, des modèles comme ceux de M. REISER [15], montrent que la présence d'une composante Ex entraîne une injection de porteurs libres dans la couche tampon. Quelques considérations physiques simples permettent de montrer que cette injection est possible même en présence d'une barrière interfaciale. Ecrivons pour cela l'équation de POISSON dans la partie désertée de la couche tampon dans le cas d'une tension drain - source nulle.

En conclusion nous pouvons dire que si l'existence d'une barrière interfaciale entre le substrat et la couche tampon peut vider cette couche de porteurs libres lorsque la tension drain - source est nulle, il n'en est plus de même en présence d'une composante longitudinale  $E_x$  du champ électrique dans la couche active et par continuité dans la couche tampon. Lorsque  $\frac{\partial E_x}{\partial x}$  est négatif, la présence de cette composante  $E_x$  a pour effet de repousser la zone vide de porteurs vers le substrat et créer une injection de porteurs libres qui peuvent alors participer au courant de drain. Cette injection n'est plus possible lorsque  $\frac{\partial E_x}{\partial x}$  est positif.

III - 4.3 - Modélisation des effets d'injection de porteurs dans la couche tampon

Pour tenir compte de cet effet, nous avons élaboré un modèle simple reposant sur les hypothèses suivantes :

1) Il existe une transition abrupte entre la couche active où la densité d'impuretés est constante et la couche tampon où cette densité est nulle.

2) Pour une abscisse fixée, la composante longitudinale  $E_x$  du champ électrique est identique dans la couche active et dans une partie de la couche tampon d'épaisseur  $y_s$ . La composante  $E_x$  est supposée nulle dans le reste de la couche tampon.

Essayons d'explicitier quelque peu ces hypothèses. La notion d'épaisseur "efficace"  $y_s$  peut être introduite de la manière suivante. Soit un point M dans la couche tampon et  $y_0$  la distance séparant ce point de l'interface avec la couche active. Nous pouvons remarquer

que lorsque  $y_0$  croît, la composante  $E_x$  du champ électrique décroît. Il en est de même de la densité de porteurs injectés. Pour une abscisse  $x$  donnée, la densité totale de charges injectées est définie par :

$$N_s(x) = \int_0^{y_1} n(x, y_0) dy_0$$

où  $y_1$  est la profondeur où la quantité de charges injectées devient négligeable ou encore la limite de la zone désertée dans la couche tampon. La deuxième hypothèse revient à mettre  $N_s(x)$  sous la forme :

$$[3.7] \quad N_s(x) = y_s (n(x) - Nd)$$

où  $n(x)$  représente la densité de porteurs libres dans la couche active.

Remarquons toutefois que cette expression ne s'applique que lorsque  $n(x)$  est supérieure à  $Nd$ . En effet,  $N_s(x)$  ne pouvant être négative, lorsque  $n(x)$  est inférieure à  $Nd$  nous imposons à  $N_s(x)$  d'être nulle. Physiquement ceci signifie que la couche tampon est entièrement désertée et qu'il ne peut donc se produire d'injection de porteurs libres dans celle-ci.

Un problème important est celui de la détermination de l'épaisseur d'injection équivalente  $y_s$ . Un ordre de grandeur de  $y_s$  peut être obtenu de la façon suivante.

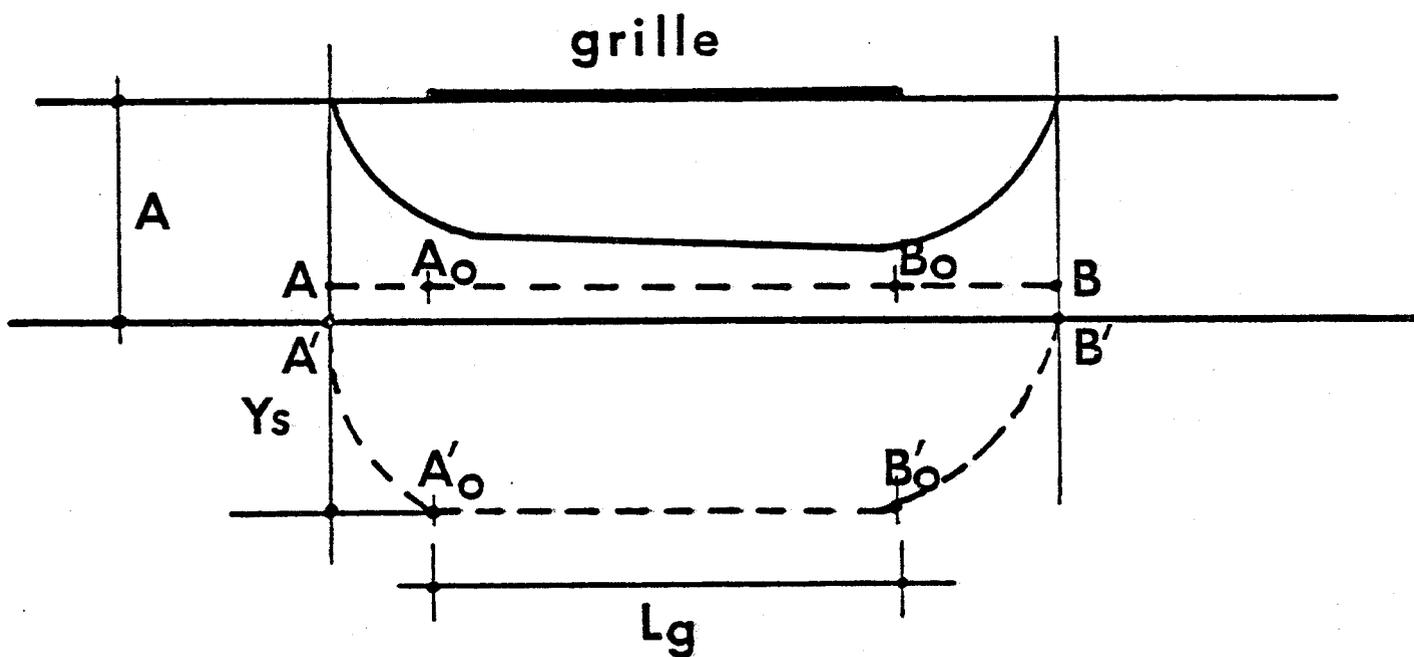


Figure [3.13] Définition des différentes grandeurs permettant d'évaluer approximativement l'épaisseur équivalente d'injection  $Y_s$

A l'interface entre la couche active et la couche tampon, la densité de charges injectées est égale à  $(n(x) - Nd)$  puis cette densité décroît au fur et à mesure que l'on s'approche du substrat. La quantité totale de porteurs injectés devant être conservée, l'épaisseur efficace  $y_s$  est environ celle pour laquelle la densité de charges est égale à  $(n(x) - Nd)/2$ .

Soit deux points A et B situés aux extrémités de la zone active du TEC (fig [3.13]). De façon approximative, nous pouvons admettre que le segment AB est une ligne de champ. Considérons d'autre part la ligne de champ A'B' dont la longueur est  $2 \cdot AB$ . Le long de cette ligne A'B', le champ est environ deux fois plus faible que le long du segment AB. D'après l'équation de POISSON, il en est de même pour l'excès de charge. Nous avons donc :

$$- \quad AB \# L_g + l_0$$

où la grandeur  $l_0$  correspond à  $AA_0 + BB_0$

$$- \quad A'B' \# L_g + 2y_s + l_1$$

où  $2y_s + l_1$  correspond à  $\widehat{A'A_0} + \widehat{B'_0B'}$

lorsque  $\widehat{A'B'} = 2 \cdot AB$  nous déduisons

$$- \quad y_s \# L_g/2 + l_2$$

Dans cette expression, la longueur  $l_2 = l_0 - l_1/2$  représente environ la longueur de l'extension de la zone désertée d'un côté de la grille et l'on peut considérer que  $l_2$  est comprise entre zéro et  $a$ .

Ce calcul très approximatif ne donne bien sûr qu'une estimation de l'épaisseur équivalente d'injection. Cette valeur pourra néanmoins être affinée en comparant les résultats de notre modèle avec l'expérience.

### Conclusion

La présence d'une tension drain - source non nulle peut provoquer une injection de porteurs libres dans la couche tampon. De façon simple, la densité de charges injectées, à une abscisse donnée peut s'écrire :

$$N_s(x) = \gamma_s (n(x) - N_d)$$

Cette densité  $N_s(x)$  est donc d'autant plus importante que la densité de charges  $n(x)$  dans la couche active est grande.

Nous possédons maintenant tous les éléments qui vont nous permettre l'étude du canal conducteur.

### III - 5 - Le canal conducteur

A une abscisse  $x$  donnée, le courant de drain  $I_{ds}$  est donné, en régime indépendant du temps par l'expression suivante :

$$I_{ds} = qZ \cdot \int_0^{y_d} n(x,y) \cdot v(x,y) dy$$

où  $y_1$  représente la distance entre la grille et le fond du substrat semi-isolant. En appliquant le théorème de la moyenne, il existe une vitesse  $v_0$  en un point du canal telle que :

$$[3.8] \quad I_{ds} = qZ v_0(x) \cdot \int_0^{y_d} n(x,y) dy$$

Les modèles décrivant l'évolution de la zone désertée et de l'injection de porteurs dans la couche tampon que nous venons d'étudier, nous permettent de calculer facilement l'intégrale de l'équation [3.8]. En effet, soit  $y_d(x)$  l'épaisseur de la zone désertée obtenue de proche en proche par l'expression [3.3] et  $n(x)$  la densité de porteurs dans la couche active. La densité totale de porteurs participant à la conduction peut s'écrire : (nous supposons  $n(x) > N_d$ )

$$\int_0^{y_d} n(x,y) dy = (a - y_d(x)) n(x) + y_s (n(x) - N_d)$$

Nous pouvons alors définir un canal équivalent où la densité de porteurs libres est  $n(x)$ . L'épaisseur  $y_c(x)$  de ce canal est donc définie par :

$$y_c(x) n(x) = \int_0^{y_d} n(x,y) dy = (a - y_d(x)) n(x) + y_s (n(x) - N_d)$$

on en déduit :

$$[3.9] \quad y_c(x) = a - y_d(x) + y_s \left( 1 - \frac{N_d}{n(x)} \right)$$

Nous pouvons alors écrire  $I_{ds}$  sous la forme :

$$- \quad I_{ds} = qZ y_c(x) \cdot n(x) \cdot v_0(x)$$

Si l'on considère d'autre part que la vitesse  $v_0(x)$  est identique à la vitesse moyenne  $v(x)$  des porteurs à l'abscisse  $x$ , nous obtenons :

$$- \quad I_{ds} = qZ y_c(x) \cdot n(x) \cdot v(x)$$

Trois relations lient les grandeurs  $y_c(x)$ ,  $n(x)$  et  $v(x)$  :

- l'équation [3.3]

- l'équation de POISSON

- les équations de conservation.

.../...

a) L'équation de POISSON

Différents auteurs, [17] , [2] ont soulevé le problème de la forme de l'équation de POISSON ou, ce qui est équivalent, de l'application du théorème de GAUSS, lorsque l'on suppose une transition abrupte entre le canal conducteur et la zone désertée. A la limite de la zone désertée, deux conditions incompatibles doivent être vérifiées :

1) Si l'on postule que les porteurs ne pénètrent pas dans la zone désertée, à la limite de cette zone le champ électrique a une composante  $E_y$  donnée par :

$$E_y = E_x \cdot \frac{dy_c}{dx}$$

Dans ce cas le théorème de GAUSS s'écrit :

$$\frac{1}{y_c(x)} \cdot \frac{d}{dx} \left( y_c(x) \cdot E_x(x) \right) = \frac{q}{\epsilon} (Nd - n(x))$$

La présence d'une composante  $E_y$  du champ électrique est alors incompatible avec l'hypothèse d'équipotentiels verticales dans le canal conducteur.

2) Par contre si l'on suppose que les équipotentiels sont verticales

dans le canal, l'équation de POISSON s'écrit :

$$[3.10] \quad \frac{dE_x(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \cdot (N_d - n(x))$$

Dans ce cas rien ne s'oppose à ce que des porteurs puissent entrer dans la zone désertée.

Sous la grille, l'épaisseur de la zone désertée varie lentement et les deux conditions peuvent être simultanément vérifiées (hypothèses de SHOCKLEY).

Dans les zones quasi-elliptiques de bord de grille où l'épaisseur de la zone désertée varie rapidement, aucune des deux formulations n'est plus justifiable que l'autre.

Néanmoins, les modèles bidimensionnels publiés montrent qu'à l'extrémité de la grille du côté du drain les équipotentiels sont pratiquement verticales dans le canal. Cette hypothèse doit donc être conservée. Pour cette raison il est préférable de négliger la composante  $E_y$  dans le canal et d'écrire l'équation de POISSON sous la forme [3.11] .

b) Les équations de conservation

Ces équations ont été étudiées précédemment. En régime

indépendant du temps la première équation s'écrit :

$$\text{div}_z (n \cdot \vec{v}) = 0$$

Par hypothèse, la densité de charges  $n(x)$  est uniforme en fonction de  $y$  dans une tranche  $\Delta x$  du canal conducteur. De même la vitesse n'a qu'une composante dans la direction  $Ox$  et cette composante ne dépend pas de  $y$ . L'équation précédente s'écrit alors après intégration :

$$y_c(x) \cdot n(x) \cdot v(x) = \text{cste}$$

Cette expression est donc l'équation de conservation du courant drain que nous écrirons :

$$[3.11] \quad I_{ds} = qZ y_c(x) \cdot n(x) \cdot v(x)$$

où  $I_{ds}$  représente le courant de drain,  $q$  la charge électronique et  $Z$  la profondeur du composant.

Nous devons noter l'existence du même problème que pour l'équation de POISSON. En effet nous avons négligé la composante  $V_y$  de la vitesse ce qui implique que les porteurs peuvent pénétrer dans

la zone désertée si celle-ci évolue en fonction de  $x$ . Ce phénomène met en évidence une des limites des modèles caractérisés par une transition abrupte entre le canal conducteur et la zone désertée.

En négligeant le terme de conductibilité thermique, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit en régime indépendant du temps :

$$0 = qn \vec{E} \cdot \vec{v} - n \cdot \vec{v} \cdot \text{grad}_x (\varepsilon + kT) - n \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

L'hypothèse de grandeurs physiques indépendantes de  $y$  dans le canal et, lorsque ces grandeurs sont vectorielles, de l'annulation de leurs composantes selon  $oy$  conduit à l'expression suivante :

$$0 = qnE v - n \cdot v \frac{d}{dx} (\varepsilon + kT) - n \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

Soit :

$$[3.12] \quad \frac{d}{dx} (\varepsilon + kT) = qE - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{v \cdot \tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

Cette équation nous permet de calculer l'évolution de l'énergie moyenne des porteurs dans le canal conducteur.

.../...

La dernière équation est l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Elle s'écrit en régime indépendant du temps :

$$0 = q n \vec{E} - q \vec{\text{grad}}_z (n k T) - \frac{d m^* v}{d n v} - n \frac{m^* v}{T_m(\epsilon)}$$

En utilisant les simplifications précédentes, cette équation devient :

$$0 = q n E - \frac{d}{dx} (n k T) - n v \frac{d m^* v}{d x} - n \frac{m^* v}{T_m(\epsilon)}$$

Si nous faisons intervenir la mobilité définie par :

$$\mu(\epsilon) = \frac{q T_m(\epsilon)}{m^*(\epsilon)}$$

nous obtenons :

$$[3.13] \quad v = \mu(\epsilon) E - \frac{\mu(\epsilon)}{q n} \frac{d}{dx} (n k T) - \frac{v \mu(\epsilon)}{q} \frac{d m^* v}{d x}$$

### Conclusion

En utilisant les hypothèses de notre modèle, les caractéristiques d'un TEC seront obtenues par la résolution du système d'équations suivant :

$$* \quad I ds = q Z y_c(x) \cdot n(x) \cdot v(x)$$

$$* \quad \frac{d E_x}{d x} = \frac{q}{\epsilon} (N_d - n(x))$$

$$* \quad v(x) = \mu(\epsilon) E_x - \frac{\mu(\epsilon)}{q n} \cdot \frac{d n k T}{d x} - \frac{v \mu(\epsilon)}{q} \cdot \frac{d m^* v}{d x}$$

Dans ce système, l'épaisseur équivalente du canal conducteur,  $y_c(x)$ , est donnée par l'expression [3.9]. Les coefficients de l'équation [3.13] tels que  $\mu(\epsilon)$  et  $m^*(\epsilon)$  nécessitant la connaissance de l'énergie à chaque abscisse  $x$ , celle-ci est calculée grâce à l'équation [3.12].

Nous allons maintenant décrire les procédures numériques permettant de résoudre ce système d'équations couplées.

REFERENCES

- [1] H. FUKUI, IEEE Trans. Electron Devices vol ED-26 n° 7  
p 1 032 (1979)
  
- [2] W. SHOCKLEY Proc IRE, vol 40 p 1 365 (1952)
  
- [3] E. WASSERSTROM and J. MAC KENNA. Bell Syst. tech. Journal  
p 853 (1970)
  
- [4] M. REISER. IEEE Trans. Electron Devices vol ED 20 n° 1  
p 35 (1973)
  
- [5] J. F. PONE - thèse de 3e cycle - ORSAY (1980)
  
- [6] D. P. KENNEDY and R. R. O'BRIEN - IBM J. Res. Dev vol 14  
p 95 (1970)
  
- [7] H. TRANDUC - thèse de 3e cycle - TOULOUSE (1978)
  
- [8] H. TRANDUC, J. GRAFFEUIL et P. ROSSEL - soumis pour publication  
C. R. A. S.
  
- [9] M. OGAWA, K. OHATA, T. FURUTSUKA and N. KAWAMURA  
IEEE Trans. Microwave Théorie and Tech. vol MTT 24 n° 6 (1976)
  
- [10] R. A. PUCCEL, H. A. HAUS and H. STATZ - Advances in Electron.  
Electron Phys. vol 38, p 195 (1975)
  
- [11] T. NOZAKI, M. OGAWA, H. TERA0 and H. WATANABE  
Proc. 5<sup>th</sup> Int. Symp. Gallium Arsénide and Related Compouds (1974)

- [12] P. ROSSEL, G. NUZILLAT, H. TRANDUC, G. BERT, J. GRAFFEUIL et  
C. AZIZI - 8<sup>th</sup> ESSDERC Rep. Phys. Appl. vol 13 (1978)
- [13] M. TANIMOTO, K. SUZUKI, T. ITOM, T. IKOMA and K. HEIME  
6<sup>th</sup> ESSDERC (1976)
- [14] T. ITOH, H. YANAI - IEEE Trans on Electron Devices.  
vol ED 27 n° 6 p 1 037 (1980)
- [15] M. REISER - Electron Lett. Vol 6 n° 16 p 493 (1970)
- [16] P. BONJOUR, R. CASTAGNE, J. F. PONE, J. P. COURAT, G. BERT,  
G. NUZILLAT and M. PELTIER - IEEE Trans. Electron Devices  
vol ED 27 n° 6 p 1 019 (1980)
- [17] K. LEHOVEC and W. G. SEELEY - Solid. State Electron  
vol 16 p 1 047 (1973)

**CHAPITRE IV**

## IV - LA PROCEDURE NUMERIQUE

### Introduction

Deux méthodes de résolution numérique du système d'équations précédent ont été utilisées. La première méthode, que nous appellerons "la méthode du tir" est utilisable lorsque le terme de diffusion de porteurs  $\mu(E) \cdot kT/q \cdot \frac{dn}{dx}$  n'est pas pris en compte dans l'équation [3.13]. Cette méthode n'est plus applicable lorsque ce terme n'est pas négligé. Il est alors possible d'utiliser une technique itérative qui sera brièvement décrite.

### IV - 1 - LA METHODE DU TIR

L'idée directrice de cette méthode est de calculer les grandeurs physiques de proche en proche de la source au drain. L'axe source - drain est divisé en sections de longueur  $\Delta x$ . Le courant drain ainsi que la tension grille - source sont fixés. Sous forme de différences finies, les équations précédentes s'écrivent :

$$[4.1] \quad I_{ds} = qZ y_{ci} \cdot n_i \cdot v_i$$

$$[4.2] \quad E_i = E_{i-1} + \Delta x \cdot \frac{q}{\epsilon} \cdot \left( N_d - \frac{n_i + n_{i-1}}{2} \right)$$

$$v_i = \mu(\varepsilon_i) \cdot E_i - \frac{v_{i-1} \cdot \mu(\varepsilon_i) \cdot m_i^*(\varepsilon_i)}{q} \cdot \left( \frac{v_i - v_{i-1}}{\Delta x} \right)$$

[4.3]

$$- \frac{\mu(\varepsilon_i)}{q} \left( \frac{kT_i - kT_{i-1}}{\Delta x} \right)$$

Dans ces équations, l'indice  $i$  est défini par  $x = i \cdot \Delta x$ .  
Notons que dans l'expression [4.3] le terme de diffusion de porteurs n'est pas pris en compte. Dans l'équation [4.1], l'épaisseur du canal  $y_{ci}$  est donnée par :

$$[4.4] \quad y_{ci} = a - y_{di} + y_s \left( 1 - \frac{N_d}{n_i} \right) \quad \text{lorsque } n_i > N_d$$

et 
$$y_{ci} = a - y_{di} \quad \text{lorsque } n_i < N_d$$

L'épaisseur de la zone désertée,  $y_{di}$ , est calculée par l'expression :

$$y_{di} = y_{di-1} + \frac{E_{i-1} \Delta x}{\frac{q}{\varepsilon} \cdot n_{i-1} \cdot y_{di-1}}$$

Cette équation est identique à l'équation [3.3] à ceci près que le champ électrique, la densité de charges et l'épaisseur de la zone désertée sont prises au pas  $i-1$ .

Enfin, l'énergie moyenne des porteurs, nécessaire au calcul des paramètres de l'équation [4.3], est calculée au moyen de l'équation [3.12] dans laquelle nous avons exprimé la température électronique en fonction

de l'énergie suivant la formulation suivante :

$$\frac{d k T}{d x} = \frac{d k T}{d \varepsilon} \cdot \frac{d \varepsilon}{d x}$$

L'équation [3.12] devient alors une fonction explicite de l'énergie

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{i-1} + \frac{\Delta x}{1 + \left(\frac{d k T}{d \varepsilon}\right)_{i-1}} \cdot \left( q \varepsilon_{i-1} - \frac{\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_0}{\psi_{i-1} \cdot \tau_{\varepsilon}(\varepsilon_{i-1})} \right)$$

Nous pouvons remarquer que les équations [4.2] , [4.3] et [4.4] peuvent se mettre sous la forme :

$$[4.5] \quad \varepsilon_i = \alpha_{i-1} + \beta_{i-1} \cdot n_i$$

$$[4.6] \quad \psi_i = \gamma_{i-1} + \delta_{i-1} \cdot \varepsilon_i$$

$$[4.7] \quad \gamma_{ci} = \left( \eta_{i-1} - \sigma_{i-1} \cdot n_i \right) / n_i$$

où  $\alpha_{i-1}$ ,  $\beta_{i-1}$ ,  $\delta_{i-1}$ ,  $\delta_{i-1}$ ,  $\eta_{i-1}$ ,  $\sigma_{i-1}$  sont des coefficients ne dépendant que de l'énergie  $\mathcal{E}_i$  et des grandeurs  $E_{i-1}$ ,  $v_{i-1}$ ,  $m_{i-1}^*$  et  $\gamma_{di}$ .

En remplaçant ces expressions dans l'équation [4.1], nous obtenons une expression de la forme :

$$[4.8] \quad a_{i-1} v_i^2 + b_{i-1} v_i + c_{i-1} = 0$$

Les coefficients  $a_{i-1}$ ,  $b_{i-1}$ ,  $c_{i-1}$  peuvent être déterminés en connaissant les différentes grandeurs physiques au pas précédent.

Cette façon d'écrire les équations régissant le fonctionnement physique du TEC permet de déterminer toutes les grandeurs à une abscisse  $x = i \cdot \Delta x$  lorsqu'on connaît ces mêmes grandeurs à l'abscisse  $x - \Delta x$ . En effet, il suffit de calculer les trois coefficients  $a_{i-1}$ ,  $b_{i-1}$  et  $c_{i-1}$  puis d'en déduire la valeur de la vitesse moyenne des porteurs à l'abscisse  $x = i \cdot \Delta x$ , en résolvant l'équation du second degré [4.8]. Le champ électrique est alors déterminé par l'équation [4.6], la densité de charges par l'équation [4.5] et enfin l'épaisseur équivalente du canal conducteur en utilisant l'équation [4.7]. Cette façon d'opérer a le mérite de ne pas générer d'instabilités numériques. Le calcul est ainsi mené de proche en proche de la source vers le drain.

La figure [4.1] donne l'organigramme de la procédure numérique

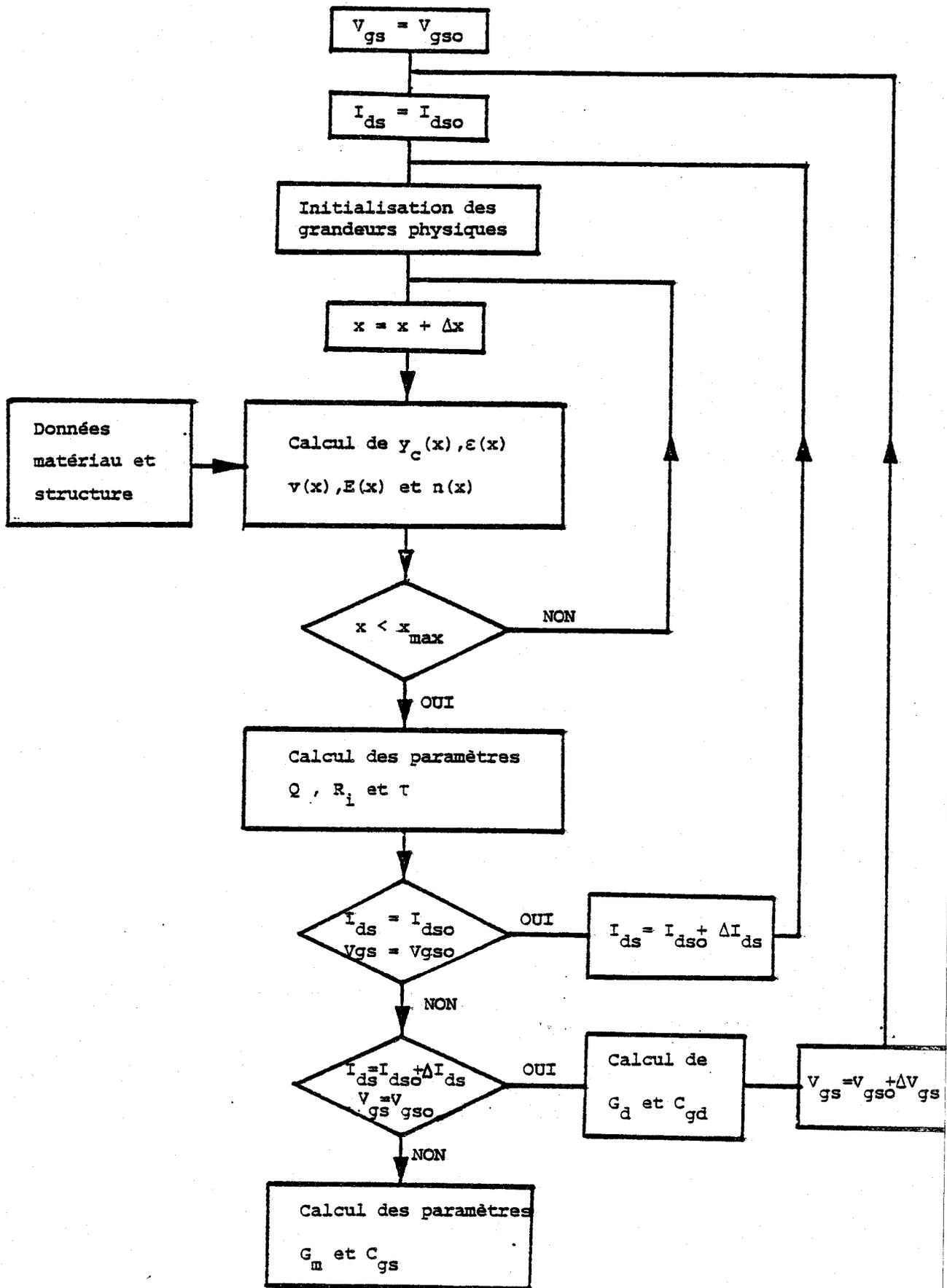


Figure [4.1] Organigramme de la méthode numérique permettant d'obtenir les caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  ainsi que les éléments principaux du schéma équivalent

BES  
LILLE

permettant d'obtenir les évolutions des différentes grandeurs dans le canal conducteur, pour un courant drain  $I_{ds}$  et une tension grille - source fixés. Lorsque ces grandeurs sont connues nous pouvons en déduire différents paramètres.

D'abord, nous calculons la tension drain - source  $V_{ds}$  par intégration numérique du champ électrique  $E(x)$  :

$$V_{ds} = \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}-1} \left( \frac{E_i + E_{i+1}}{2} \right) \Delta x$$

Nous avons donc accès de cette façon aux caractéristiques statiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$ . Nous calculons également la charge emmagasinée sous la grille dans la zone désertée par l'expression :

$$Q = qZNd \cdot \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}-1} \left( \frac{y_{di} + y_{di+1}}{2} \right) \Delta x$$

Nous avons donc accès aux évolutions de cette charge en fonction des tensions de grille et de drain. Nous pouvons alors déterminer, pour chaque point de fonctionnement, les paramètres du schéma équivalent petit signal d'un TEC.

Les figures [4.2] et [4.3] donnent ce schéma équivalent petit signal ainsi que la localisation des éléments de ce schéma équivalent dans la structure. Les résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  sont entièrement définies par les caractéristiques de la couche active et des

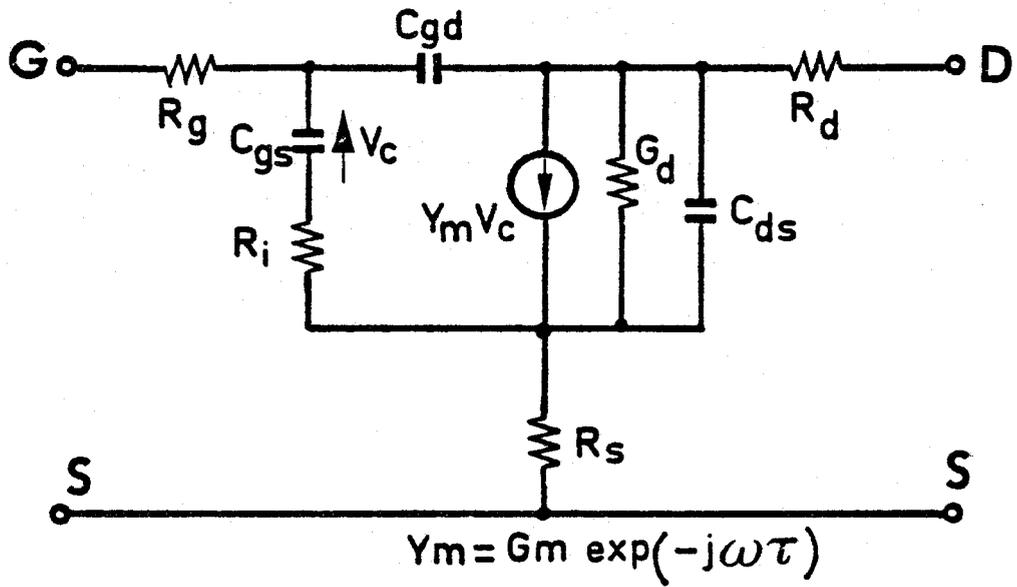


Figure [4.2] Schéma équivalent petit signal d'un T.E.C

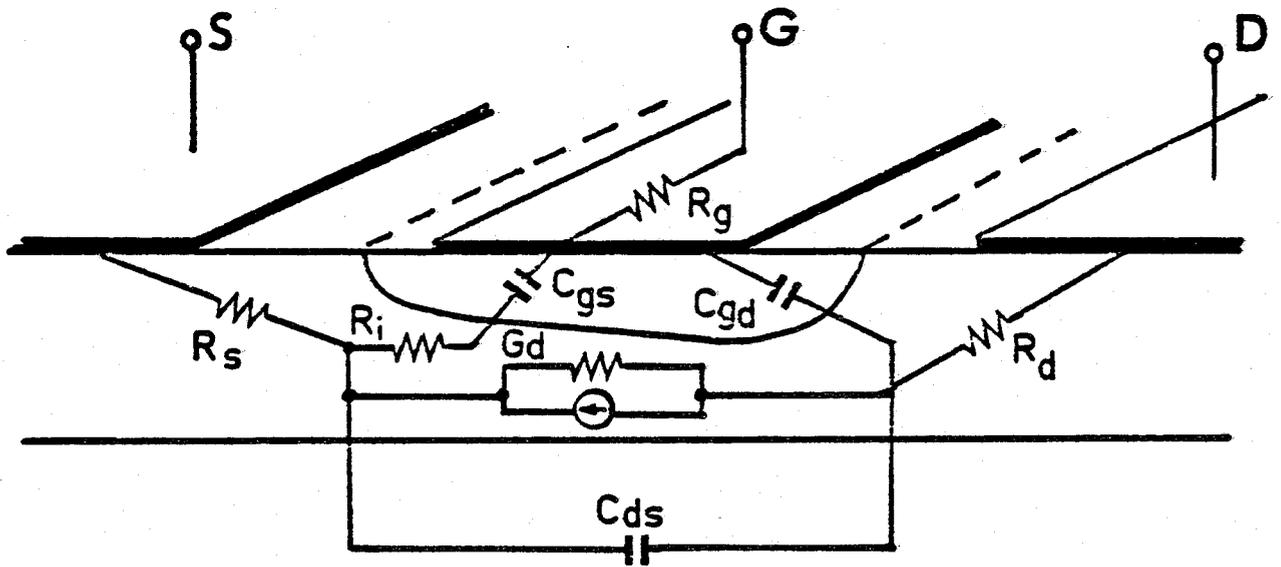


Figure [4.3] Localisation des éléments du schéma équivalent dans la structure

contacts de source et de drain. Ce sont donc des paramètres implicites de notre modèle. La résistance de métallisation de grille  $R_g$  ne dépend que de la structure de la grille et peut être calculée par une formule empirique [1]. Mise à part la capacité  $C_{ds}$ , notre procédure permet de calculer tous les autres paramètres, à savoir :

- la capacité  $C_{gs}$  définie par  $C_{gs} = - \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}}$

- la capacité  $C_{gd}$  s'exprimant par  $C_{gd} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}}$

- la transconductance  $G_m$  définie par  $G_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}}$

- la conductance de sortie,  $g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}}$

- la résistance  $R_i$

- le temps de transit  $\tau$ .

Les quatre premiers paramètres sont, pour un point de fonctionnement donné, calculés numériquement de la façon suivante. Connaissant, pour le point de fonctionnement les grandeurs  $V_{ds}$  et  $Q$ , nous les calculons de nouveau dans les deux cas suivants :

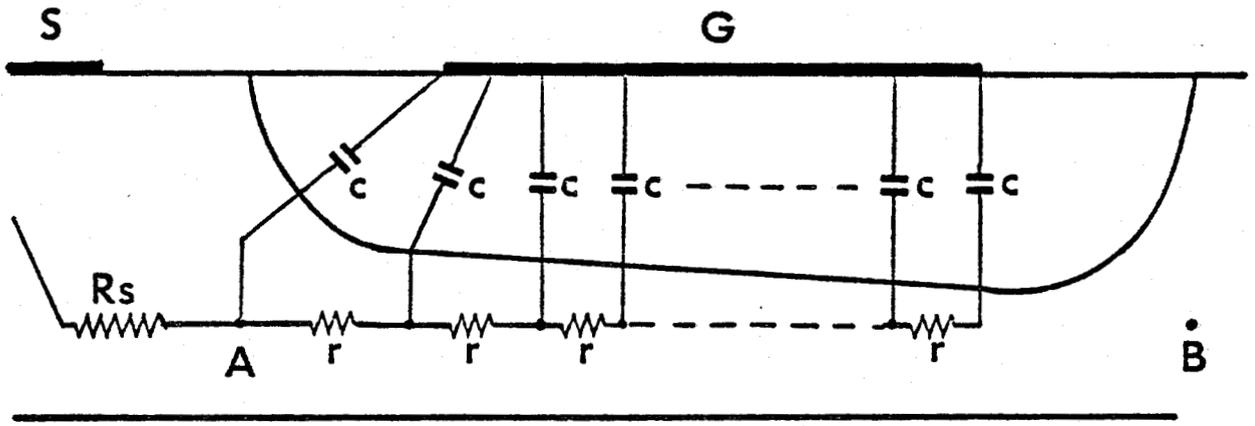


Figure [4.4] Représentation de la méthode permettant l'évaluation de la résistance  $R_i$

1) Le courant  $I_{ds}$  subit un accroissement  $\Delta I_{ds}$  et la tension  $V_{gs}$  est maintenue constante. La connaissance des nouvelles valeurs de  $V_{ds}$  et de  $Q$ , donc des variations  $\Delta V_{ds}$  et  $\Delta Q$  permet de calculer

$$g_d = \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{ds}} \quad \text{et} \quad C_{gd} = \frac{\Delta Q}{\Delta V_{ds}}$$

2) Le courant  $I_{ds}$  est maintenu constant et la tension  $V_{gs}$  subit un accroissement  $\Delta V_{gs}$ . Nous obtenons les nouvelles valeurs de  $V_{ds}$  et  $Q$  dont on peut déduire :

$$g_m = g_d \cdot \frac{\Delta V_{ds}}{\Delta V_{gs}} \quad \text{et} \quad C_{gs} = \frac{-\Delta Q + C_{gd}(\Delta V_{ds} - \Delta V_{gs})}{\Delta V_{gs}}$$

où  $\Delta V_{ds}$  et  $\Delta Q$  représentent les variations de la tension  $V_{ds}$  et de la charge  $Q$  induites par la variation  $\Delta V_{gs}$ .

Ces quatre paramètres étant calculés, il nous faut déterminer la résistance  $R_i$  qui résulte du caractère distribué de la commande de grille. Il est difficile de calculer cet élément avec précision mais notre modèle permet d'en faire une première estimation. Pour cela nous considérons que le circuit petit signal est constitué d'une ligne à éléments RC répartis et de la résistance  $R_s$  (fig [4. 4]). La résistance  $R_i$  est, par définition la partie réelle de l'impédance de la ligne, entre la grille et le point A.

.../...

En appliquant la théorie des lignes, cette impédance est donnée par :

$$Z = Z_0 \cdot \coth \gamma l$$

où  $Z_0$  et  $\gamma$  sont définis par :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{r}{j c \omega}} \quad \text{et} \quad \gamma = \sqrt{j \cdot r c \omega}$$

Dans ces expressions  $r$  et  $C$  représentent la résistance et la capacité par unité de longueur. Pour une structure et une fréquence de travail "classiques", nous pouvons remarquer que  $|\gamma l| \ll 1$ . Nous pouvons alors développer le terme  $\coth \gamma l$  en série en se limitant aux termes du troisième ordre. Nous obtenons :

$$Z = \frac{r \cdot l}{3} + j c \omega l$$

Dans cette expression  $r l / 3$  représente le tiers de la résistance du canal entre le point A et l'extrémité de la grille du côté drain. C'est cette expression que nous avons utilisé pour évaluer  $R_i$ . Nous avons donc :

$$R_i \neq \frac{1}{3} \cdot \frac{V(x_{lg}) - V(x_A)}{I_{ds}}$$

où  $V(x_{lg})$  représente le potentiel à l'extrémité de la grille et  $V(x_A)$  le potentiel au point A.

La connaissance des paramètres du schéma équivalent permet de déterminer la fréquence de coupure du gain en courant et le gain en puissance maximum disponible, donnés respectivement par :

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}}$$

et

$$G = \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 \cdot \frac{1}{4g_d(R_g + R_i + R_s + \pi f_c L_s) + 4\pi f_c C_{gd}(2R_g + R_i + R_s + 2\pi f_c L_s)}$$

Enfin, notre procédure permet d'obtenir le temps de transit des porteurs sous la zone désertée ainsi que la fréquence de transit correspondante.

$$\tau = \sum_{i=i_A}^{i_B-1} \frac{2\Delta x}{(v_i + v_{i+1})} \quad \text{et} \quad f_t = \frac{1}{2\tau}$$

où  $i_A$  et  $i_B$  représentent les indices de l'abscisse des points A et B (fig [4.4]). Nous donnerons par la suite la relation reliant les fréquences  $f_c$  et  $f_t$ .

Conclusion

Notre programme numérique permet la détermination des caractéristiques statiques  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$  et pour chaque point de ces caractéristiques le calcul des paramètres du schéma équivalent petit signal. L'exploitation a été effectuée sur deux calculateurs. Un calculateur de table HP 9 835 et un ordinateur IRIS 80. Dans le cas du minicalculateur, le temps nécessaire à l'obtention d'un point  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$  ainsi que des éléments du schéma équivalent est de l'ordre de trois minutes. Pour obtenir l'ensemble des caractéristiques, c'est-à-dire environ douze points par caractéristique à  $V_{gs}$  fixé et cinq valeurs de  $V_{gs}$ , le temps calcul est d'environ trois heures. Dans le cas de l'utilisation de l'IRIS 80, le temps de calcul nécessaire pour obtenir un point  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$  ainsi que les éléments du schéma équivalent est divisé d'un facteur supérieur à cent. Cette méthode de simulation, tout en prenant en compte les principaux phénomènes intervenant dans les transistors à grille submicronique est donc extrêmement simple à utiliser et peut l'être systématiquement en vue de réaliser l'optimalisation de la structure.

Tout ce que nous venons de voir suppose que le terme  $\frac{\mu kT}{q} \frac{dn}{dx}$  est négligé dans l'équation [3.13]. Dans le cas contraire, "la méthode du tir" n'est plus applicable car elle n'est pas stable numériquement. Pour évaluer l'importance de ce terme, une méthode numérique itérative, évidemment plus complexe a été mise au point. Cette méthode va être brièvement développée maintenant.

IV - 2 - LA METHODE ITERATIVE

Différents auteurs, [2], [3] ont décrit des méthodes de résolution numérique des équations classiques de l'électrocinétique lorsque les termes de diffusion ne sont plus négligés. Parmi ces

procédures nous avons choisi la méthode semi-implicite décrite par M. REISER [3] que nous avons adapté au cas particulier de notre modèle. En partant d'une solution initiale approchée, cette procédure consiste à simuler l'évolution temporelle des différentes grandeurs vers leur valeur statique correspondant au régime recherché. Les équations à résoudre sont alors les suivantes :

$$[4.9] \quad \frac{\partial}{\partial x} (y_{dc} \cdot n \cdot v) + \frac{\partial}{\partial E} (y_{dc} \cdot n) = 0$$

$$[4.10] \quad \frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon} (n - Nd)$$

$$[4.11] \quad v = \mu(\epsilon) \cdot E - \frac{\mu(\epsilon) \cdot kT}{q n} \frac{dn}{dx}$$

Il faut noter que nous recherchons les caractéristiques statiques du composant. Nous ne ferons donc pas intervenir les termes comportant des dérivées temporelles dans l'équation [4.11] et dans l'équation de conservation de l'énergie (permettant le calcul des coefficients de [4.11]) car ils ne sont pas nécessaires pour obtenir la convergence de la procédure.

Lorsque la méthode de résolution est semi-implicite, les équations précédentes s'écrivent sous forme de différences finies de la façon suivante :

$$[4.12] \quad \frac{y_{ci}^{k+1} \cdot n_i^{k+1} - y_{ci}^k \cdot n_i^k}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left( H_i^{k+1} + H_i^k \right)$$

où

$$H_i^k = \frac{y_{ci+1/2}^k \cdot n_{i+1/2}^k \cdot v_{i+1/2}^k - y_{ci-1/2}^k \cdot n_{i-1/2}^k \cdot v_{i-1/2}^k}{\Delta x}$$

et

$$H_i^{k+1} = \frac{y_{ci+1/2}^k \cdot n_{i+1/2}^{k+1} \cdot v_{i+1/2}^k - y_{ci-1/2}^k \cdot n_{i-1/2}^{k+1} \cdot v_{i-1/2}^k}{\Delta x}$$

$$[4.13] \quad v_{i+1}^k + v_{i-1}^k - 2v_i^k = \frac{\Delta x^2 \cdot g}{\varepsilon} \cdot (n_i^k - n_d)$$

$$[4.14] \quad v_i^k = \mu(\epsilon_i^k) E_i^k - \frac{\mu(\epsilon_i^k) \cdot kT(\epsilon_i^k)}{q n_i^k} \left( \frac{n_{i+1/2}^k - n_{i-1/2}^k}{\Delta x} \right)$$

Nous pouvons alors introduire l'expression [4.14] de  $v_i^k$  dans [4.12]. L'équation [4.12] se met alors sous la forme :

$$[4.15] \quad \alpha_i^k \cdot n_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k \cdot n_i^{k+1} + \gamma_i^k \cdot n_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k$$

Dans ces expressions, un élément de la forme  $A_i^k$  représente la grandeur A à l'abscisse  $x = i \cdot \Delta x$  et au temps  $t = k \cdot \Delta t$ .

Connaissant les différentes grandeurs à chaque abscisse à l'instant t, nous pouvons calculer les coefficients  $\alpha_i^k, \beta_i^k, \gamma_i^k, \delta_i^k$  puis la densité de charges en chaque point à l'instant  $t + \Delta t$  en résolvant l'équation [4.15] par la méthode du double balayage de CHOLEWSKI [4]. La tension drain - source  $V_{ds}$  étant fixée, le potentiel  $V_i^{k+1}$  est calculé à chaque abscisse par résolution de l'équation de POISSON [4.13]. Cette résolution est également effectuée par double balayage. Connaissant l'évolution du potentiel, nous déterminons le champ électrique à l'instant  $t + \Delta t$  pour chaque point puis l'épaisseur  $Y_i^{k+1}$  de la même façon que dans la "méthode du tir". Enfin, nous calculons la vitesse  $v_i^{k+1}$  après avoir déterminé l'énergie  $\epsilon_i^{k+1}$  grâce à l'équation :

$$[4.16] \quad \epsilon_i^{k+1} = \epsilon_{i-1}^{k+1} + \frac{\Delta x}{1 + \left( \frac{d kT}{d \epsilon} \right)_{i-1}^{k+1}} \left( q E_i^{k+1} - \frac{\epsilon_{i-1}^{k+1} - \epsilon_0}{v_{i-1}^{k+1} \cdot T_\epsilon(\epsilon_{i-1}^{k+1})} \right)$$

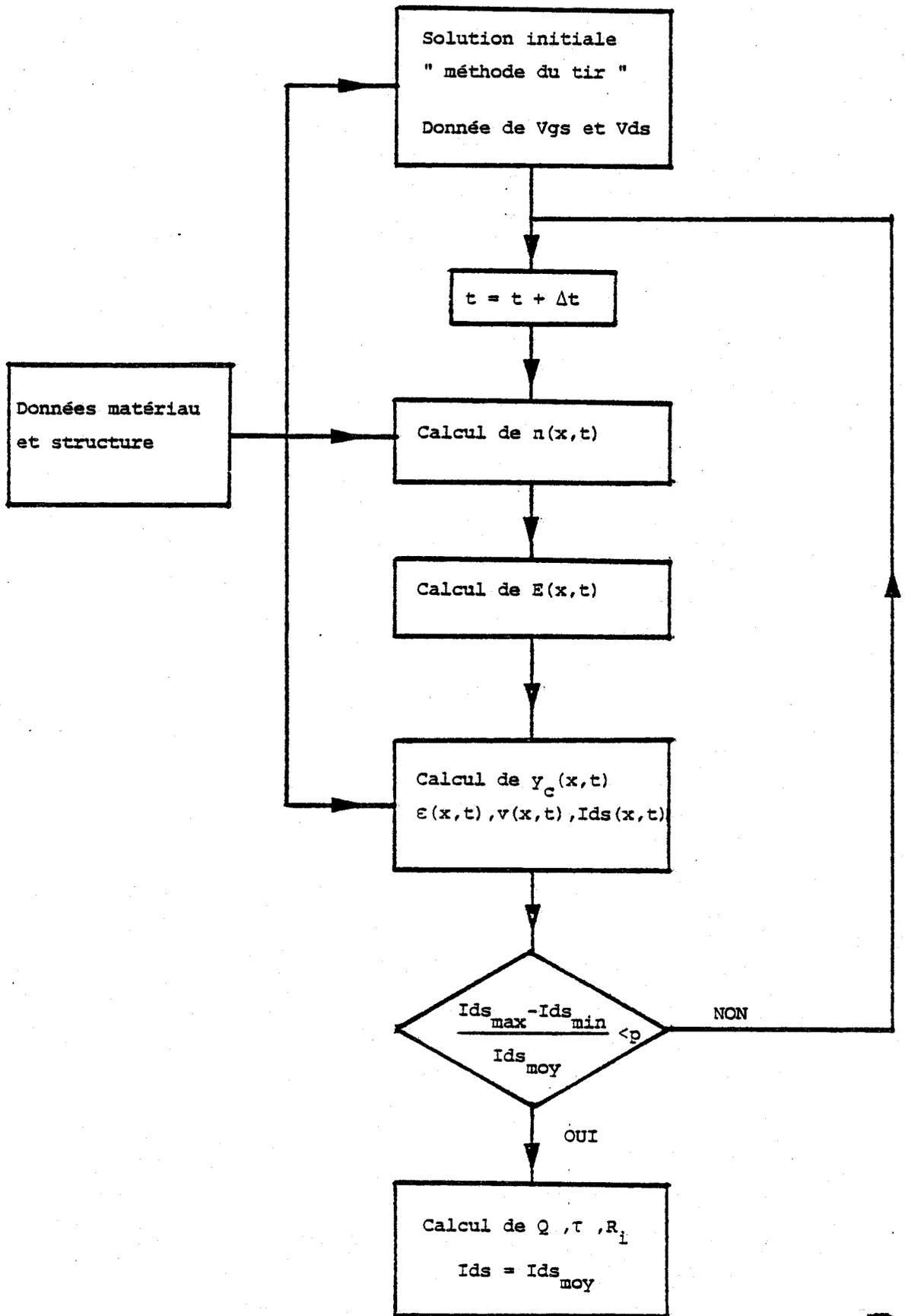


Figure [4.5] Organigramme de la méthode numérique qui permet d'obtenir les caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  lorsque le terme de diffusion de porteurs est pris en compte

BUS  
LILLE

L'organigramme de cette méthode de calcul est représenté sur la figure [4.5]. La solution approximative initiale est donnée par la "méthode du tir". Le calcul est arrêté lorsque le courant est pratiquement constant dans tout le composant, c'est-à-dire lorsque :

$$\frac{|I_{d \text{ Max}} - I_{d \text{ Min}}|}{I_{d \text{ Moy}}} < p$$

où  $I_{d \text{ Max}}$  représente le courant maximal,  $I_{d \text{ Min}}$  le courant minimal,  $I_{d \text{ Moy}}$  le courant moyen dans le composant et  $p$  la précision désirée.

Cette méthode ne converge que si le pas de discrétisation du temps  $\Delta t$  vérifie la condition :

$$\Delta t < \tau = \frac{\epsilon}{q \mu_0 n}$$

Dans le cas de l'arséniure de gallium, et pour un dopage de  $10^{23} \text{ At} \cdot \text{m}^{-3}$ , le temps de relaxation diélectrique  $\tau$  est égal à  $1 \cdot 510^{-14} \text{ s}$ .

Cette condition étant vérifiée, une précision de 2 % est obtenue après 40 à 50 itérations. Compte tenu de la non linéarité importante des équations à résoudre, de la limitation du pas  $\Delta x$  pour que le nombre de points de calcul reste raisonnable et enfin des erreurs introduites par la méthode elle-même, il semble qu'une précision inférieure à 1 % soit difficile à obtenir. Cette limitation de la précision implique

que le calcul de la conductance de sortie  $G_d$  par cette méthode est très délicat.

En pratique, étant donné l'importance des temps de calcul pour obtenir la convergence de la procédure, ce programme n'a été utilisé que pour estimer l'influence du terme de diffusion de porteurs, l'exploitation systématique ayant été effectuée avec le programme le plus simple décrit précédemment.

### Conclusion

Nous venons de décrire les deux méthodes de résolution numérique des équations fondamentales que nous avons mises au point et qui permettent d'obtenir l'évolution des grandeurs physiques dans le canal conducteur du TEC. La première méthode qui ne nécessite que des temps de calcul brefs, permet en outre de déterminer de façon simple les éléments du schéma équivalent petit signal pour chaque point de fonctionnement. La deuxième méthode qui prend en compte le terme de diffusion des porteurs dans l'équation de conservation du moment permet surtout de déterminer l'influence de ce terme et de délimiter le domaine de validité de la première méthode.

Nous allons maintenant aborder l'étude des résultats de l'exploitation de ces modèles.

REFERENCES

- [1] H. FUKUI - BEL Syst. Tech. Journal vol 58 n° 3 p 771 (1979)
- [2] C. M. LEE, R. J. LOMAX and G. I. HADDAD - IEEE Trans.  
Microwave Theorie and Tech. vol MTT 22 n° 3 p 160 (1974)
- [3] M. REISER - Computer Methods in Applied Mechanics and  
Engineering 1 p 17 (1972)
- [4] E. L. WACHPRESS - Mathematical method for digital computers -  
Wiley, New-York - chap 10 (1967)

CHAPITRE V

## V - ETUDE DU FONCTIONNEMENT PHYSIQUE DU TEC A GRILLE SUBMICRONIQUE

### INTRODUCTION

Dans ce paragraphe nous étudions le fonctionnement du transistor à effet de champ à grille submicronique en analysant les évolutions, dans le canal conducteur, des grandeurs physiques fondamentales obtenues en exploitant la procédure décrite dans le paragraphe précédent. Nous pouvons ainsi préciser de façon quantitative l'importance du phénomène de survitesse en fonction :

- des paramètres géométriques tels que la longueur de la grille  $L_g$  et l'épaisseur de la couche active  $a$  ;
  
- des paramètres physiques comme la densité d'impuretés ;
  
- des tensions grille - source  $V_{gs}$  et grille - drain  $V_{ds}$ .

Afin de préciser la validité du modèle simplifié, nous étudions également l'influence de la prise en compte, dans l'équation de conservation du moment, des termes comportant des dérivées spatiales.

Cette analyse du fonctionnement d'un TEC à grille courte nous permettra d'expliquer les évolutions de ses caractéristiques statiques et hyperfréquences dont l'étude fera l'objet du prochain paragraphe.

V - 1 - EVOLUTIONS CARACTERISTIQUES DES GRANDEURS PHYSIQUES  
DANS LE CANAL CONDUCTEUR

La figure [5.1] représente pour un point de fonctionnement typique, les évolutions dans le canal conducteur des grandeurs suivantes :

a) le champ électrique  $E(x)$  et le terme de relaxation de l'énergie  $\frac{\xi - \xi_0}{\sigma \cdot \tau_e}$  ;

b) la vitesse moyenne des porteurs  $v(x)$  ;

c) l'énergie moyenne  $\xi(x)$  et l'énergie  $\xi(E(x))$  obtenue en régime stationnaire pour le champ électrique  $E(x)$  ;

d) la mobilité moyenne  $\mu(\xi(x))$  ;

e) la densité de charges libres  $n(x)$  ;

f) l'épaisseur du canal équivalent  $y_c(x)$ .

Ces évolutions nous permettent de mieux comprendre le fonctionnement des TEC à grille ultra-courte. Nous remarquons d'abord que l'évolution de la vitesse moyenne présente deux zones distinctes. Sous les trois premiers quarts de la grille, celle-ci présente une valeur élevée, de l'ordre de  $3 \cdot 10^5$  m/s, avant de diminuer rapidement pour atteindre  $10^5$  m/s sous le dernier quart. Etudions ces deux zones plus précisément.

.../...

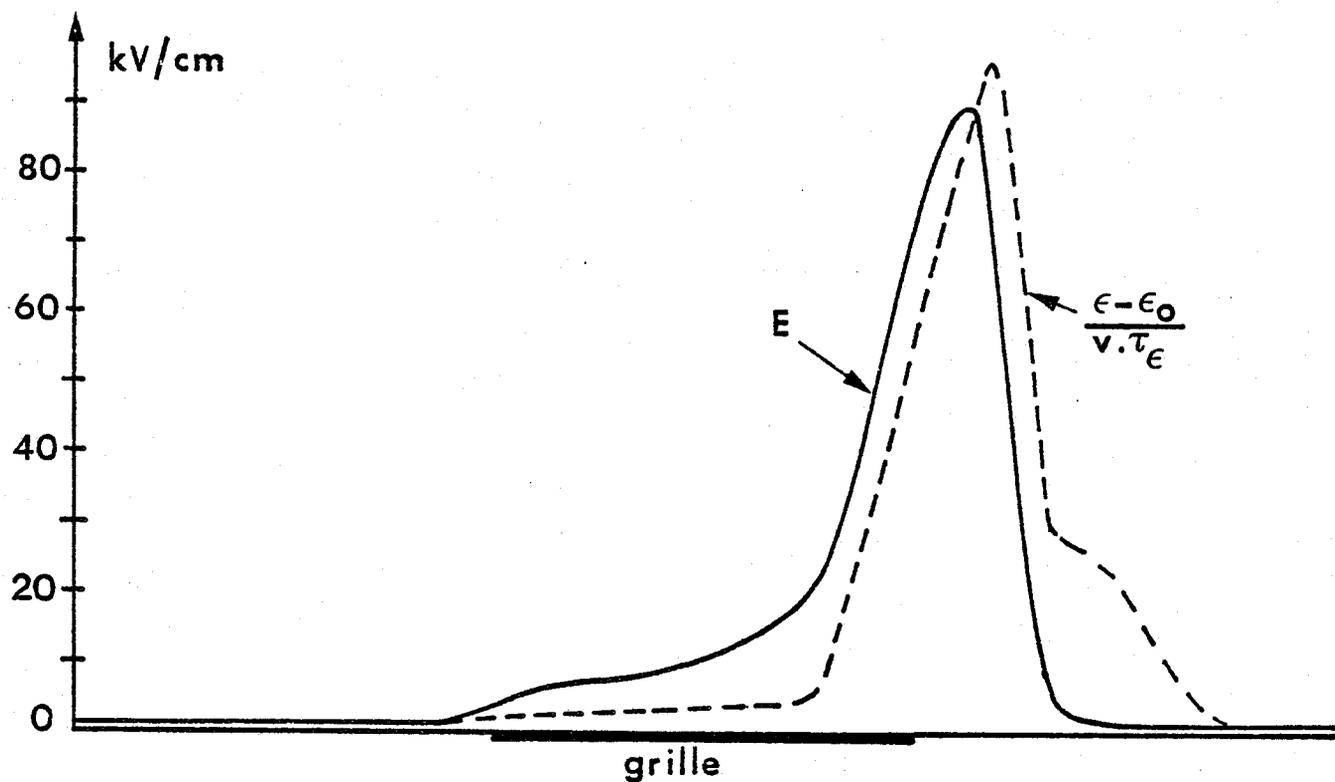


Figure [5.1a] Le champ électrique et le terme de relaxation de l'énergie

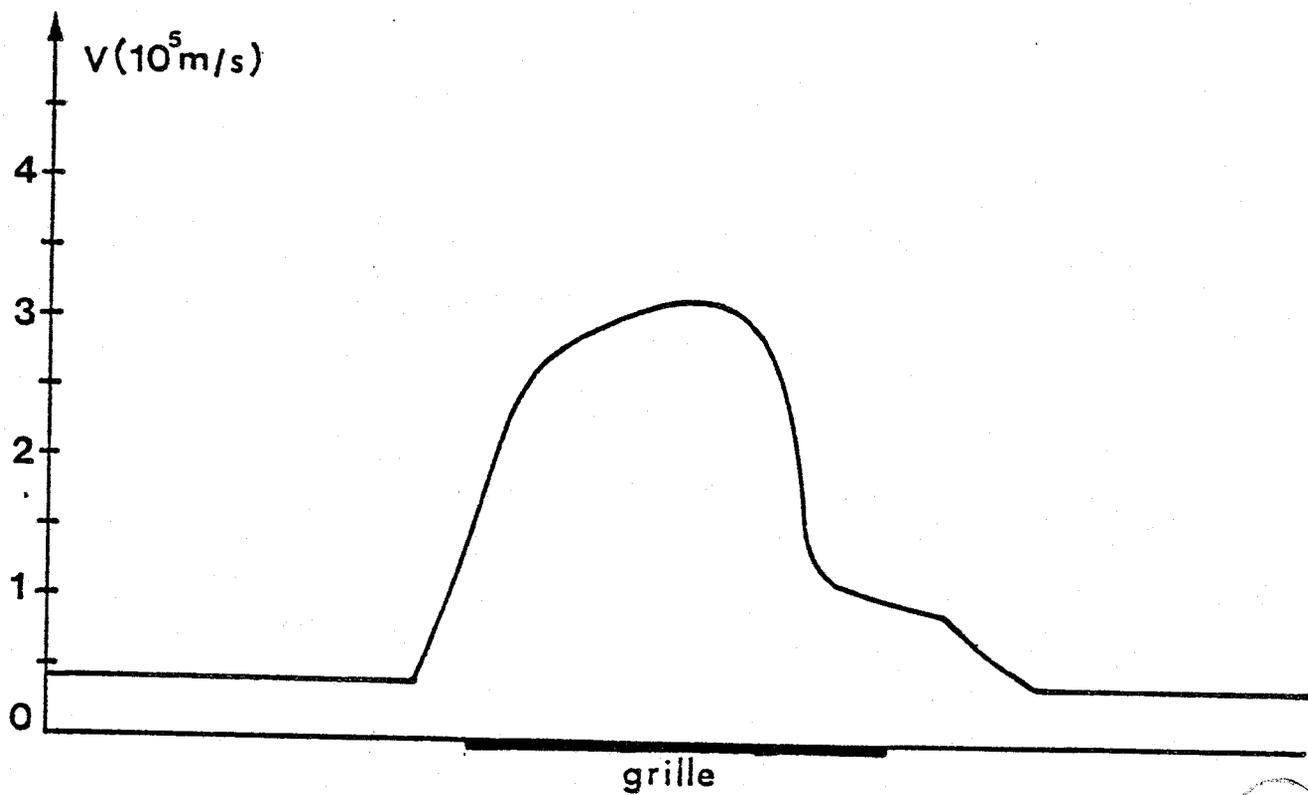


Figure [5.1b] La vitesse moyenne



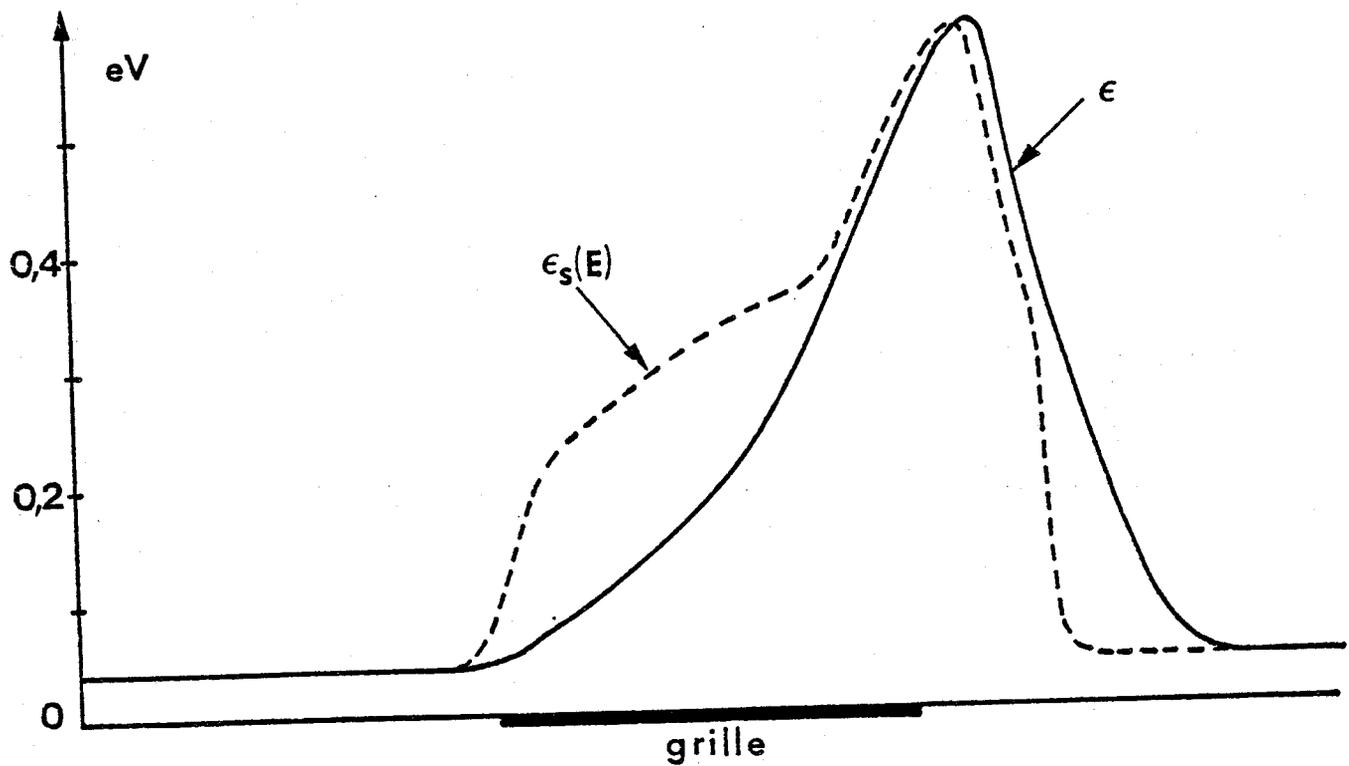


Figure [5.1c] L'énergie moyenne et la pseudo énergie stationnaire

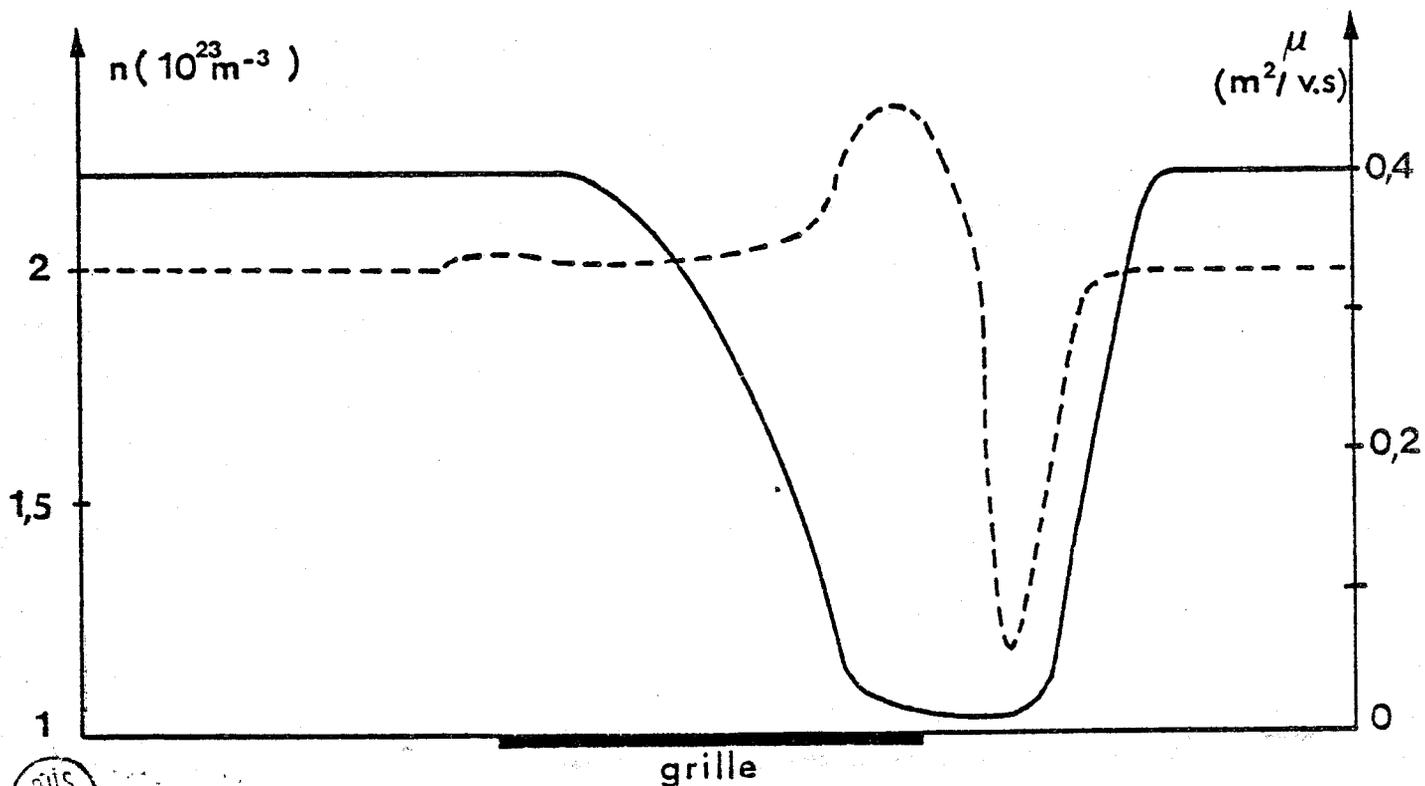


Figure [5.1d,e] La mobilité moyenne et la densité de porteurs libres



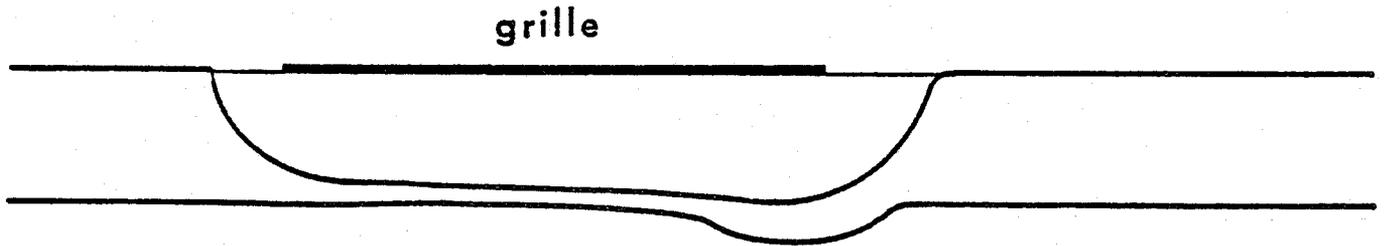


Figure [5.1f] L'épaisseur du canal équivalent

Figure [5.1] Evolutions des principales grandeurs physiques dans le canal conducteur

$$L_g = 0,5 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$(-V_{gs} + V_b) / W_{oc} = 0,7 \quad V_{ds} = 2 \text{ V}$$



Dans la première, l'énergie moyenne croît mais reste inférieure à  $\Delta \epsilon_{\Gamma L} = 0,33 eV$ , écart énergétique entre le bas des vallées  $\Gamma$  et L. Ceci implique donc que dans cette partie du composant, les porteurs restent en majorité en vallée  $\Gamma$ , bien que le champ électrique soit de l'ordre de 7 à 10 kv/cm. Conformément aux principes physiques régissant le phénomène de survitesse, l'énergie moyenne des porteurs en un point  $x_0$ ,  $\epsilon(x_0)$ , reste inférieure à l'énergie  $\epsilon_s[E(x_0)]$  qu'auraient les porteurs dans un champ uniforme de valeur  $E(x_0)$  en régime stationnaire (fig [5.1.c]). Dans cette zone, la mobilité moyenne des porteurs  $\mu(\epsilon(x))$  reste proche de sa valeur en champ faible  $\mu_0$ . Ainsi, la conjugaison d'un champ électrique important et d'une mobilité élevée confère aux porteurs une vitesse moyenne importante, bien supérieure à la vitesse maximum  $V_p$  qu'ils peuvent atteindre en champ uniforme ( $V_p = 1.7 \cdot 10^5$  m/s).

Nous pouvons remarquer que dans cette zone, les porteurs ne perdent pratiquement pas d'énergie dans leurs interactions avec le réseau. En effet, d'après l'équation classique de conservation de l'énergie,

$$[5.1] \quad \frac{d\epsilon}{dx} = qE - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\nu \cdot \tau_\epsilon}$$

le terme  $\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\nu \cdot \tau_\epsilon}$  représente le taux de perte d'énergie des porteurs dans leurs collisions avec le réseau. Celui-ci reste, dans la zone à vitesse élevée, largement inférieur à  $E(x)$  (fig [5.1.a]). Ainsi l'énergie croît pratiquement proportionnellement au champ électrique  $E(x)$ . Cette augmentation de l'énergie moyenne des porteurs provoque, lorsque la valeur  $\Delta \epsilon_{\Gamma L}$  est atteinte, la fin de la période de survitesse.

En effet, lorsque  $\mathcal{E}(x)$  devient supérieure à  $\Delta \mathcal{E}_{FL}$ , c'est-à-dire sous le dernier quart de la grille, les populations respectives des vallées  $\Gamma$  et L s'inversent et les porteurs se transfèrent en majorité dans les vallées L et X. Il s'ensuit une diminution rapide de la mobilité, et malgré la croissance du champ électrique, de la vitesse moyenne. Dans cette zone, les porteurs ont pratiquement atteint leur état stationnaire :  $\mathcal{E}_s[E(x)] \neq \mathcal{E}(x)$ .

Cette diminution rapide de la vitesse moyenne a deux effets :

- le premier est une augmentation de la densité de porteurs libres à laquelle est liée une augmentation de la valeur du champ électrique,
- le second est une injection de porteurs dans la couche tampon induisant ainsi une augmentation de la largeur du canal équivalent.

Les porteurs, chauds, parviennent alors à l'extrémité de la grille où le canal s'élargit brusquement. La vitesse moyenne évoluant peu, la conservation du flux de charges entraîne une diminution de la densité de porteurs qui devient inférieure à la densité d'impuretés ce qui induit une phase de décroissance du champ électrique.

Les porteurs perdent alors plus d'énergie dans leurs interactions avec le réseau qu'ils en gagnent en se déplaçant dans le champ électrique ; l'énergie moyenne décroît également. Cette décroissance s'accompagne d'un retour des électrons dans la vallée  $\Gamma$  donc d'une augmentation de la mobilité moyenne de la population. Cette phase de retour à l'équilibre se termine lorsque toutes les grandeurs retrouvent

.../...

les valeurs qu'elles avaient dans l'espace source - grille.

En résumé, le transit des porteurs se décompose en trois phases :

- La première est une phase de survitesse, tant que l'énergie, dont la croissance est proportionnelle à la valeur du champ électrique reste inférieure à  $\Delta E_{FL}$  ;

- Dans la deuxième, la majorité des porteurs est transférée dans les vallées supérieures, la vitesse moyenne décroît rapidement alors que le champ électrique croît fortement ;

- La troisième phase consiste en un retour à l'équilibre lorsque le canal s'élargit à l'extrémité de la grille du côté du drain.

Remarque :

Ce type d'évolution est quelque peu différent de ce que nous avons publié par ailleurs, ce qui est dû uniquement à la prise en compte des effets d'injection dans la couche tampon.

Ce principe général de fonctionnement peut être observé dans tous les cas. Néanmoins, suivant les valeurs respectives des paramètres technologiques et des polarisations de grille et de drain, l'importance de la phase de survitesse peut être variable. L'influence de ces différents paramètres va donc être analysée maintenant.

.../...

## V - 2 - INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

### V - 2.1 - La longueur de la grille

Comme l'ont montré toutes les études sur le transistor à effet de champ, la longueur de la grille est un paramètre qui intervient de façon primordiale sur les propriétés du composant. Il est donc très important de mettre en évidence l'influence de ce paramètre sur le comportement dynamique des porteurs dans le canal.

La figure [5.2] représente les variations spatiales de la vitesse moyenne des porteurs, de leur énergie moyenne et du champ électrique pour des TEC de longueurs de grille de 0,25, 0,5 et 1 micron.

Nous pouvons observer une croissance très sensible de la vitesse moyenne des porteurs lorsque la longueur de la grille diminue. Ce phénomène résulte directement de la prise en compte des phénomènes de dynamique non stationnaire. En effet, lorsque l'on utilise la relation classique, obtenue en champ uniforme, entre la vitesse des porteurs et le champ électrique, la vitesse moyenne ne peut dépasser sa valeur "pic" ( $1,7 \cdot 10^5$  m/s) et ceci quelle que soit la longueur de la grille.

Pour expliquer la raison de cette croissance de la vitesse moyenne lorsque la longueur de grille  $L_g$  diminue, nous pouvons examiner les évolutions spatiales de l'énergie moyenne et du champ électrique. En fonction de l'abscisse réduite  $x/L_g$ , la croissance de l'énergie sous la grille est pratiquement indépendante de  $L_g$ . En particulier,

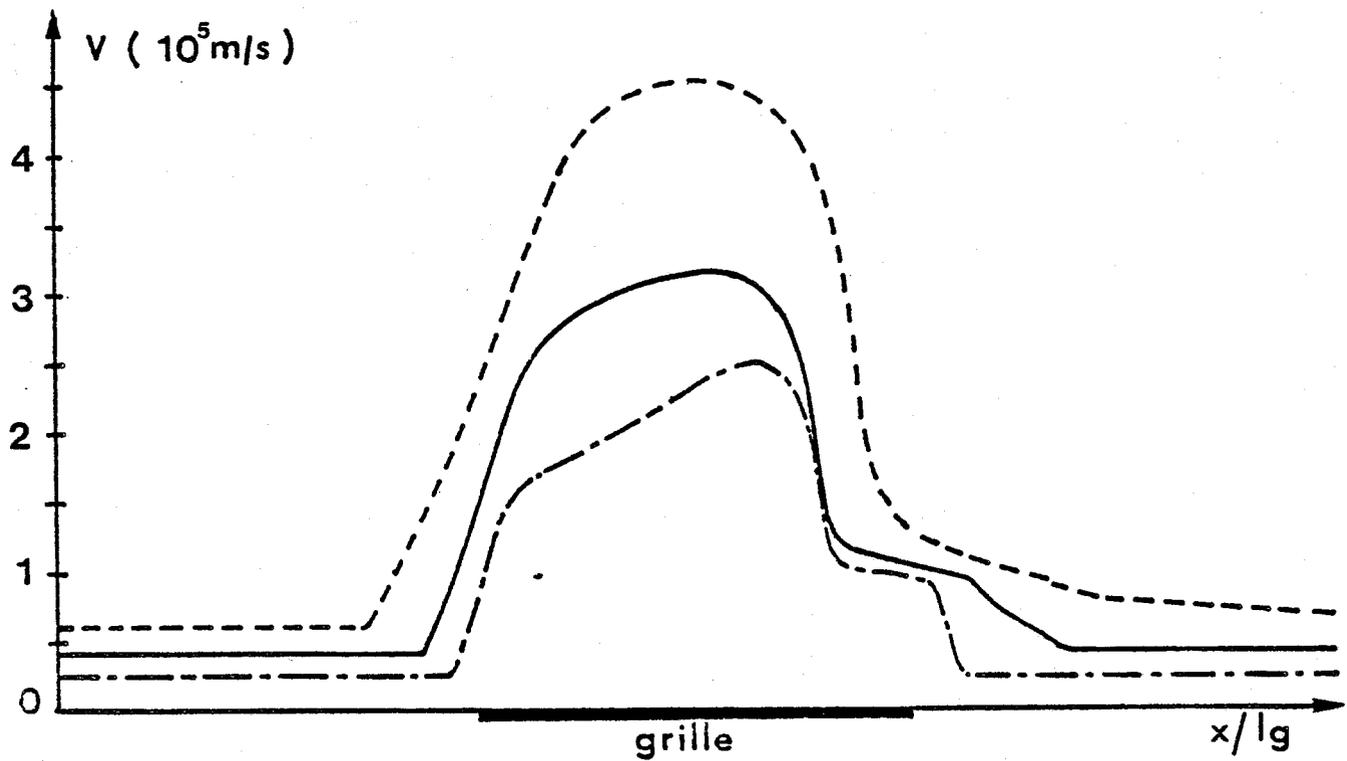


Figure [5.2a] La vitesse moyenne des porteurs

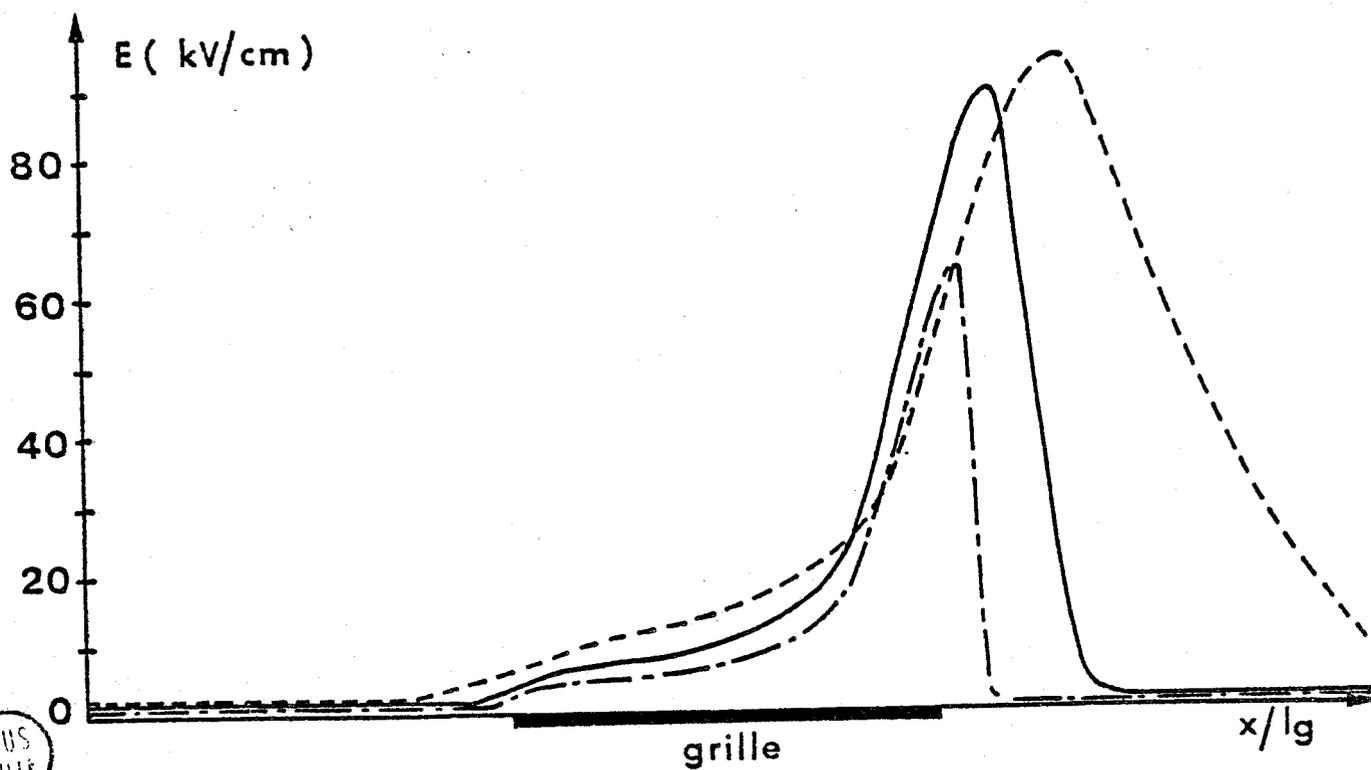


Figure [5.2b] Le champ électrique

BUS  
LILLE

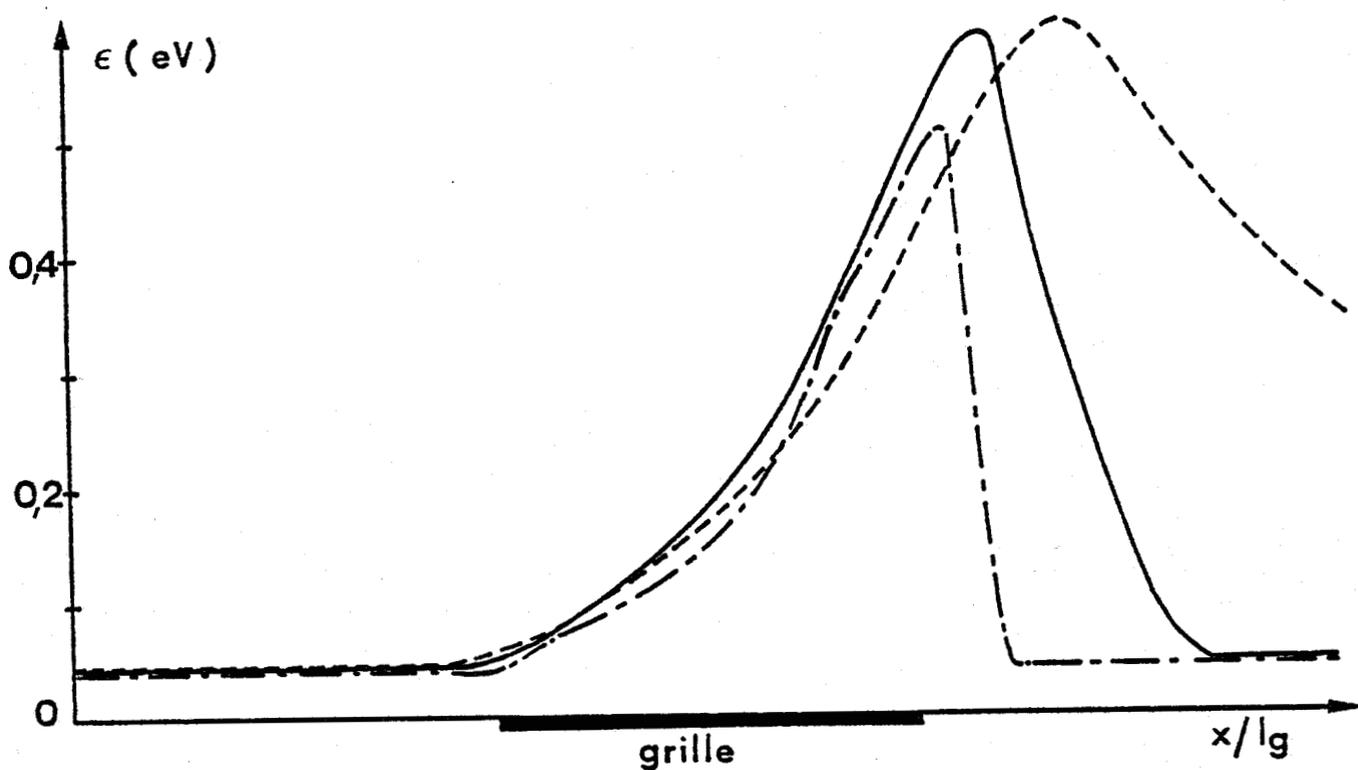


Figure [5.2c] L'énergie moyenne des porteurs

Figure [5.2] Evolutions des principales grandeurs physiques dans le canal conducteur en fonction de la longueur de la grille

$$a = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3 \quad (-V_{gs} + V_b) / W_{\infty} = 0,7$$

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

- $L_g = 0,25 \mu$
- $L_g = 0,5 \mu$
- · - · -  $L_g = 1 \mu$

l'énergie  $\Delta \mathcal{E}_{rL}$  est toujours atteinte aux environs de  $3Lg/4$ . Dans la zone de survitesse, les pertes d'énergie par chocs sont négligeables en première approximation et nous pouvons écrire :

$$[5.2] \quad \Delta \mathcal{E}_{rL} = q \bar{E} \cdot \frac{3Lg}{4}$$

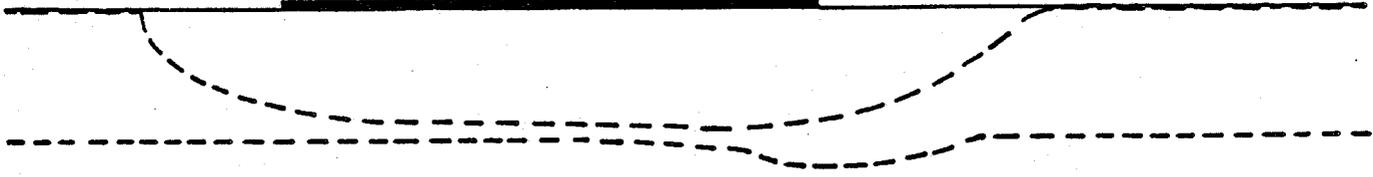
Dans cette expression,  $\bar{E}$  représente le champ électrique moyen dans la zone de survitesse. Cette expression montre que la valeur du produit  $\bar{E} \cdot Lg$  est fixée. Il en résulte que plus la longueur de la grille est petite, plus la valeur de  $\bar{E}$  est élevée. Cette croissance du champ électrique sous la grille quand la longueur de celle-ci diminue est bien visible sur la figure [5.2] .

La mobilité moyenne, étant pratiquement égale à la mobilité en champ faible lorsque l'énergie moyenne reste inférieure à  $\Delta \mathcal{E}_{rL}$  , il est clair que toute augmentation du champ électrique sera accompagnée d'une augmentation de la vitesse moyenne.

Il apparaît donc nettement que la diminution de la longueur de la grille exalte les effets de survitesse.

Lorsque la longueur de la grille diminue un deuxième effet, défavorable celui-là, peut être également observé. La figure [5.3] représente la forme du canal conducteur  $y_c(x)$  pour diverses longueurs de grille en fonction du paramètre  $x/Lg$ . Nous remarquons que plus la grille est courte, plus les zones désertées de part et d'autre de celle-ci ont une grande importance relative. La présence de ces

grille



grille



grille

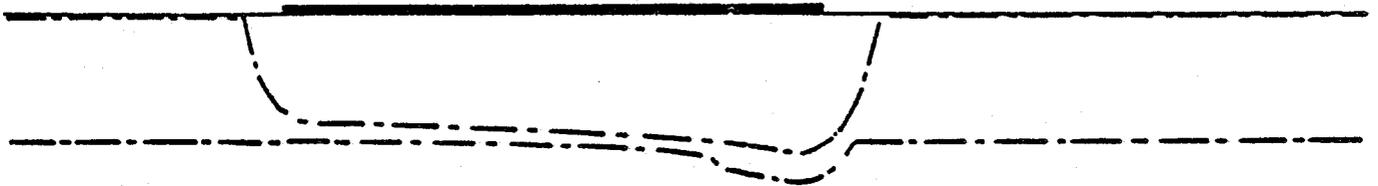


Figure [5.3] Représentation de l'épaisseur du canal conducteur en fonction de la longueur de la grille  
Les paramètres des points de fonctionnement sont identiques à ceux de la figure [5.2]

- $L_g = 0,25 \mu$
- $L_g = 0,5 \mu$
- $L_g = 1 \mu$

zones désertées "de bords" a deux effets principaux. Le premier est un allongement de la longueur effective de la grille. Le second est une augmentation relative de la quantité de charges emmagasinée dans ces zones. Il en résulte une contribution plus grande aux capacités Cgs et Cgd comme nous le verrons par la suite.

### V - 2.2 - L'épaisseur de la couche active

Lorsque l'épaisseur de la couche active varie, la tension de pincement  $W_{oo}$  varie également. Pour une même valeur de  $V_{gs}$ , les ouvertures réelles  $Y_c$  et relatives  $Y_c/a$  varient et le problème de la recherche d'un critère de comparaison se pose avec acuité. Recherchant l'influence intrinsèque d'un paramètre technologique sur les évolutions des différentes grandeurs physiques, nous avons choisi d'effectuer les comparaisons à ouverture relative du canal constante, c'est-à-dire lorsque le rapport  $(|V_{gs}| + V_B) / W_{oo}$  est constant. La figure [5.4] représente, pour deux valeurs de l'épaisseur  $a$ , les évolutions de la vitesse moyenne des porteurs. Lorsque l'épaisseur  $a$  diminue, nous constatons que le profil de la vitesse présente une valeur maximale plus élevée mais qu'il est plus inhomogène. Ainsi les vitesses moyennes sont pratiquement identiques. Le champ électrique et l'énergie moyenne des porteurs ne présentent pas de différences sensibles mise à part une croissance quelque peu plus rapide dans le cas de l'épaisseur la plus faible. Ce phénomène est dû principalement à une variation relative plus importante de l'épaisseur du canal équivalent lorsque  $a$  diminue.

### V - 2.3 - La densité d'impuretés

Une variation de la densité d'impuretés induisant également une modification de la tension de pincement, les comparaisons seront également effectuées à  $(|V_{gs}| + V_B) / W_{oo}$  constant. La figure [5.5]

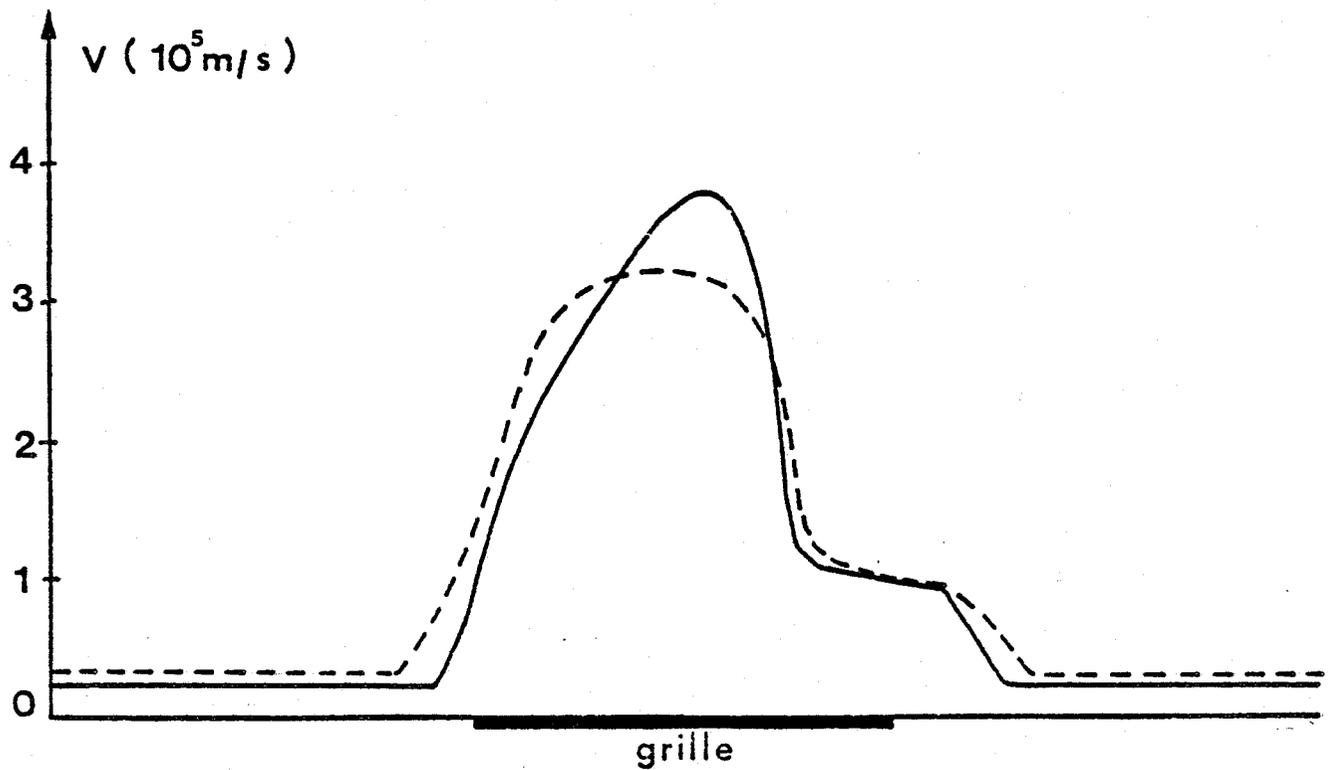


Figure [5.4] Evolutions de la vitesse moyenne des porteurs en fonction de l'épaisseur de la couche active

$$L_g = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$\frac{(-V_{gs} + V_b)}{W_{oo}} = 0,7 \quad V_{ds} = 2 \text{ V}$$

--- a = 0,16 μ      ——— a = 0,08 μ

représente les évolutions de la vitesse moyenne, du champ électrique, de l'énergie moyenne, et de la hauteur du canal équivalent pour des densités d'impuretés variant de 1 à  $3 \cdot 10^{23}$  At/m<sup>3</sup>. Alors que la concentration en impuretés n'influe pratiquement pas sur les évolutions du champ électrique et de l'énergie dans la zone où les porteurs sont en survitesse, la vitesse moyenne présente, au contraire, dans cette zone une croissance importante lorsque la densité d'impuretés diminue. Cet effet est dû à la diminution de la mobilité en champ faible lorsque la densité d'impuretés croît. En un point donné sous la grille il est possible de vérifier que pour deux densités d'impuretés, le rapport des vitesses est égal au rapport des mobilités.

Il semble donc que l'utilisation de couches de faible dopage, donc possédant des mobilités importantes soit favorable, mais plusieurs effets antagonistes sont également introduits. Un de ces effets est mis en évidence par la représentation de la forme du canal équivalent  $y_c(x)$  (fig [5.5]). Nous remarquons que l'épaisseur de la zone désertée est plus faible et varie moins en fonction de  $x$  lorsque le dopage est important. Pour expliquer cet effet, remarquons que de façon approximative, l'épaisseur de la zone désertée peut s'écrire :

$$y_d(x) = a \sqrt{\frac{V_{gs} + V_B + V(x)}{W_{00}}}$$

où  $V_{gs}$  est la tension grille-source,  $V_B$  la différence de potentiel de contact métal - semiconducteur,  $V(x)$  la différence de potentiel entre un point d'abscisse  $x$  dans le canal et la source,  $a$  l'épaisseur de la couche et  $W_{00}$  le potentiel de pincement.

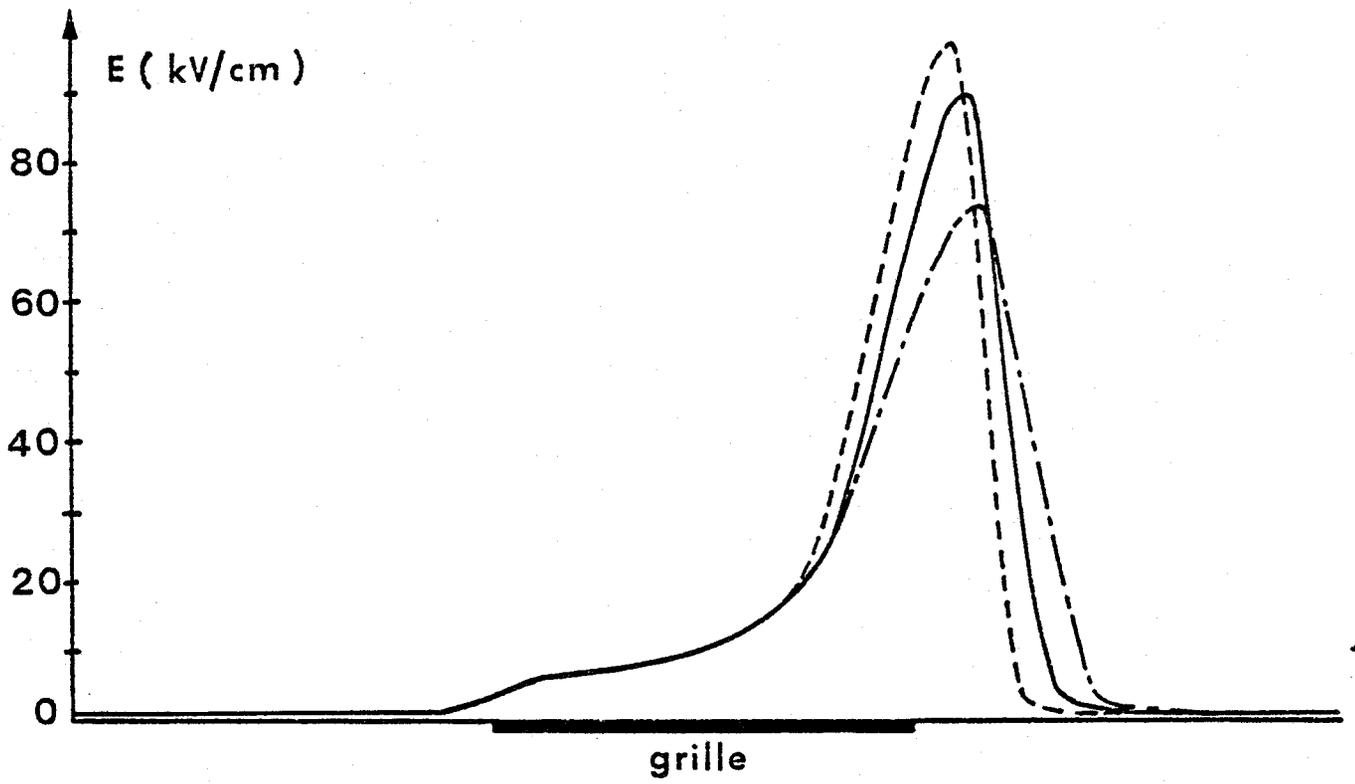


Figure [5.5a] Le champ électrique

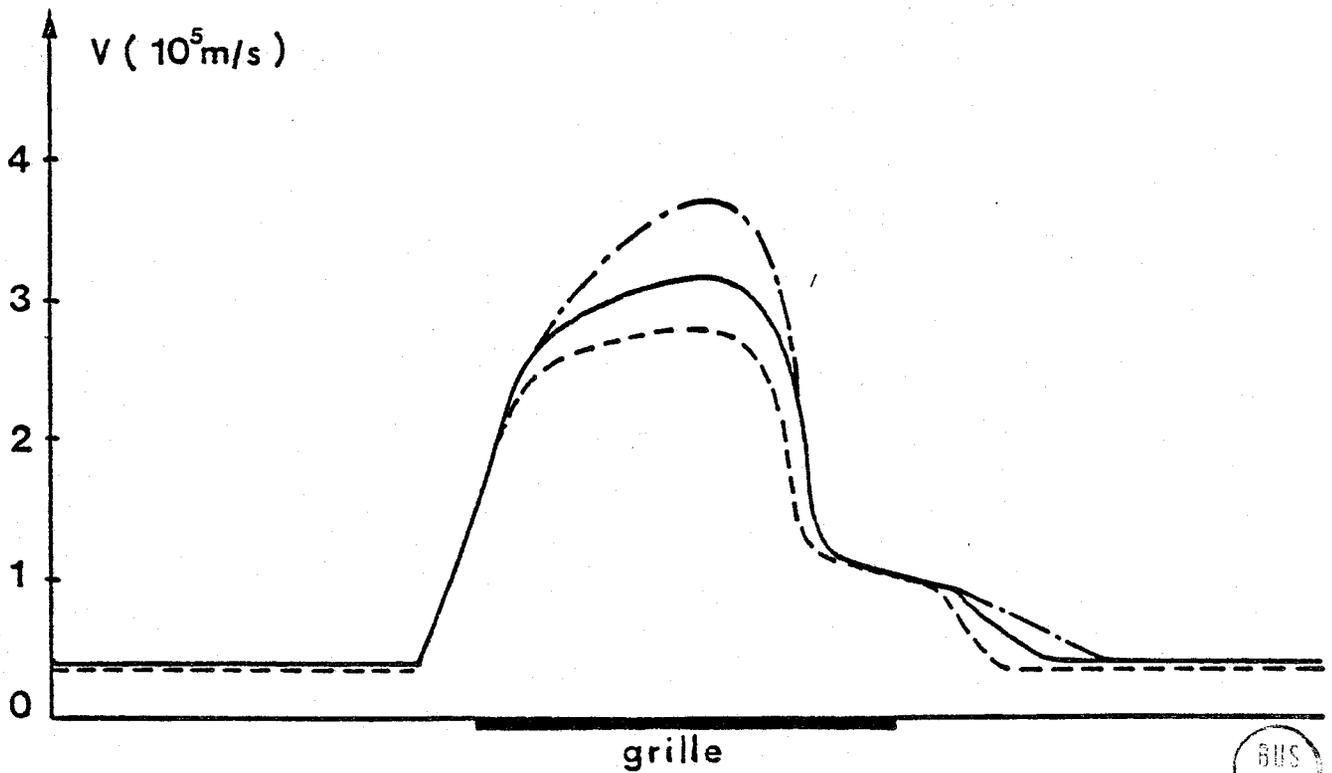


Figure [5.5b] La vitesse moyenne des porteurs

BUS  
LILLE

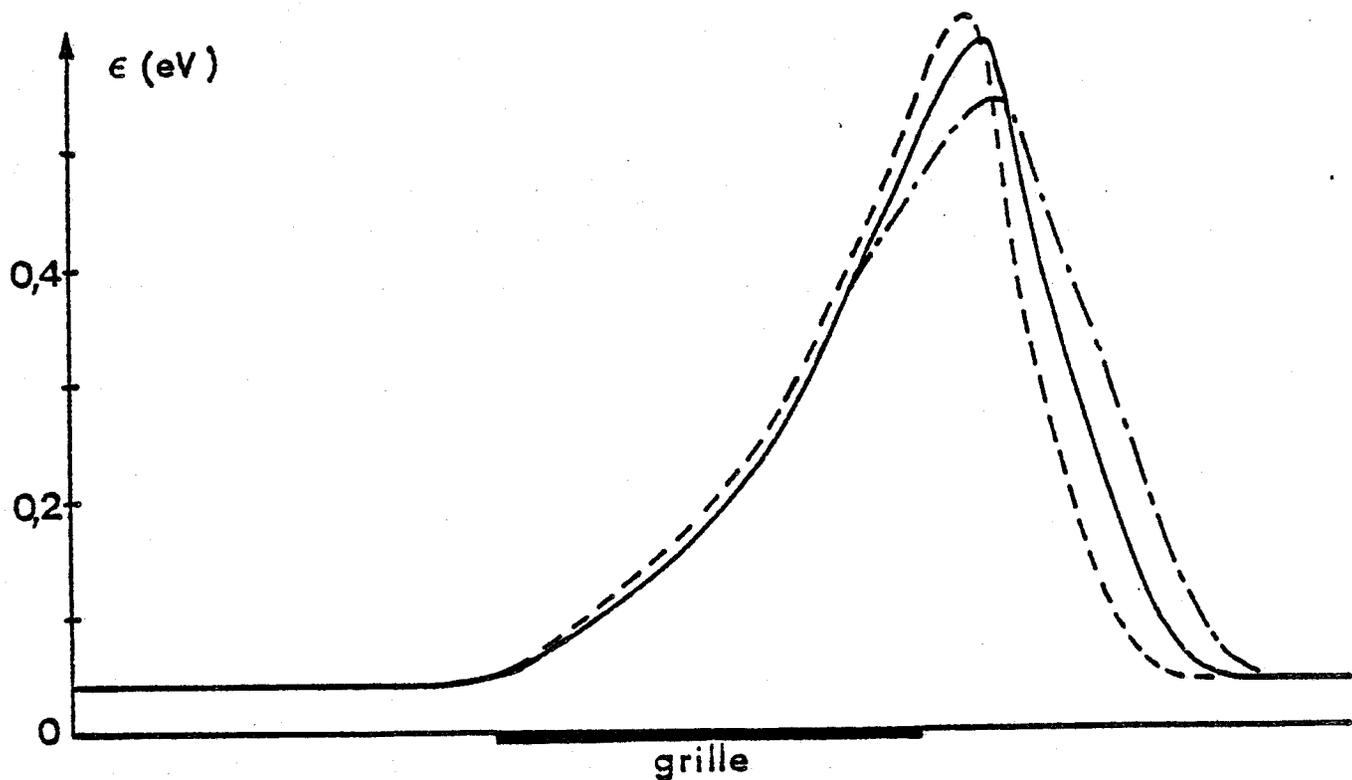


Figure [5.5c] L'énergie moyenne des porteurs

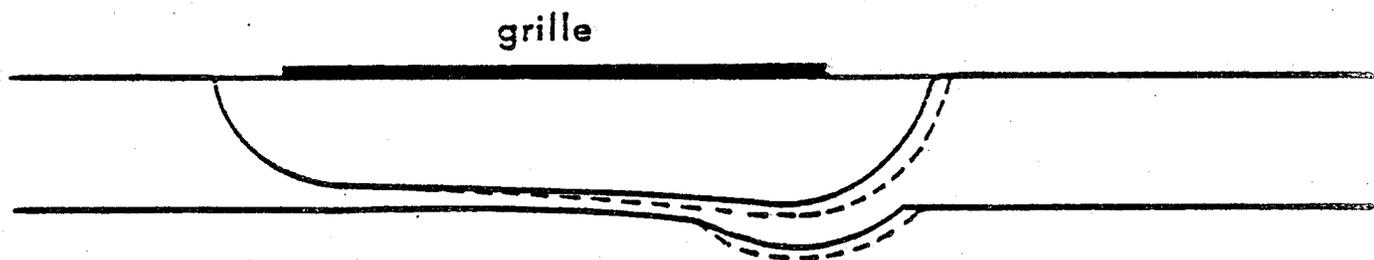


Figure [5.5d] Le canal equivalent

Figure [5.5] Evolutions des différentes grandeurs physiques en fonction de la densité d'impuretés de la couche active

$$L_g = 0,5 \mu$$

$$a = 0,12 \mu$$

$$(-v_{gs} + v_b) / W_{oo} = 0,7$$

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

- $N_d = 3 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$
- $N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$
- $N_d = 1 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$



Les cartes du champ électrique étant pratiquement indépendantes du dopage sous la grille lorsque  $(|V_{gs}| + V_B) / W_{oo}$  reste constant, il en est de même des évolutions du potentiel  $V(x)$ . A une abscisse  $x$ , donc pour un potentiel  $V(x)$  donné, nous pouvons remarquer que  $Y_d(x)$  est d'autant plus petit que  $W_{oo}$  est grand donc que la densité d'impuretés est importante. Lorsque le dopage est grand, l'épaisseur de la zone désertée est donc moins importante et évolue peu en fonction de  $x$ . Nous retrouverons cet effet par la suite.

En conclusion de cette étude relative à l'influence des paramètres technologiques sur l'importance des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire, nous pouvons dire que ceux-ci sont d'autant plus importants que la grille est courte et que la mobilité est grande. De plus nous pouvons ajouter que l'épaisseur de la couche active n'a pratiquement aucune influence et que la valeur de la densité d'impuretés, si elle joue un rôle important par l'intermédiaire de la mobilité qui lui est associée, intervient également sur la forme du canal conducteur.

### V - 3 - INFLUENCE DES POLARISATIONS DE GRILLE ET DE DRAIN

#### V - 3.1 - La tension drain source $V_{ds}$

Sur la figure [5.6] sont représentées les évolutions du champ électrique, de la vitesse moyenne, de l'énergie moyenne des porteurs et de leur mobilité, de la densité de charges et de l'épaisseur du canal équivalent pour diverses valeurs de la tension  $V_{ds}$  et pour une

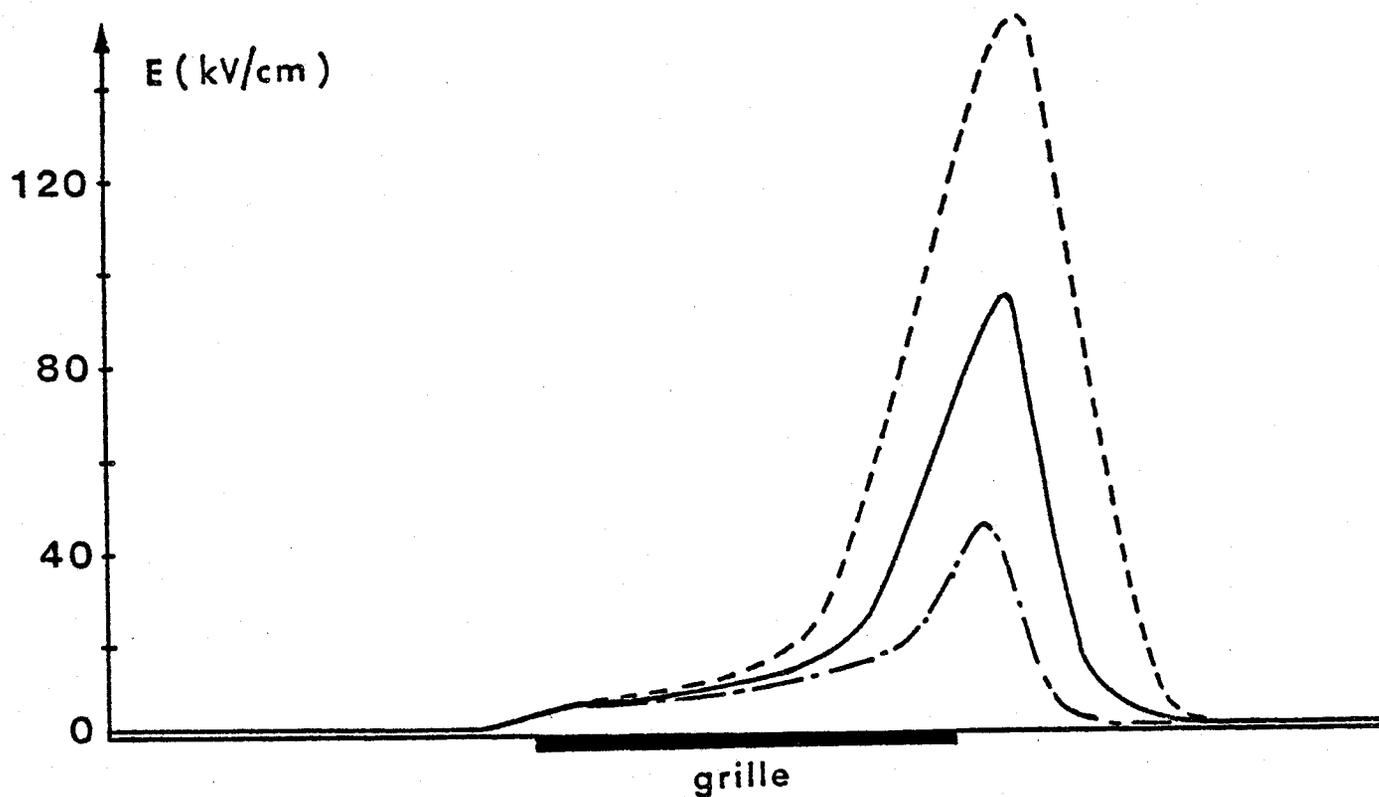


Figure [5.6a] Le champ électrique

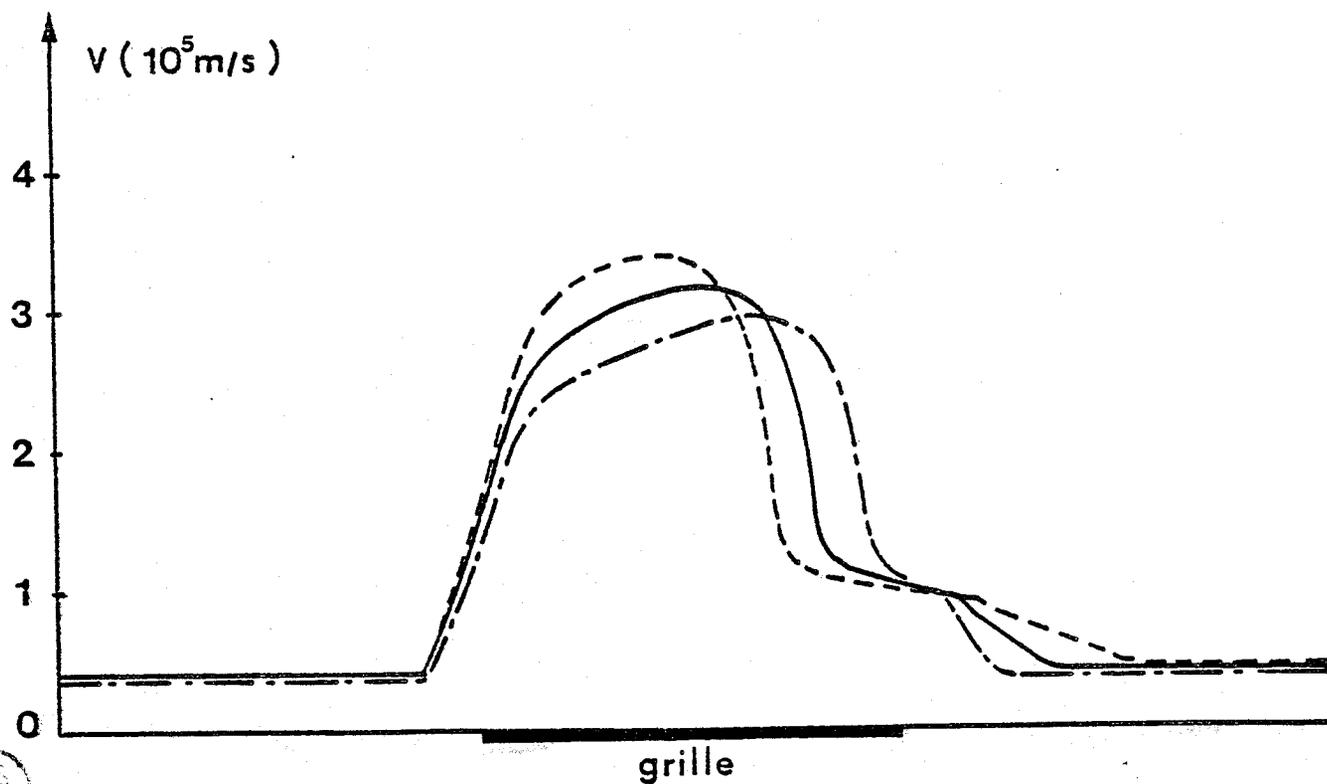


Figure [5.6b] La vitesse moyenne



tension grille - source donnée. La tension  $V_{ds}$  étant définie par :

$$V_{ds} = \int_S^D E(x) \cdot dx$$

Il est clair que toute augmentation de la tension  $V_{ds}$  doit s'accompagner d'une augmentation du champ électrique, au moins dans une partie du composant. La figure [5.6a] montre que l'augmentation du champ électrique affecte surtout la zone où le champ est le plus élevé, c'est-à-dire à l'extrémité de la grille du côté du drain. Ainsi lorsque la tension  $V_{ds}$  croît le "pic" de champ électrique voit sa largeur et sa valeur maximale augmenter. Sous la grille, l'augmentation du champ électrique avec  $V_{ds}$  est d'autant plus notable que l'on s'approche de l'extrémité située du côté du drain.

L'énergie moyenne des porteurs évolue de façon sensiblement identique. Plus la tension  $V_{ds}$  augmente et plus le "pic" d'énergie est large et plus sa valeur maximum est importante. La tension  $V_{ds}$  a également une influence sensible sur la croissance de l'énergie sous la grille et nous pouvons observer que l'abscisse à laquelle les porteurs ont en moyenne l'énergie  $\Delta \epsilon_{FL}$  se déplace vers la source lorsque  $V_{ds}$  croît. Ce phénomène est une conséquence directe de la croissance du champ électrique avec la tension drain - source.

Nous retrouvons cet effet sur l'évolution de la mobilité moyenne  $\mu[E(x)]$  où nous remarquons que l'évolution de la zone à faible mobilité présente deux caractéristiques lorsque la tension  $V_{ds}$  augmente :

- le point de départ de cette zone se déplace vers la source ;

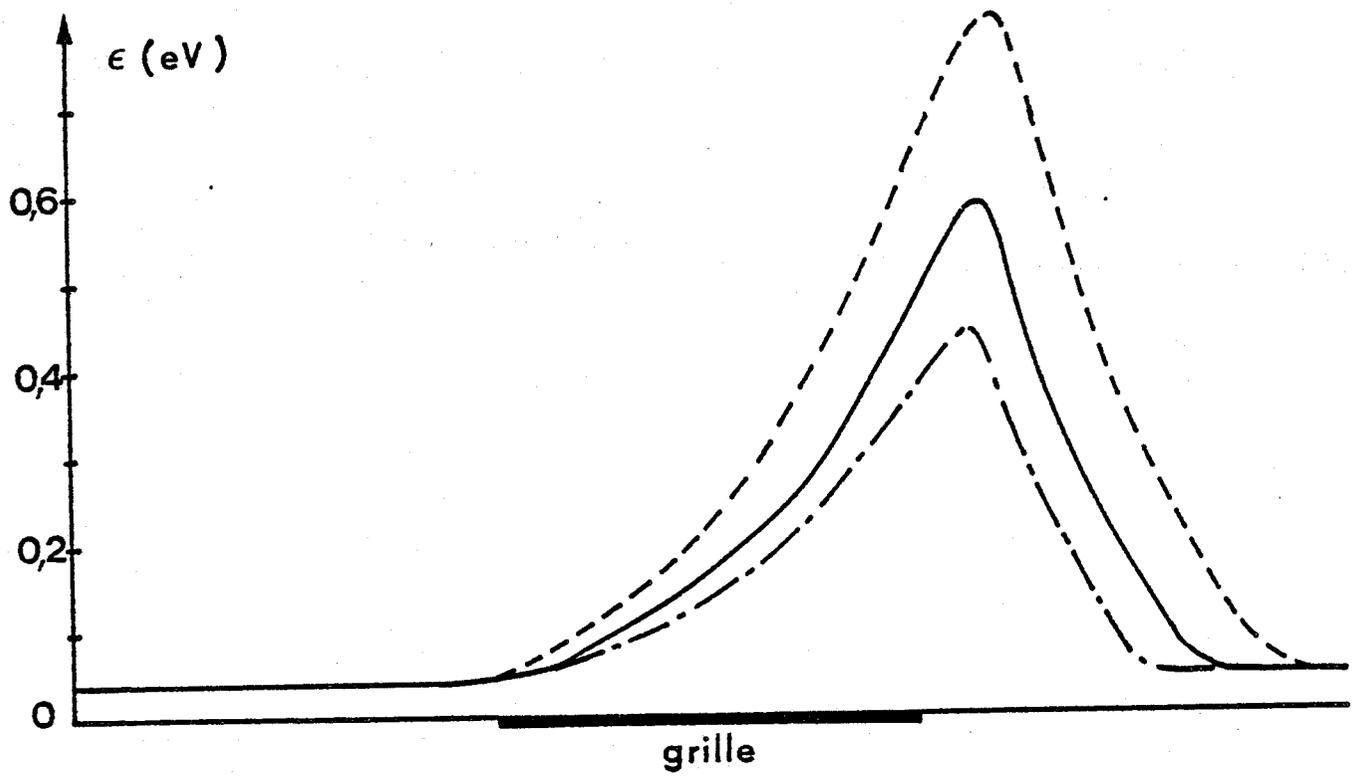


Figure [5.6c] L'énergie moyenne

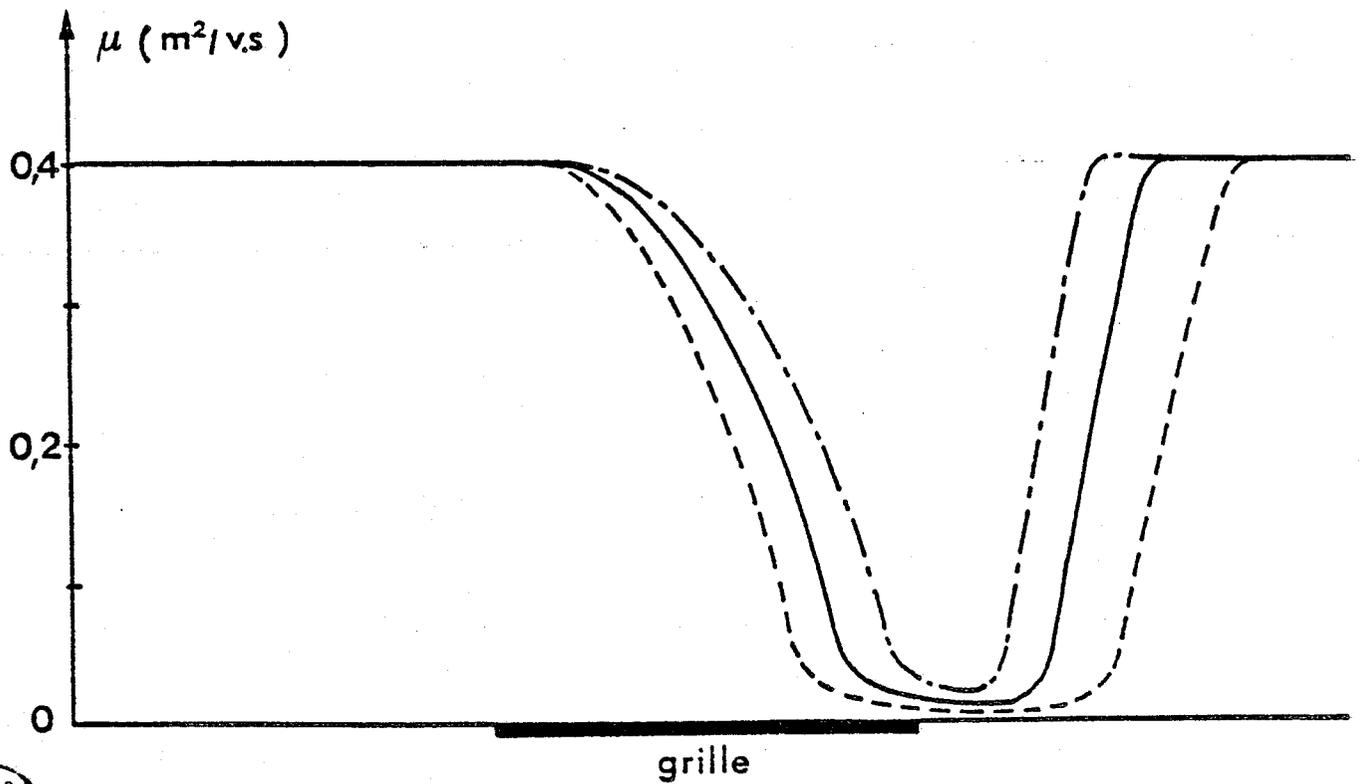


Figure [5.6d] La mobilité moyenne

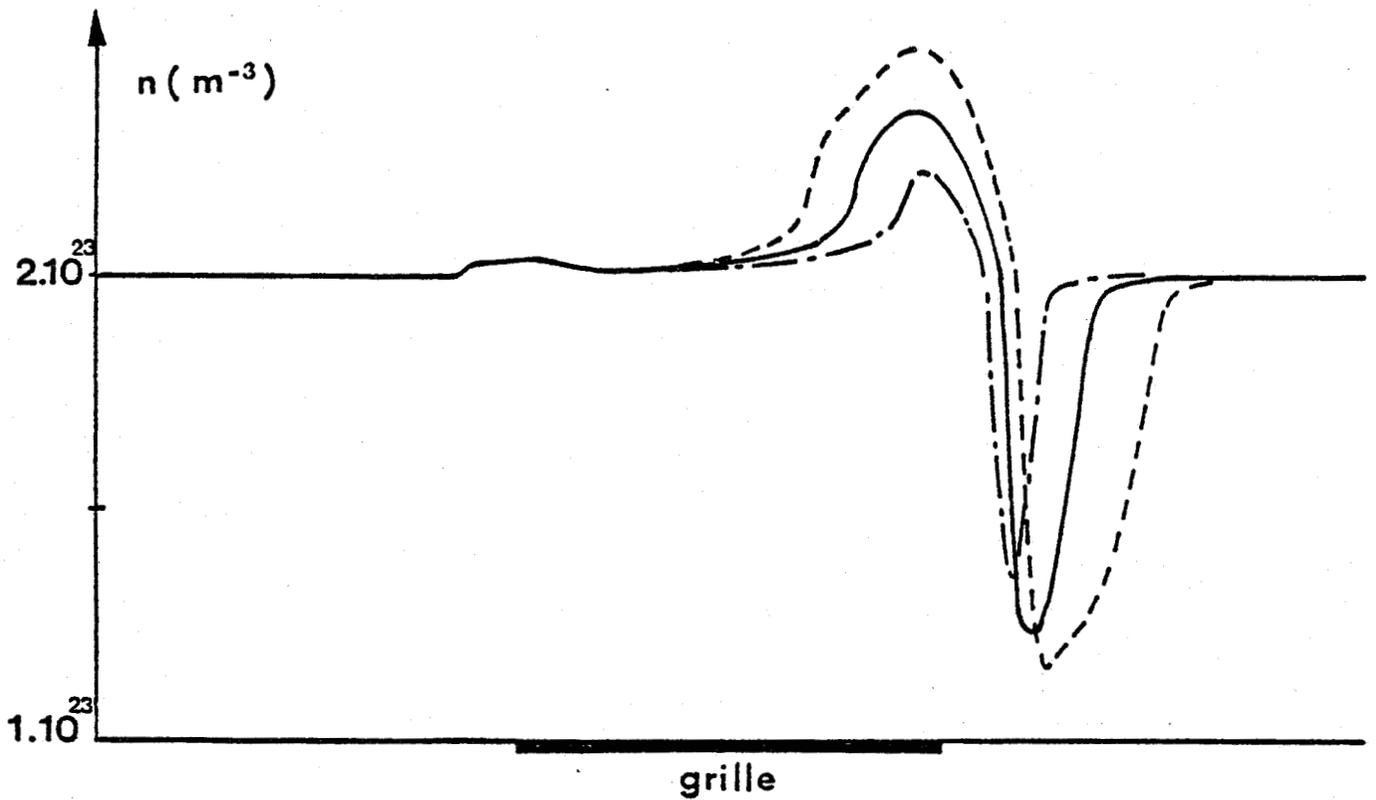


Figure [5.6e] La densité de porteurs libres

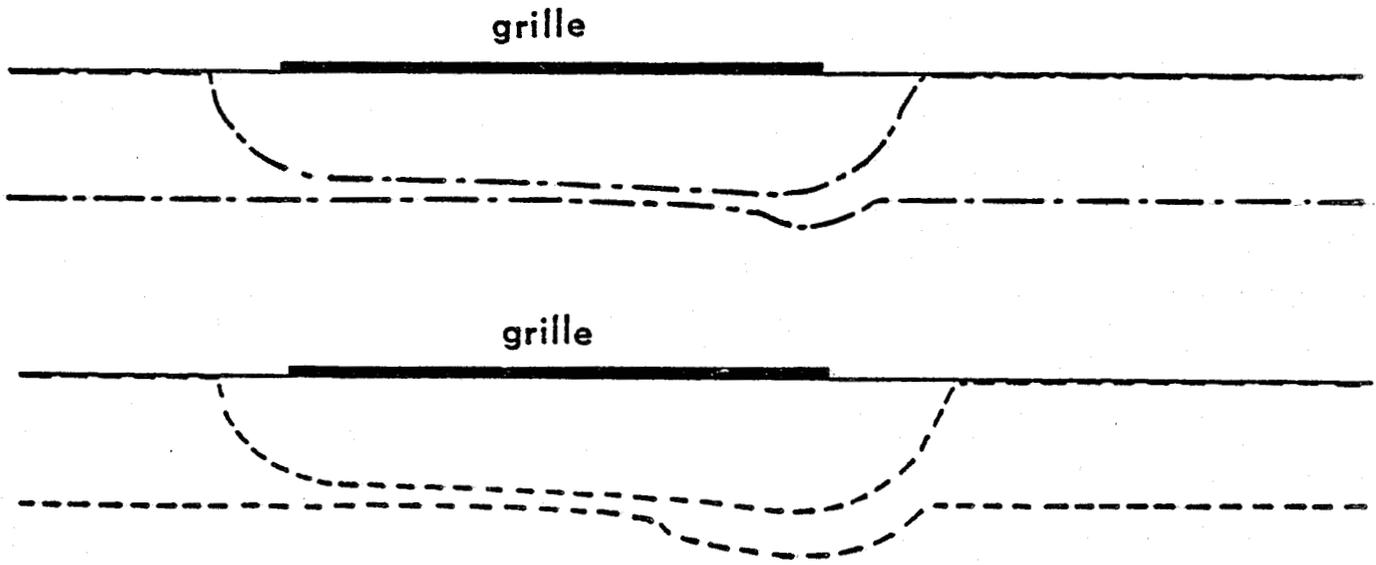


Figure [5.6f] L'épaisseur du canal équivalent

Figure [5.6] Evolutions des différentes grandeurs physiques en fonction de la tension drain-source  $V_{ds}$

$$L_g = 0,5 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$(-V_{gs} + V_b) / W_{oo} = 0,7$$

- $V_{ds} = 4 \text{ V}$
- $V_{ds} = 2 \text{ V}$
- $V_{ds} = 1 \text{ V}$

- sa largeur augmente.

Nous pouvons alors mieux comprendre l'influence de la tension  $V_{ds}$  sur l'évolution de la vitesse moyenne qui n'est qu'une conjugaison des effets précédents :

- la largeur de la zone de survitesse décroît avec  $V_{ds}$ , la mobilité décroissant d'autant plus vite que la tension drain - source est grande ;

- dans la zone de survitesse, la vitesse moyenne est d'autant plus importante que  $V_{ds}$  est grande puisque le champ électrique est plus élevé.

Les modifications de la carte du champ électrique dans le canal conducteur avec la tension  $V_{ds}$  se répercutent également sur l'évolution de la densité de porteurs libres (fig [5.6e]) et sur l'épaisseur du canal équivalent (fig [5.6f]). En particulier, lorsque la tension  $V_{ds}$  croît, l'excès de charges dans le canal à l'extrémité de la grille est plus important. Ainsi, la quantité de charges injectées dans la couche tampon augmente ce qui entraîne un élargissement du canal équivalent.

### V - 3.2 - La tension grille - source $V_{gs}$

A tension drain - source fixée, nous pouvons observer des modifications sensibles des différentes grandeurs dans le canal conducteur lorsque la tension  $V_{gs}$  varie (fig [5.7]).

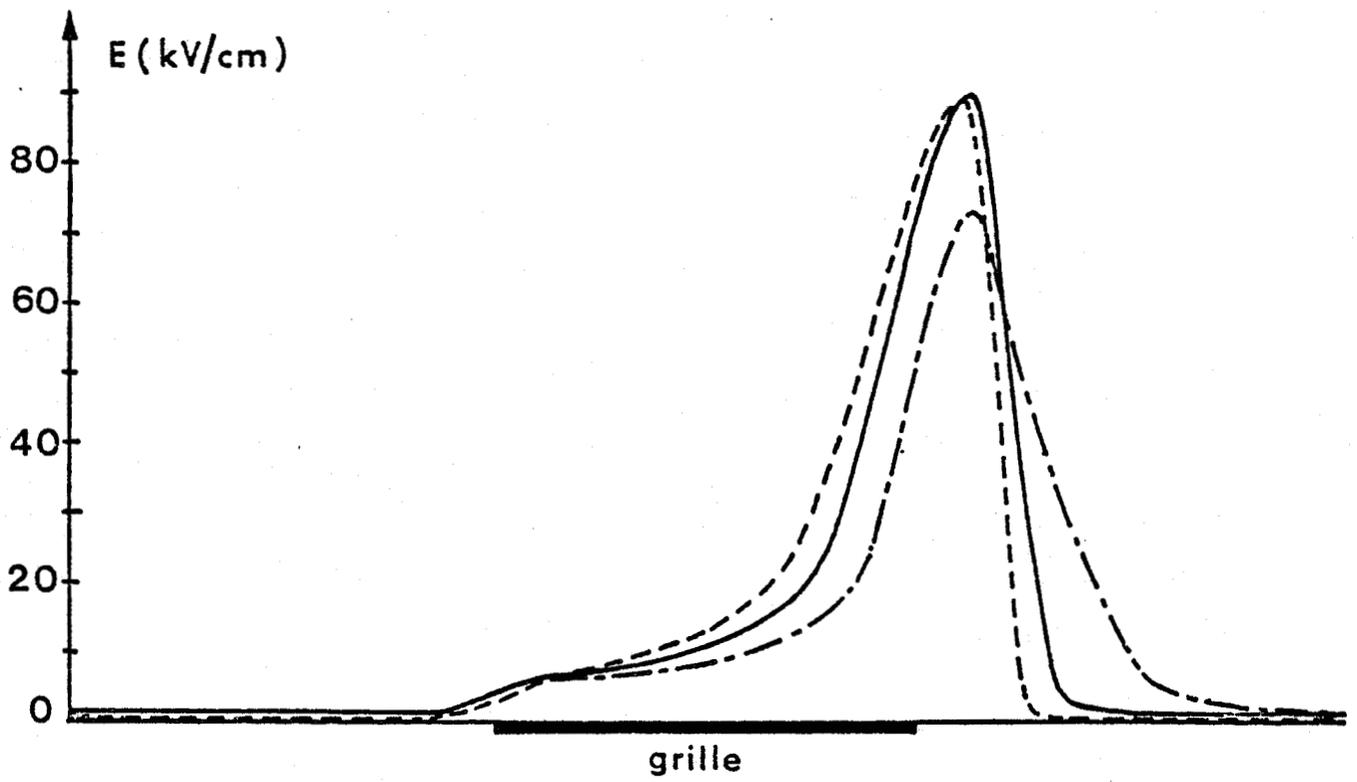


Figure [5.7a] Le champ électrique

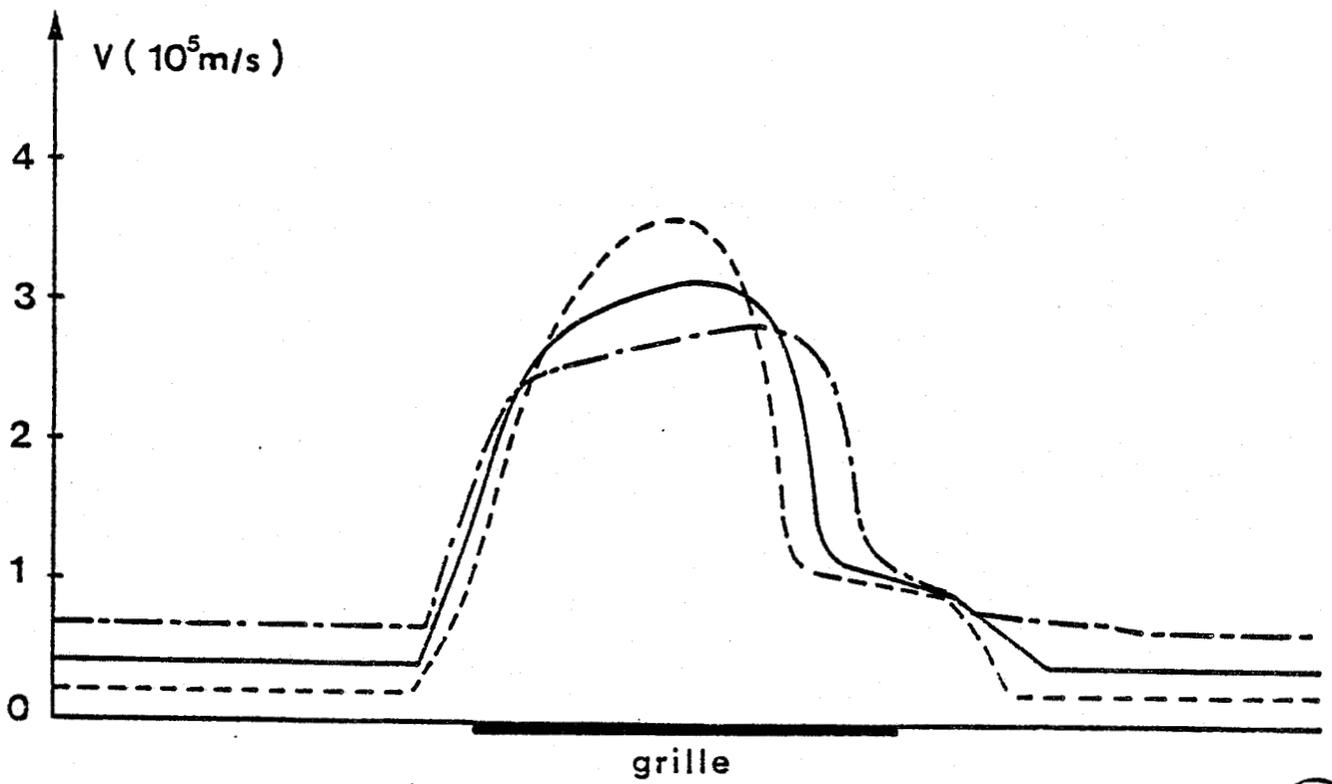


Figure [5.7b] La vitesse moyenne

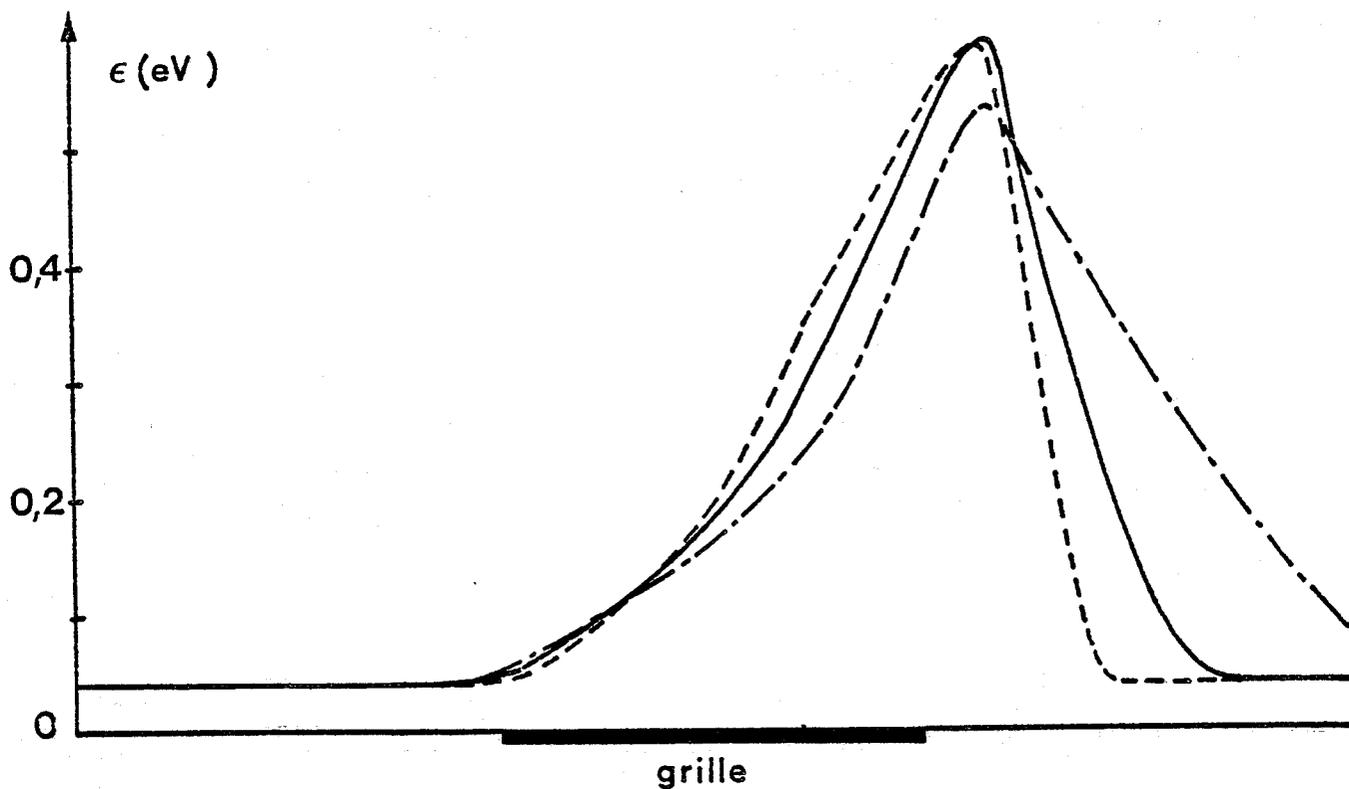


Figure [5.7c] L'énergie moyenne

Figure [5.7] Représentation des grandeurs dans le canal conducteurs en fonction de la tension grille-source  $V_{gs}$

$$L_g = 0,5 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{At/m}^3$$

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

- $V_{gs} = 0,2 \text{ V}$
- $V_{gs} = 0,66 \text{ V}$
- - - - -  $V_{gs} = 1 \text{ V}$



L'augmentation de la tension  $V_{gs}$  (nous considérons ici  $V_{gs}$  en valeur absolue) entraîne des effets assez semblables à une augmentation de la tension  $V_{ds}$  étudiée précédemment, bien que leurs origines soient différentes. Ainsi lorsque  $V_{gs}$  croît nous observons :

- une augmentation du champ électrique sous la grille ;
  
- une augmentation de l'énergie moyenne des porteurs sous la grille entraînant une décroissance plus rapide de la mobilité.

Selon un processus identique à celui que nous avons décrit précédemment, ces deux effets conjugués provoquent, lorsque  $V_{gs}$  croît, une diminution de la largeur de la zone de survitesse et une augmentation de la vitesse moyenne dans cette zone.

Pour expliquer l'origine de l'augmentation de la vitesse moyenne sous la grille remarquons tout d'abord que celle-ci commence à l'abscisse où l'effet de bord a cessé d'avoir une influence notable. A ce point, nous constatons que le champ électrique et la vitesse moyenne sont indépendants de  $V_{gs}$ . A partir de ce point, nous pouvons écrire, en première approximation, l'épaisseur du canal sous la forme suivante :

$$y_c(x) = a \left( 1 - \sqrt{\frac{V_{gs} + V_B + V(x)}{W_{00}}} \right)$$

En posant  $t = \left[ (|V_{gs}| + V_B + V(x)) / W_{00} \right]^{\frac{1}{2}}$ , nous pouvons écrire :

$$[5.3] \quad \frac{dy_c}{y_c} = - \frac{1}{2W_{00}} \cdot \frac{1}{t(1-t)} \cdot E(x) \cdot dx$$

Dans le cas de structures classiques, le coefficient  $t$  est compris entre  $\frac{1}{2}$  et 1. Sur cet intervalle, la fonction  $[t \cdot (1-t)]^{-1}$  est croissante.

L'expression [5.3] montre que la diminution en valeur relative, de l'épaisseur du canal équivalent est d'autant plus importante que le champ électrique est important et surtout que la tension  $V_{gs}$  est grande c'est-à-dire que  $t$  tend vers 1.

En remarquant que dans la zone de survitesse la densité de porteurs libres est égale au dopage, la vitesse moyenne et l'épaisseur du canal sont liés par l'expression :

$$[5.4] \quad \frac{dy_c}{y_c} + \frac{dv}{v} = 0$$

Ainsi toute variation relative de  $y_c$  est accompagnée d'une variation identique de la vitesse. A partir de l'entrée sous la grille, la vitesse croît donc d'autant plus que la tension grille - source est plus élevée.

La croissance de vitesse moyenne ne pouvant s'effectuer que par une augmentation du champ électrique, celui-ci est également d'autant plus important que la tension  $V_{gs}$  est plus grande. Notons enfin que cette augmentation du champ introduit également une diminution de  $y_c$  (Equation [5.3]). Le phénomène est donc cumulatif.

Evidemment ce régime où la vitesse et le champ électrique croissent tous deux ne peut exister indéfiniment. En effet, les porteurs acquièrent de l'énergie en se déplaçant dans le champ électrique. Lorsque celle-ci est suffisante, la mobilité et par conséquent la vitesse moyenne commencent à décroître, la densité de porteurs devient supérieure à  $N_d$ . La relation [5.4] n'est donc plus valide.

En conclusion de cette étude relative à l'influence des tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$  sur la dynamique des porteurs sous la grille nous pouvons dire que toute croissance des tensions  $V_{gs}$  ou  $V_{ds}$  s'accompagne, bien que les origines soient différentes, d'une diminution de la largeur de la zone de survitesse et d'une augmentation plus ou moins importante de la vitesse moyenne dans cette zone.

V - 4 - INFLUENCE DE LA FORME DES EQUATIONS DE CONSERVATION  
DU MOMENT ET DE L'ENERGIE

Nous avons vu dans un paragraphe précédent une écriture plus complète des équations de conservation du moment et de l'énergie en régime indépendant du temps :

$$[5.5] \quad v(x) = \mu(\epsilon) \cdot E(x) - \frac{\mu(\epsilon)}{q n} \frac{dn k T}{dx} - \frac{v \mu(\epsilon) m^*}{q} \cdot \frac{dv}{dx}$$

$$[5.6] \quad \frac{d(\mathcal{E} + kT)}{dx} = qE - \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_0}{\nu \cdot \tau_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})}$$

Ayant signalé les incertitudes pesant sur la forme exacte des termes contenant des dérivées spatiales, une étude de l'influence de chacun de ces termes nous a semblé nécessaire pour évaluer la validité des approximations que nous avons introduites en les négligeant. Pour cela, chacun des termes a été successivement ajouté aux équations de base [5.7] et [5.8].

$$[5.7] \quad v(x) = \mu(\mathcal{E}) \cdot E(x)$$

$$[5.8] \quad \frac{d\mathcal{E}}{dx} = qE(x) - \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_0}{\nu \cdot \tau_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})}$$

Notons que l'étude de l'influence du terme de diffusion de porteurs  $dn/dx$  nécessite l'utilisation d'une procédure numérique itérative décrite précédemment, mise au point tout particulièrement à cet effet. Par contre, l'étude des autres termes peut s'effectuer à l'aide de la "méthode du tir".

V - 4.1 - Le terme de diffusion de porteurs  $\mu(\mathcal{E}) \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{dn}{dx}$

Nous avons représenté sur la figure [5.8] les évolutions de la vitesse moyenne et de la densité de porteurs lorsque l'on tient compte ou non de ce terme.

Nous constatons que le terme de diffusion de porteurs a une influence tout à fait négligeable, au moins dans les modes de fonctionnement du type faible bruit. Il est possible qu'il n'en soit pas de même dans le cas de transistors de puissance mais ce point n'a pas été abordé lors de cette étude.

Le fait que le terme de diffusion de porteurs ne joue pratiquement aucun rôle peut s'expliquer en remarquant que la zone où la densité de porteurs s'écarte de la densité d'impuretés se situe à l'extrémité de la grille. Or dans cette zone, le terme  $\mu(\epsilon) \cdot \frac{kT(\epsilon)}{q}$ , également représenté figure [5.8] et qui intervient comme coefficient multiplicatif du gradient de porteurs présente une valeur très faible.

Lorsque la longueur de la grille diminue, le gradient de porteurs augmente environ dans le même rapport. L'effet de ce gradient étant tout à fait négligeable pour une longueur de grille de 0,5  $\mu\text{m}$ , son influence ne pourra devenir notable que pour des composants beaucoup plus courts où d'autres phénomènes, certainement plus importants, risquent d'intervenir.

Compte tenu de la complexité beaucoup plus grande de la procédure numérique nécessaire pour le prendre en compte et de son influence négligeable, le terme de diffusion de porteurs sera négligé dans la suite de l'étude.

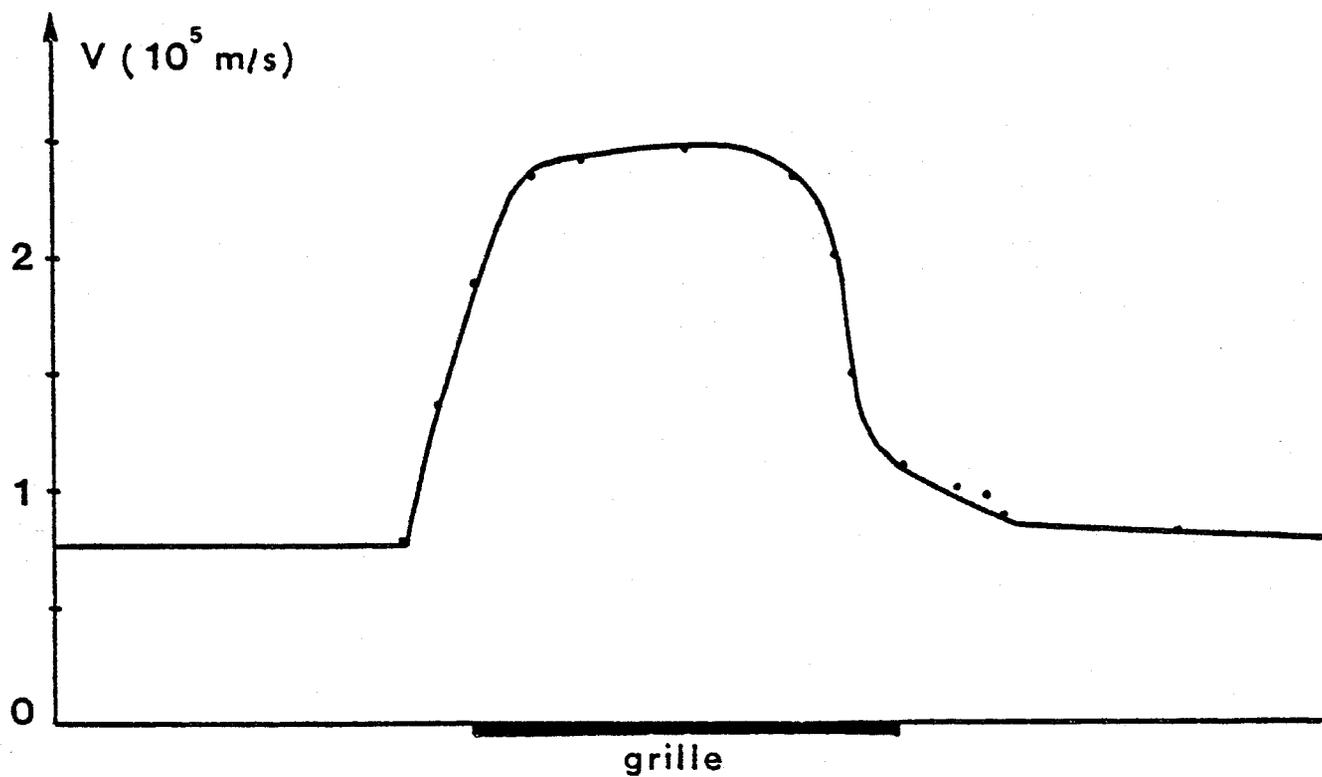


Figure [5.8a] La vitesse moyenne des porteurs

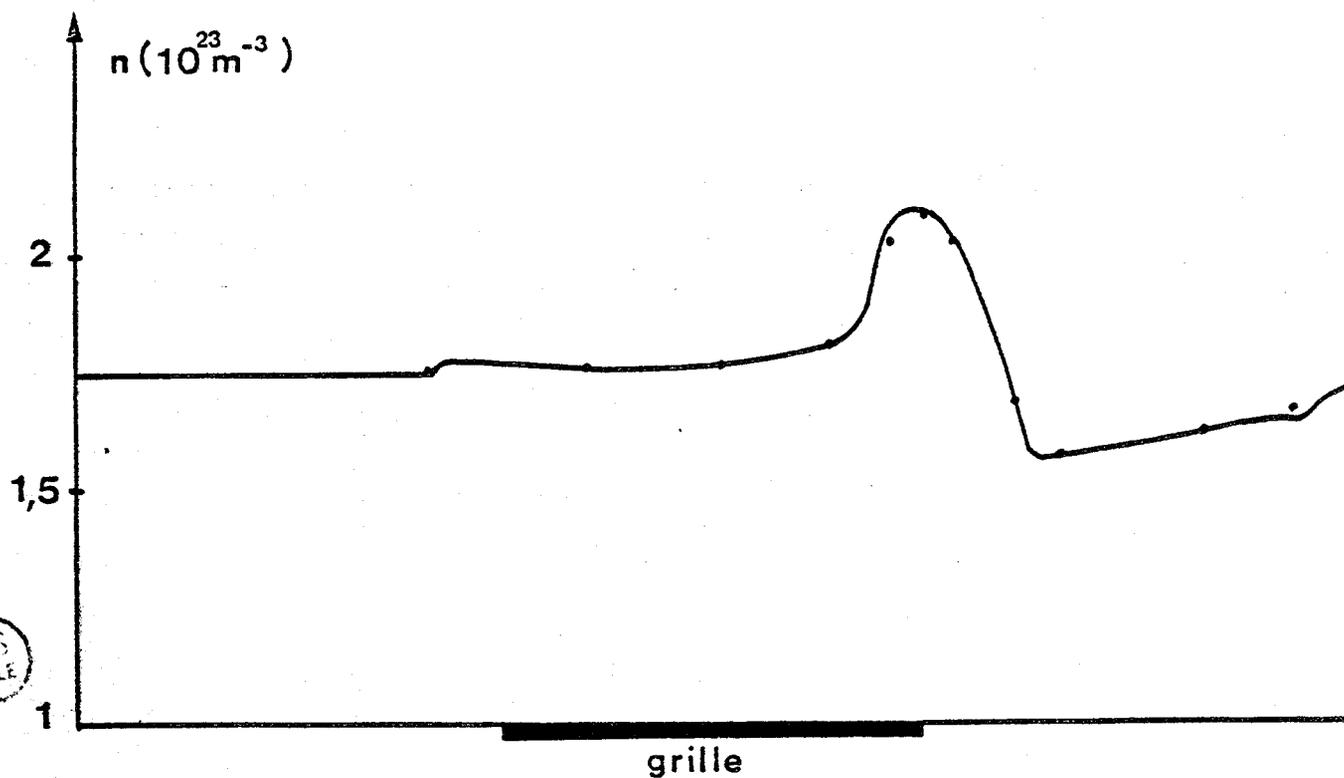


Figure [5.8b] La densité de porteurs libres

BUS  
LILLE

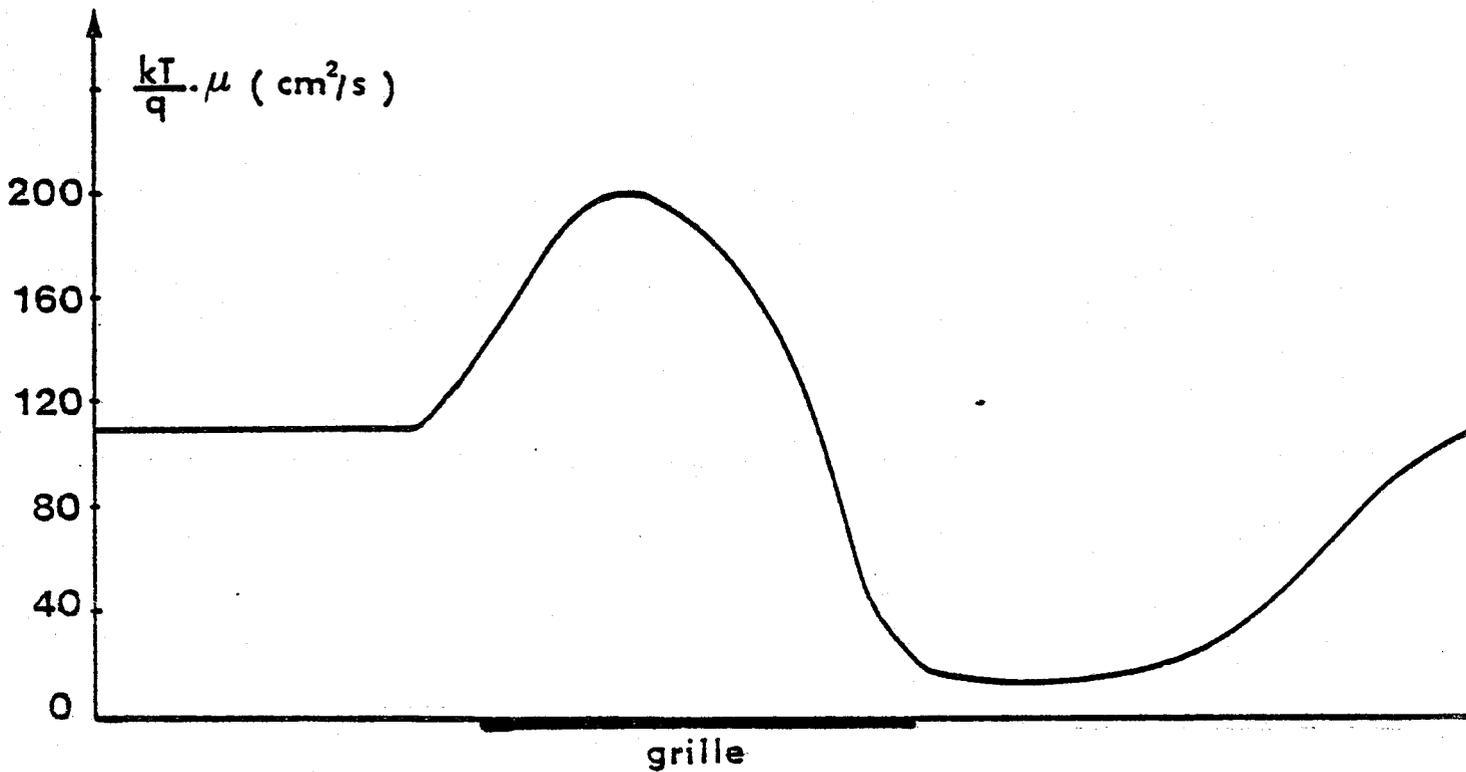


Figure [5.8c] Le terme  $\frac{kT(\mathcal{E})}{q} \cdot \mu(\mathcal{E})$

Figure [5.8] Evolutions de la vitesse moyenne des porteurs et de la densité de porteurs libres lorsque le gradient de porteurs est pris en compte ou non. Variations du coefficient  $\frac{kT(\mathcal{E})}{q} \cdot \mu(\mathcal{E})$

$$L_g = 0,5 \mu \quad a = 0,18 \mu \quad N_d = 1,75 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$V_{gs} = 1 \text{ V} \quad V_{ds} = 3 \text{ V}$$

—————  $v = \mu(\mathcal{E}) E$

•  $v = \mu(\mathcal{E}) E - \frac{kT}{q n} \mu \cdot \frac{dn}{dx}$



V - 4.2 - Le terme  $\frac{v \cdot \mu(\epsilon) m^*}{q} \cdot \frac{dv}{dx}$

Nous avons étudié son influence en fonction de la longueur de la grille. Pour des longueurs supérieures à  $0,5 \mu\text{m}$ , aucun effet notable n'a pu être mis en évidence. Dans le cas d'une structure de longueur de grille  $L_g = 0,25 \mu\text{m}$ , la figure [5.9] présente les évolutions de la vitesse moyenne et du champ électrique dans le cas où ce terme est pris en compte ou non. Nous remarquons une diminution de la vitesse des porteurs et un accroissement du champ électrique sous la grille lorsque le terme  $\frac{v \cdot \mu(\epsilon) m^*}{q} \cdot \frac{dv}{dx}$  figure dans l'équation de conservation du moment. D'un point de vue plus quantitatif, la diminution de la vitesse sous la grille varie de 5 à 15 %.

Nous constatons donc que ce terme qui représente physiquement la limitation "balistique" au mouvement des porteurs sous l'action du champ électrique, commence à avoir une influence sensible lorsque la longueur de grille devient inférieure à  $0,25 \mu\text{m}$ . Dans le cas de structures plus courtes, sa prise en compte s'avère donc nécessaire.

V - 4.3 - Le terme de diffusion thermique  $\frac{dkT}{dx}$

Le gradient de température électronique intervient d'une part dans l'équation de conservation du moment et d'autre part dans l'équation de conservation de l'énergie. Nous avons représenté l'évolution de la température électronique dans le canal conducteur sur la figure [5.10]. Nous constatons que sous la grille, la température reste faible pour croître de façon importante lorsque les porteurs sont très énergétiques à l'extrémité de la grille. En écrivant

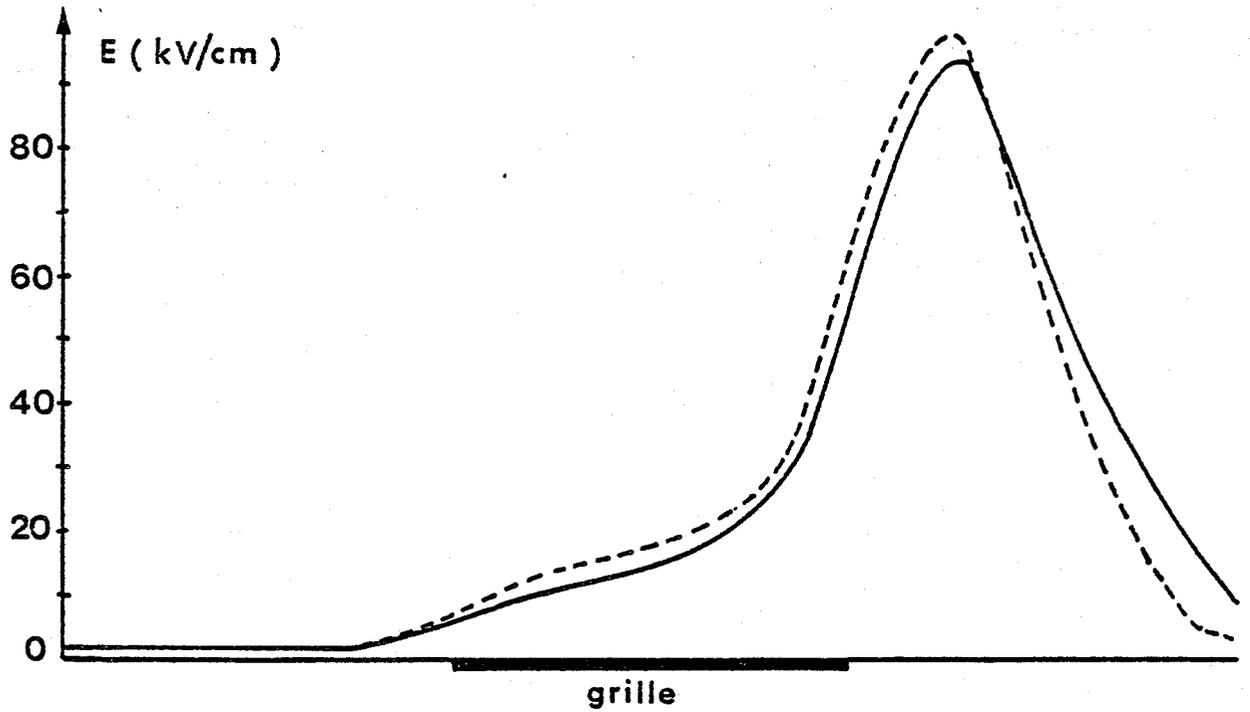


Figure [5.9b] Le champ électrique

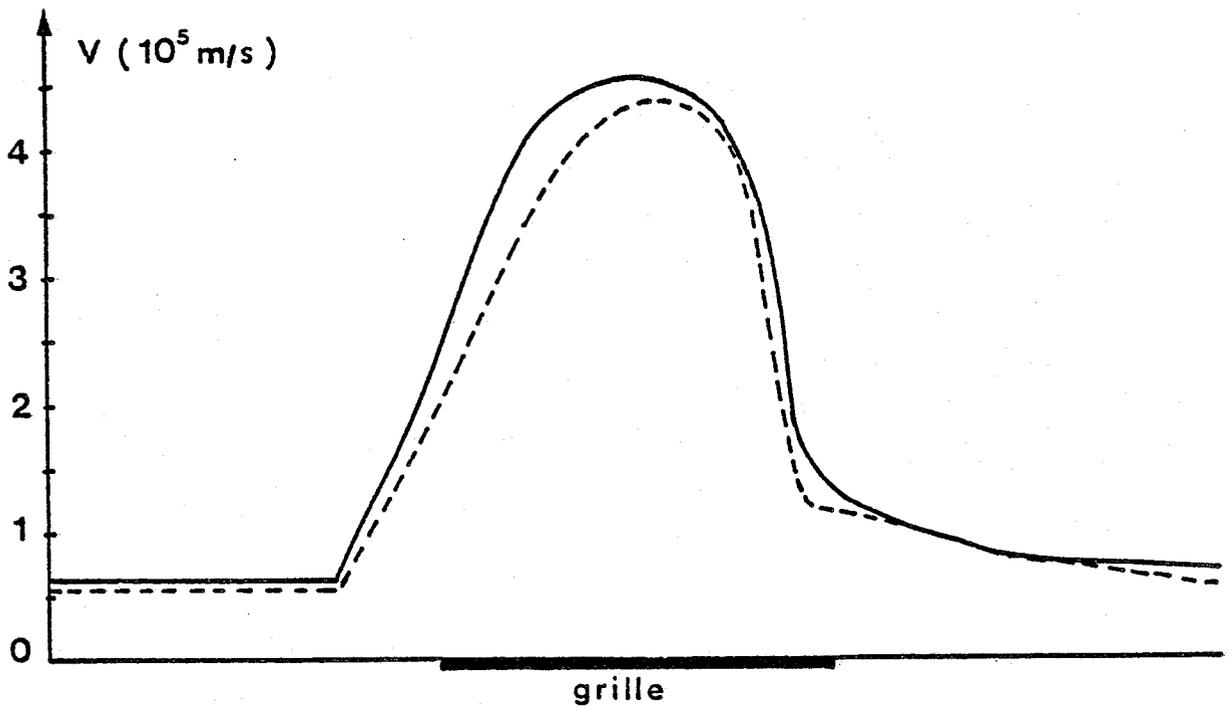


Figure [5.9a] La vitesse moyenne des porteurs

Figure [5.9] Evolutions de la vitesse moyenne des porteurs et du champ électrique en fonction de la forme de l'équation de relaxation du moment

$$L_g = 0,25 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2,1 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$(-v_{gs} + v_b) / w_{00} = 0,7 \quad v_{ds} = 2 \text{ V}$$

—————  $v = \mu(\mathcal{E}) E$ 
-----  $v = \mu(\mathcal{E}) E - \frac{m v}{q} \mu \frac{dv}{dx}$

BUS  
LILLE

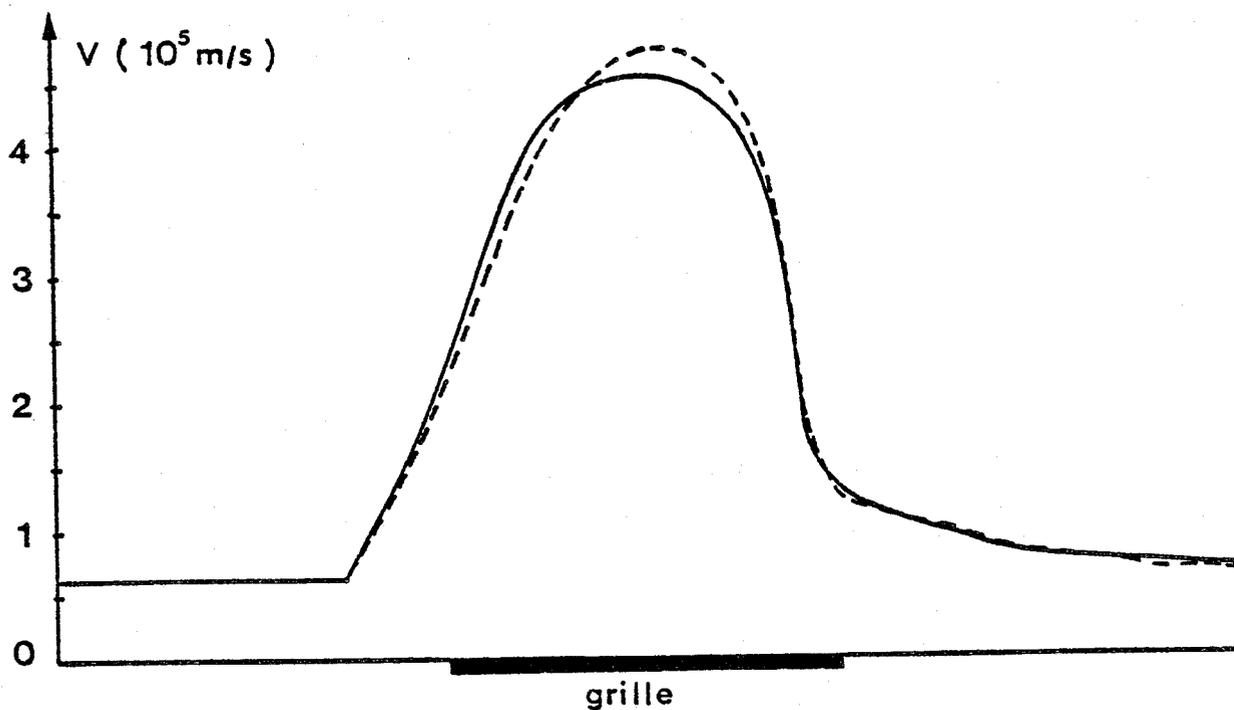
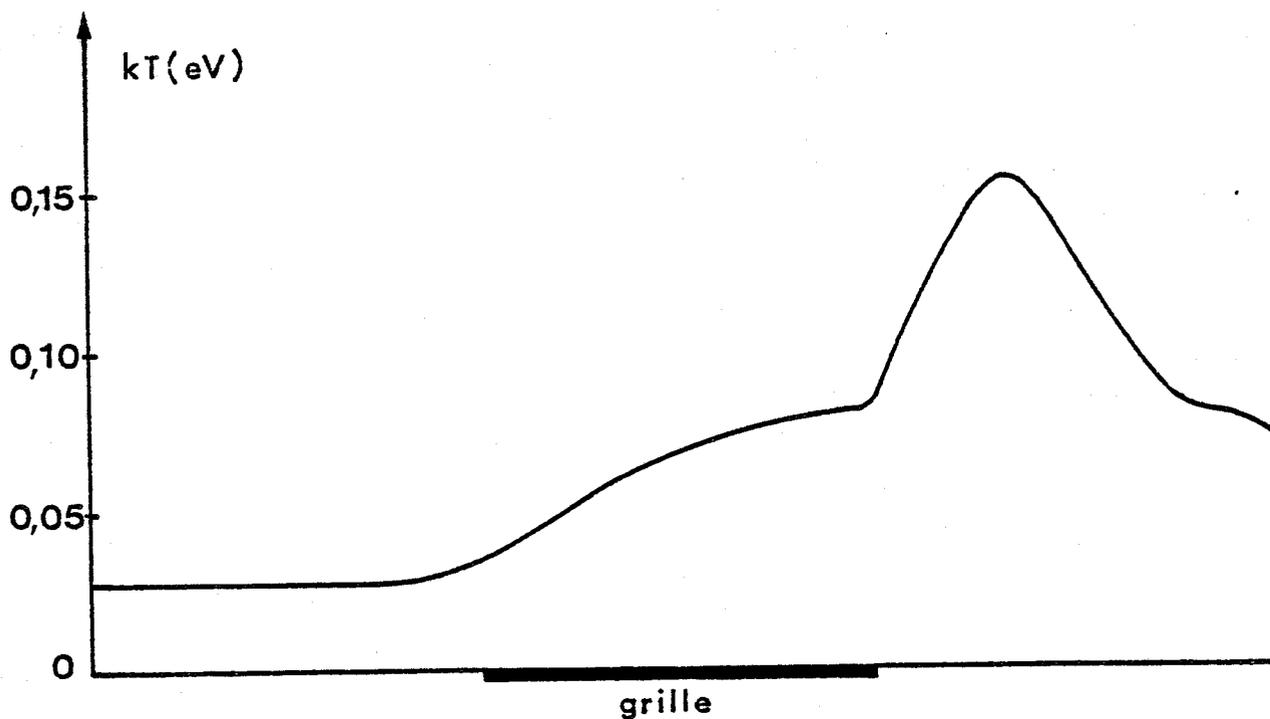


Figure [5.10] Représentation de la température électronique et de la vitesse moyenne des porteurs en fonction de la forme de l'équation de relaxation du moment

$$L_g = 0,25 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2,1 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$(-V_{gs} + V_b) / W_{oo} = 0,7 \quad V_{ds} = 3 \text{ V}$$

—————  $v = \mu(\mathcal{E})E$ 
-----  $v = \mu(\mathcal{E})E - \frac{k}{q} \frac{dkT}{dx}$

BUS  
LILLE

la température électronique sous la forme :

$$- \quad \frac{1}{2} kT = \frac{1}{2} m^* \left[ \overline{v_x^2} - (\overline{v_x})^2 \right]$$

nous pouvons attribuer la croissance de la température à l'augmentation importante de la masse efficace lorsque les porteurs sont dans les vallées L ou X, à l'extrémité de la grille du côté du drain.

Sous la grille, le gradient de température reste donc faible, ce qui explique le peu de modification que subit la vitesse moyenne des porteurs, également représentée figure [5.10] lorsque ce gradient est pris en compte. Nous pouvons d'autre part remarquer que la croissance de la température a des effets contraires sur le phénomène de survitesse. D'une part, elle intervient de façon défavorable en diminuant la vitesse dans l'équation de conservation du moment, et d'autre part dans un sens favorable dans l'équation de l'énergie en retardant la croissance de celle-ci.

Finalement la composition de toutes ces influences et de la faible valeur du gradient de température sous la grille font que ce phénomène peut être négligé, même dans le cas de grilles très courtes.

En conclusion de cette étude nous pouvons dire que seul le terme  $\frac{v \cdot k(\epsilon) \cdot m^* \cdot dv}{q \cdot dx}$  peut avoir une influence lorsque la longueur de la grille devient de l'ordre de quelques dixièmes de micron. Dans le cas des structures plus "classiques", la relation entre la vitesse

moyenne des porteurs et le champ électrique peut s'écrire sans erreur appréciable sous la forme :

$$v = \mu(\epsilon) \cdot E$$

et le gradient de température électronique peut être négligé dans l'équation de conservation de l'énergie.

## VI - ETUDE DES PROPRIETES STATIQUES ET HYPERFREQUENCES DU TEC A GRILLE SUBMICRONIQUE

### Introduction

Dans ce paragraphe nous étudions les caractéristiques statiques puis les propriétés hyperfréquences des transistors à effet de champ que l'on peut déduire de l'exploitation de notre procédure numérique. La plupart de ces grandeurs étant accessibles à l'expérience, nous avons d'abord confronté les résultats théoriques et expérimentaux pour des transistors de caractéristiques technologiques variées. Cette comparaison théorie-expérience définissant, dans une certaine mesure, la précision avec laquelle nous pouvons obtenir les divers paramètres du schéma équivalent, nous avons mené l'étude de leurs évolutions en fonction des tensions de grille et de drain et des paramètres technologiques.

Cette analyse a pour but d'acquérir une bonne connaissance de l'influence de la prise en compte du phénomène de survitesse afin de permettre une optimisation des structures submicroniques, objet du prochain paragraphe.

### VI - 1 - COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

#### VI - 1.1 - Détermination des paramètres technologiques d'un TEC à grille submicronique

Afin de pouvoir confronter les résultats de notre modèle

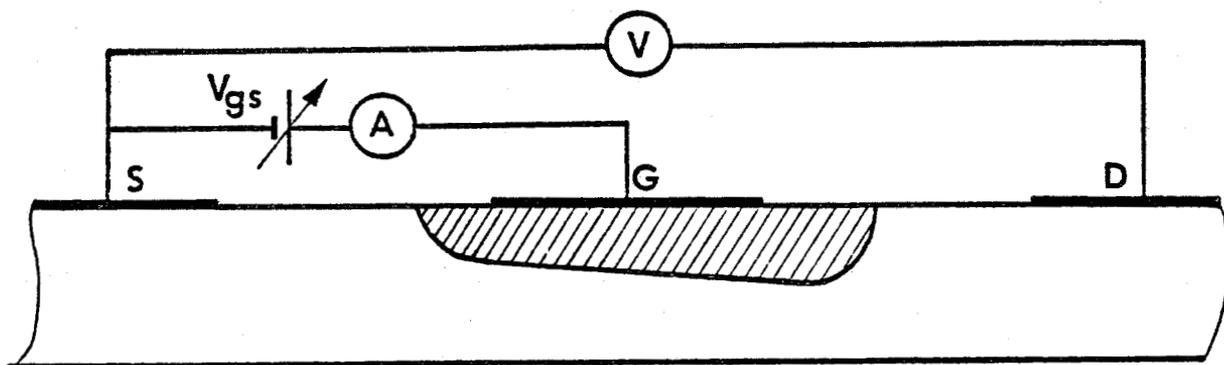


Figure [6.1] Principe de l'expérience permettant la détermination de  $V_b$  et de la somme  $R_s + R_i$

avec l'expérience, il est nécessaire de déterminer expérimentalement les paramètres de base de la structure ; principalement la longueur de la grille  $l_g$ , l'épaisseur  $a$  et le dopage de la couche active  $N_d$  ainsi que la mobilité en faible champ électrique  $\mu_0$ . De nombreuses études [1], [2] ont été effectuées dans ce domaine et nous en avons souvent repris les résultats, en apportant toutefois un certain nombre de modifications et d'éléments supplémentaires que nous allons détailler, en particulier ceux qui sont spécifiques à la caractérisation des transistors submicroniques.

Notre méthode de détermination repose sur les expériences suivantes :

- la mesure de la capacité de grille  $C_g$  en fonction de la tension grille - source  $V_{gs}$  lorsque la tension drain - source est nulle ;

- la mesure de la résistance entre la source et le drain  $R_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  ( $V_{gs}$  étant positive et négative) à tension drain - source nulle ;

- la mesure de la caractéristique  $I_{gs} = f(V_{gs})$  de la jonction Schottky "en directe" le drain étant "en l'air".

VI - 1.1-2 - La caractéristique  $I_{gs} = f(V_{gs})$

Cette expérience dont le schéma de principe est représenté sur la figure [6.1] est assez classique. Elle consiste à mesurer pour diverses tensions  $V_{gs}$  positives le courant de grille  $I_{gs}$  ainsi

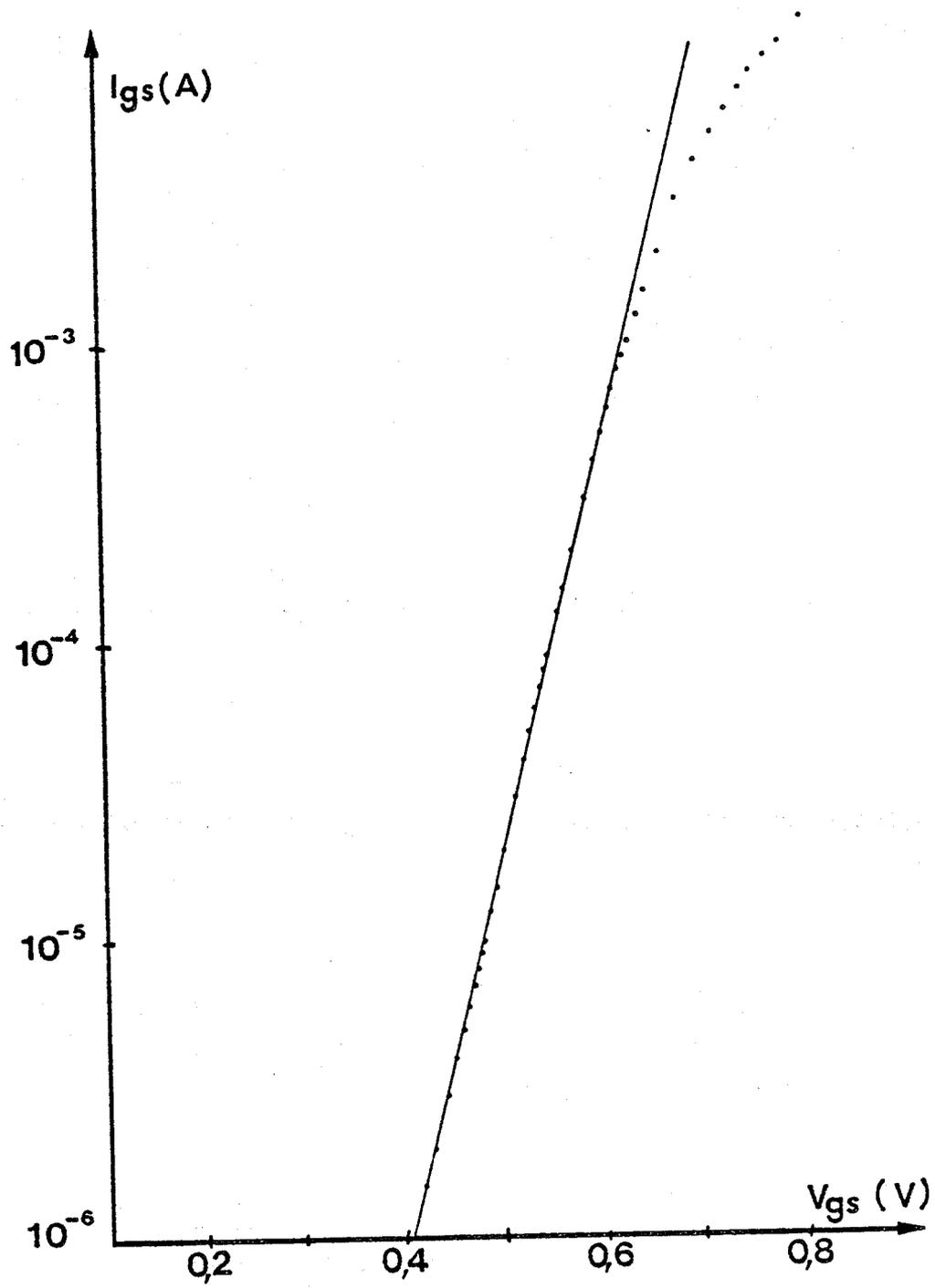


Figure [6.2] Représentation du courant de grille en fonction de la tension grille-source. (transistor NEC 388 )

BUS  
LILLE

que la tension  $V_{ds}$ . L'exploitation des résultats permet de calculer la différence de potentiel de contact  $V_B$  et la somme des résistances  $R_s$  et  $R_i$ .

La détermination de  $V_B$  repose sur l'utilisation de la relation existant entre le courant  $I_{gs}$  et la tension  $V_{gs}$  pour une jonction Schottky :

$$I_{gs} = A^* \cdot T^2 \cdot S \cdot \exp\left(\frac{-qV_B}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qV_{gs}}{\eta kT}\right)$$

où  $A^*$  est la constante de RICHARDSON,  $T$  la température thermodynamique,  $S$  la surface de la grille,  $k$  la constante de BOLTZMANN,  $q$  la charge électronique et  $\eta$  le facteur d'idéalité.

De la pente de la courbe  $\log I_{gs} = f(V_{gs})$  représentée figure [6.2] nous pouvons déduire le facteur d'idéalité  $\eta$  :

$$\eta = \frac{q}{kT} \cdot \frac{1}{M} \cdot \frac{dV_{gs}}{d \log I_{gs}}$$

où  $M$  représente le logarithme Népérien de 10.

Par extrapolation il est alors possible de déterminer le courant  $I_{gs0}$  correspondant à une tension  $V_{gs}$  nulle puis la différence

de potentiel  $V_B$  :

$$V_B = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{A^* \cdot T^2 \cdot S}{I_{gs0}} \right)$$

Notons que la connaissance de la surface  $S = L_g \times Z$  (donc en particulier de  $L_g$ ) est nécessaire, mais que cette grandeur peut être connue de façon approximative. Une erreur d'un facteur deux sur  $L_g$  n'induit qu'une variation de  $V_B$  d'environ 20 mV.

La détermination de la résistance  $R_s + R_i$  est effectuée en utilisant la partie de la caractéristique  $I_{gs} = f(V_{gs})$  où le courant est élevé (plusieurs milliampères). En négligeant la chute de tension entre la grille et le drain, la tension  $V_{ds}$  est donnée par :

$$V_{ds} = (R_s + R_i) \cdot I_{gs}$$

La somme  $R_s + R_i$  est donc la pente de la caractéristique  $V_{ds}$  fonction de  $I_{gs}$ . La jonction étant en directe, la valeur de la résistance  $R_i$  est très faible mais sa détermination est, à notre connaissance, assez difficile. Cette mesure sera donc surtout utilisée pour posséder un ordre de grandeur de la résistance d'accès de source  $R_s$ .

VI - 1.1-3 - La caractéristique  $C_g = f(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  nulle

Cette caractéristique peut être déterminée de deux façons ; d'une part en utilisant un capacimètre BOONTON qui fonctionne à 1 MHz et d'autre part en mesurant la phase du paramètre  $S_{11}$  à l'aide d'un analyseur de réseau à une fréquence de l'ordre de 500 MHz ([3]). Le plus souvent nous avons utilisé la seconde méthode qui est théoriquement moins précise mais la fréquence utilisée permet de s'affranchir presque totalement de l'influence des pièges présents dans la couche. En effet, si dans la plupart des cas les caractéristiques  $C_g(V_{gs})$  données par les deux méthodes sont très voisines, nous avons pu observer des anomalies, probablement dues aux pièges, pour certains transistors lorsque la fréquence de travail est de 1 MHz.

La figure [6.3] représente, dans un cas typique la capacité  $C_g$  en fonction de  $V_{gs}$ . Nous observons que cette capacité devient pratiquement constante lorsque la valeur absolue de la tension  $V_{gs}$  est importante. Nous pouvons donc considérer que cette capacité limite  $C_e$  est due aux effets de bords de grille et à la capacité "air" existant entre la grille et les plots de source et de drain.

La capacité  $C_g - C_e$  est donc donnée par :

$$C_g - C_e = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=0}$$

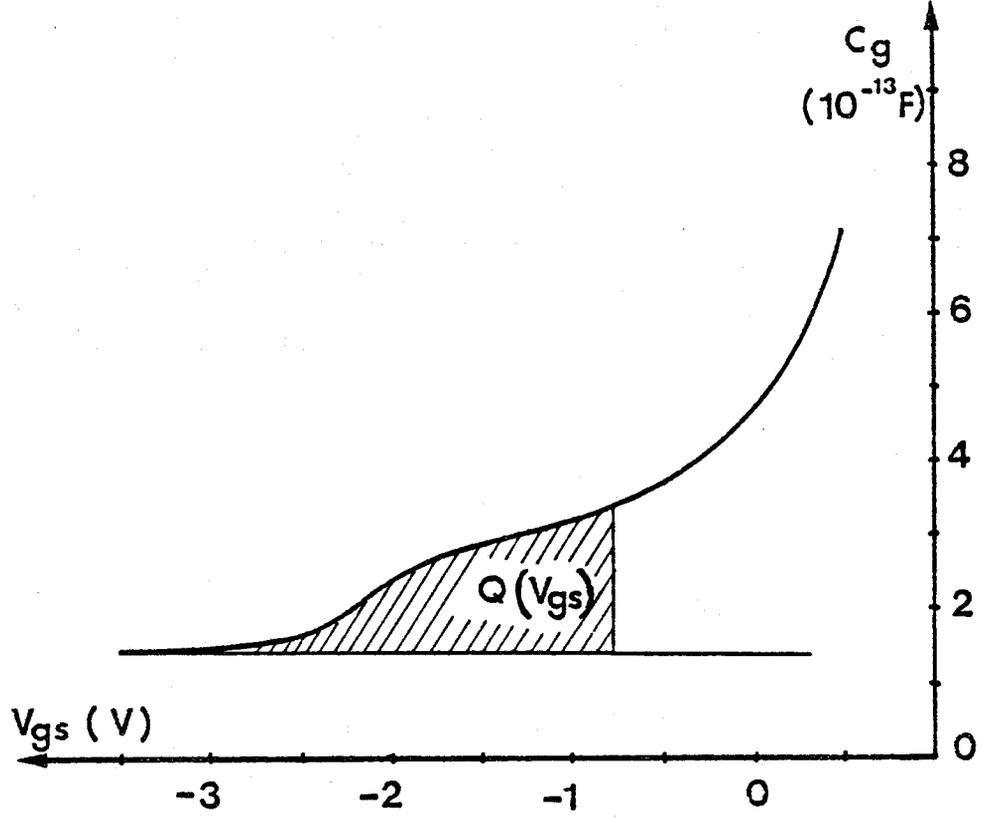


Figure [6.3] Evolutions de la capacité de grille  $C_g$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  et représentation de la méthode de détermination de la quantité de charges libres à l'aplomb de la grille . (transistor THOMSON 14 GAF )

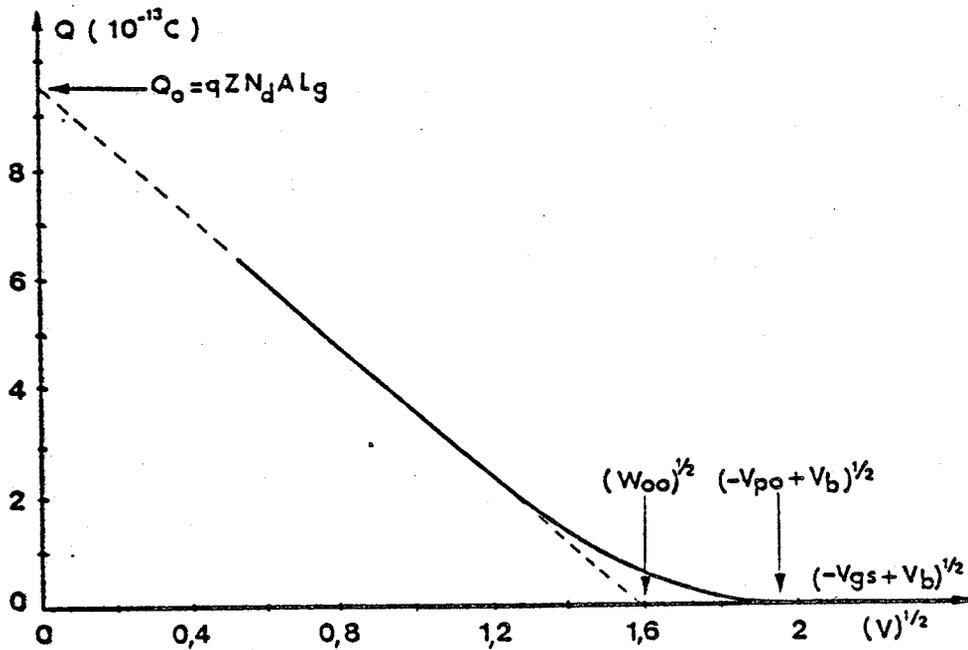


Figure [6.4] Evolution de la quantité de charges libres  $Q(V_{gs})$  à l'aplomb de la grille et méthode de détermination du potentiel de pincement ainsi que de la quantité totale de porteurs libres sous la grille. ( transistor THOMSON 14 GAF )



Dans cette expression,  $Q$  représente la charge libre juste à l'aplomb de la grille. Cette charge peut donc être simplement obtenue par intégration numérique :

$$Q(V_{gs}) = \int_{V_0}^{V_{gs}} (C_g - C_e) dV_{gs}$$

où  $V_0$  est suffisamment importante pour que sa valeur n'influe pas sur celle de l'intégrale. L'évolution de la charge  $Q$  est donnée sur la figure [6.4] en fonction de  $(-V_{gs} + V_B)^{\frac{1}{2}}$ . Comme nous l'avons vu précédemment, cette courbe est composée d'une partie linéaire vérifiant la loi de SHOCKLEY et lorsque la tension  $V_{gs}$  devient importante, d'une partie non linéaire due principalement aux effets bidimensionnels de bords. Cette partie non linéaire n'est pas une caractéristique de la couche mais dépend essentiellement de la longueur de la grille (fig [3.9]).

Cette évolution de la quantité de charges  $Q$  en fonction de  $(-V_{gs} + V_B)^{\frac{1}{2}}$  nous permet de calculer le potentiel de pincement  $W_{00}$  et la quantité totale de charges existant à l'aplomb de la grille.

#### a) Détermination du potentiel de pincement $W_{00}$

Ce potentiel de pincement est une caractéristique de la loi de SHOCKLEY et peut s'écrire :

$$[6.1] \quad W_{00} = \sqrt{\frac{q N_d a^2}{2 \epsilon}} = V_p + V_B$$

où  $N_d$  est la densité d'impuretés,  $a$  l'épaisseur de la couche,  $q$  la charge électronique,  $\epsilon$  la permittivité du semiconducteur et  $V_p$  la tension  $V_{gs}$  nécessaire pour porter la grille au potentiel  $\psi_0$ .

Dans les théories classiques [1], la tension  $V_p$  est celle pour laquelle le courant drain s'annule à faible tension  $V_{ds}$ , ou ce qui revient au même, c'est la tension nécessaire pour annuler la quantité de charges libres  $Q$  sous la grille. Cette tension est notée  $V_{p0}$  sur la figure [6.4].

Nous pouvons remarquer que cette définition est incorrecte car la valeur de la tension  $V_{p0}$  située dans la partie non linéaire de la courbe  $Q = f (V_{gs} + V_B)^{\frac{1}{2}}$ , dépend pour une même couche active, de la longueur de la grille. En utilisant cette définition, la tension  $\psi_0$  n'est donc pas une caractéristique de la couche et la relation [6.1] ne peut être appliquée.

Pour pallier cet inconvénient il est préférable de définir le potentiel de pincement par continuité, comme étant celui qui annulerait la quantité de charges libres si la grille était longue. Ce point correspond à l'intersection du prolongement de la partie linéaire de la caractéristique  $Q = f (V_{gs} + V_B)^{\frac{1}{2}}$  avec l'axe des abscisses (fig [6.4]). En ce point, la loi de SHOCKLEY est vérifiée et la relation [6.1] est valide. La tension de pincement ne dépend donc plus de la longueur de la grille.

b) Détermination de la quantité totale de charges  
sous la grille

Pour une tension  $V_{gs}$  donnée, la quantité de charges

libres sous la grille s'écrit, lorsque la loi de SHOCKLEY est vérifiée :

$$Q(V_{gs}) = qZ L_g a N_d \left( 1 - \left( \frac{-V_{gs} + V_B}{W_{00}} \right)^{1/2} \right)$$

La quantité totale de charges sous la grille :

$$Q_0 = qZ L_g a N_d$$

est obtenue lorsque  $-V_{gs} + V_B = 0$ . Cette grandeur est obtenue expérimentalement par continuité, à l'intersection de l'axe des ordonnées avec le prolongement de la partie linéaire de la caractéristique  $Q = f(-V_{gs} + V_B)^{1/2}$ .

En conclusion, nous pouvons dire que l'exploitation de la courbe expérimentale  $C_g = f(V_{gs})$  permet, lorsque l'on fait intervenir l'évolution de la charge  $Q$  en fonction de  $V_{gs}$ , de définir précisément le potentiel de pincement  $W_{00}$  et la quantité totale de charges sous la grille  $Q_0$ .

VI - 1.1-4 - La caractéristique  $R_{ds} = f(V_{gs})$  à tension drain source nulle

La mesure de  $R_{ds}$  est effectuée directement à l'aide d'un ohmmètre fonctionnant par injection d'un courant constant entre source et drain. Il suffit donc de vérifier que dans la gamme employée,

ce courant est assez faible pour que la tension  $V_{ds}$  soit toujours proche de zéro.

La résistance  $R_{ds}$  est mesurée pour des tensions  $V_{gs}$  négatives et positives. Néanmoins, lorsque  $V_{gs}$  est positive, la mesure n'est significative que si le courant de grille est négligeable devant le courant de mesure, connu pour la gamme employée.

L'exploitation de cette caractéristique permet de déterminer de façon autocohérente la somme des résistances d'accès  $R_s + R_d$  et le profil de la mobilité moyenne  $\mu(V_{gs})$  des porteurs libres pour une tension  $V_{gs}$  donnée.

Considérons l'intervalle des tensions  $V_{gs}$  sur lequel la charge  $Q(V_{gs})$  vérifie la loi de SHOCKLEY. Supposons d'autre part, ce qui sera discuté par la suite, que la mobilité moyenne est constante sur une partie de cet intervalle. Cette mobilité sera notée  $\mu_0$ . La résistance  $R_{ds}$  est alors donnée par :

$$R_{ds} = R_s + R_d + \frac{1}{q\mu_0 N_d} \cdot \frac{L_g}{aZ} \cdot \frac{1}{1 - \frac{(-V_{gs} + V_B)^{1/2}}{W_{00}}}$$

Cette expression montre que l'évolution de  $R_{ds}$  en fonction de  $\left[1 - \frac{(-V_{gs} + V_B)^{1/2}}{W_{00}}\right]^{-1}$  doit être linéaire. Pour la grande majorité des transistors que nous avons étudiés, ceci est effectivement bien vérifié.

De cette droite, il est possible de déterminer de façon très classique, [1], la somme des résistances  $R_s$  et  $R_d$  par

extrapolation, et la conductance  $G_0$  du canal sous la grille lorsque celui-ci est entièrement ouvert.  $G_0$  est alors donnée par :

$$G_0 = q \mu_0 N_d \cdot \frac{a Z}{L_g}$$

Lorsque la somme des résistances  $R_s$  et  $R_d$  est connue, il est possible de déterminer l'évolution, en fonction de  $V_{gs}$ , de la mobilité moyenne définie par :

$$\mu(V_{gs}) = \frac{1}{Q(V_{gs})} \cdot \int_V n(\vec{r}) \cdot \mu(\vec{r}) d^3 r$$

Dans cette expression le volume d'intégration  $V$  est le volume de semiconducteur situé à l'aplomb de la grille.

La définition précédente montre que nous pouvons écrire de façon générale :

$$R_{ds} = R_s + R_d + \frac{L_g^2}{Q(V_{gs}) \cdot \mu(V_{gs})}$$

d'où nous pouvons déduire :

$$\mu(V_{gs}) = \frac{L_g^2}{Q(V_{gs})} \cdot \frac{1}{R_{ds} - (R_s + R_d)}$$

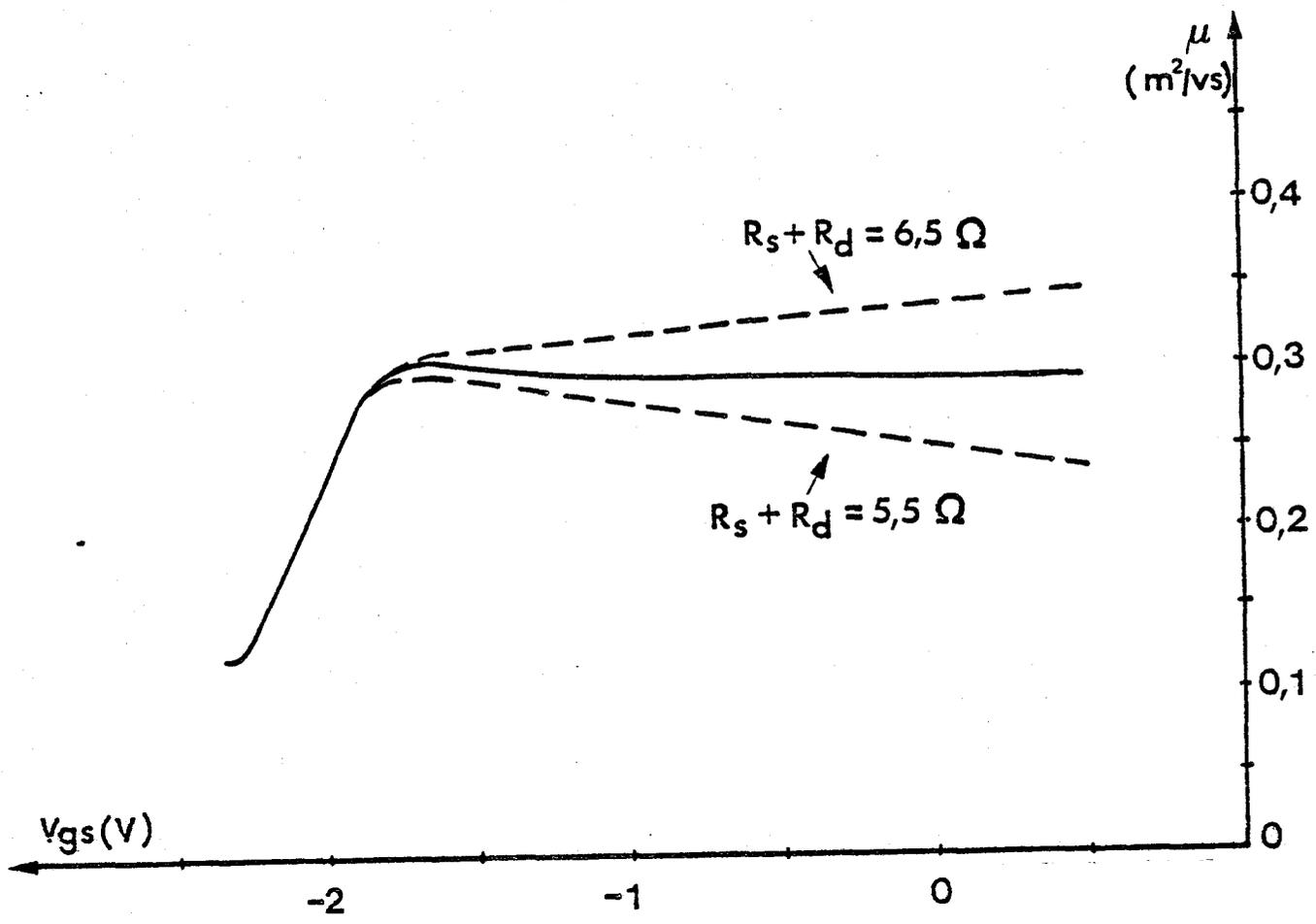


figure [6.5] Evolutions de la mobilité moyenne en fonction de la tension grille-source  $V_{gs}$ . ( transistor THOMSON 14 GAF )

—————  $R_s + R_d = 6 \Omega$



La figure [6.5] représente l'évolution de  $\mu(V_{gs})$  pour un TEC à grille submicronique. Nous remarquons que cette mobilité est constante sauf lorsque la tension  $V_{gs}$  tend vers la tension de pincement où elle présente une diminution importante.

Nous avons également représenté l'évolution de  $\mu(V_{gs})$  pour différentes valeurs de la somme  $R_s + R_d$ . Nous constatons que le profil de mobilité est très sensible à la valeur de  $R_s + R_d$ . La méthode de détermination de  $R_s + R_d$ , par extrapolation, pouvant être imprécise, nous pouvons vérifier à posteriori que la valeur obtenue est correcte. Le système doit en effet être autocohérent : la détermination de  $R_s + R_d$  reposant sur l'hypothèse que la mobilité est constante sur un intervalle de tension, la valeur de  $R_s + R_d$ , lorsqu'elle est correcte, doit donner un profil de mobilité "plat" dans cette zone.

Dans le cas de certaines couches très minces ( $a \ll 0,1 \mu$ ) l'hypothèse d'une mobilité constante peut n'être vérifiée que pour des tensions  $V_{gs}$  positives ou faiblement négatives. La détermination de  $R_s + R_d$  dans ce cas est donc assez imprécise ce qui semble être une limite d'emploi de cette méthode.

#### VI - 1.1-5 - Conclusion

Les méthodes expérimentales décrites précédemment permettent de déterminer les paramètres primaires du transistor à savoir :

$$[6.2] \quad W_{00} = \frac{q N_d a^2}{2 \epsilon}$$

$$[6.3] \quad Q_0 = q Z N_d \cdot a \cdot L_g$$

$$[6.4] \quad G_0 = q \mu_0 N_d a Z / L_g$$

Nous pouvons également connaître les paramètres secondaires tels que les sommes  $R_s + R_d$ ,  $R_s + R_i$  et la différence de potentiel de contact  $V_B$ .

En général, la profondeur  $Z$  de la grille est donnée par le constructeur. Néanmoins, nous remarquons que quatre paramètres,  $a$ ,  $N_d$ ,  $L_g$  et  $\mu_0$  ne peuvent être entièrement déterminés à l'aide des trois relations [6.1], [6.2] et [6.3]. La connaissance d'un paramètre supplémentaire est donc nécessaire. Ce paramètre peut être la longueur de la grille mais cette évaluation devient difficile car les transistors sont le plus souvent recouverts d'une couche de silice pour éviter leur dégradation en surface.

Lorsque l'on possède un transistor à grille longue (plusieurs dizaines de microns), la connaissance précise de la densité d'impuretés est possible par des méthodes très classiques et l'indétermination peut être également levée.

Dans les autres cas, nous ne pouvons donc que déterminer un quadruplet cohérent des valeurs des grandeurs  $L_g$ ,  $N_d$ ,  $\mu_0$ ,  $a$ .

Trois éléments peuvent nous aider dans cette recherche. Tout d'abord, les données du constructeur permettent d'obtenir des ordres de grandeur de paramètres tels que la longueur de la grille. D'autre part, des relations empiriques, [1], ont été établies entre la concentration en impuretés et la mobilité  $\mu_0$ . Les quadruplets où la valeur de la mobilité dépasse la valeur théorique pour le dopage considéré peuvent être écartés. Enfin, pour les structures "planar" la connaissance de l'ordre de grandeur de la résistance  $R_s$  permet également d'éliminer des valeurs de paramètres  $\mu_0$ ,  $N_d$ ,  $a$ , qui ne pourraient donner de bons ordres de grandeur. Finalement, bien que la précision d'une telle méthode soit difficilement mesurable, il semble qu'une incertitude absolue de  $0,05 \mu m$  sur la longueur de la grille puisse être obtenue.

Remarque : Les paramètres des transistors que nous utiliserons par la suite sont donnés table [6.6].

#### VI - 1.2 - Comparaison théorie-expérience

Pour effectuer cette comparaison, les paramètres  $L_g$ ,  $N_d$ ,  $\mu_0$  et  $a$ , mesurés comme nous venons de le voir, sont introduits dans le programme numérique. En plus de ces données notre procédure nécessite la connaissance des caractéristiques  $v(E)$  et  $\mathcal{E}(E)$  (la connaissance des autres caractéristiques telles que  $m^*(\mathcal{E})$  ou  $kT(\mathcal{E})$  n'est pas nécessaire lorsque l'on écrit la vitesse moyenne des porteurs sous la forme  $v = \mu(\mathcal{E}) \cdot E$ ).

La figure [6.7] montre les caractéristiques  $v(E)$  que nous avons utilisée pour différentes valeurs de la mobilité en champ faible  $\mu_0$ . Ces courbes, ainsi que la caractéristique  $\mathcal{E}(E)$  pour une densité d'impuretés donnée, sont déduites des résultats de la procédure MONTE-CARLO.

	NEC 244	THOMSON 14 GAF	NEC 388	MITSUBISHI MGF 1403
$L_g$ ( $\mu$ )	1	0,8	0,55	0,6
$a$ ( $\mu$ )	0,2	0,14	0,12	0,1
$N_d$ ( $10^{23} m^{-3}$ )	0,9	1,8	2,2	2,4
$\mu_o$ (m /vs)	0,4	0,3	0,2	0,2
$R_s+R_d$ ( $\Omega$ )	11,5	6	21	6
$R_s+R_i$ ( $\Omega$ )	5,5	3,8	10	3,5
$V_b$ (V)	0,7	0,75	0,7	0,7

Table [6.6] Principales caractéristiques des transistors étudiés.  
La profondeur  $Z$  est de  $280 \mu$  pour le NEC 388 et de  $300 \mu$  pour les autres transistors.

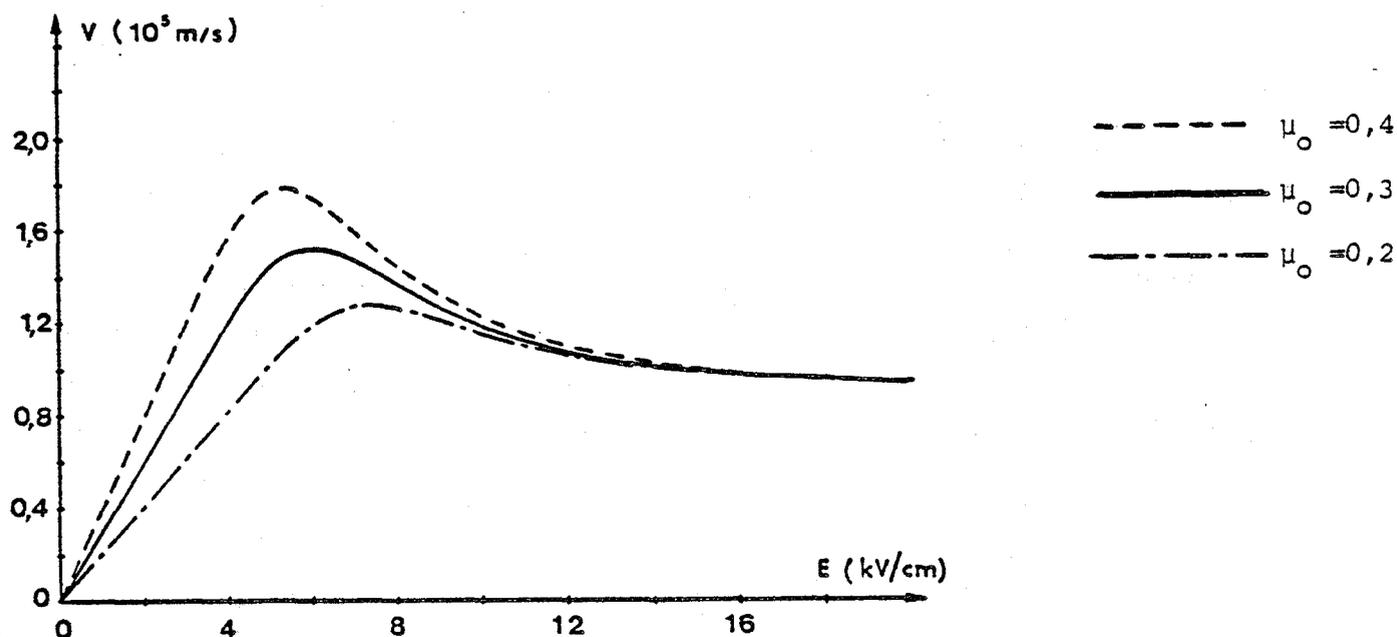


Figure [6.7] Relation entre la vitesse moyenne des porteurs et la valeur du champ électrique pour différentes mobilités en champ faible  $\mu_o$ .

Lorsque les caractéristiques statiques  $I_{ds}$  ( $V_{gs}$ ,  $V_{ds}$ ) sont obtenues de façon théorique, un problème nouveau et important se pose : à quels résultats expérimentaux doivent être comparés les résultats théoriques ?

En effet, notre modèle, à l'image d'ailleurs des plus rigoureux, ne tient pas compte de deux phénomènes :

- les effets thermiques ;
  
- les effets de piège.

a) Les effets thermiques

Lorsque le composant dissipe une certaine puissance, sa température s'élève. Cet accroissement de la température entraîne une diminution de la mobilité en champ faible  $\mu_0$  et également une modification de l'état des pièges.

Ces effets thermiques ont une influence sur le courant de drain, donc sur la transconductance et sur la conductance de sortie  $G_d$ . Compte tenu de sa faible valeur, ce paramètre est particulièrement sensible aux effets d'échauffement.

b) Les effets de piège

Ces pièges peuvent être localisés dans la couche active

Figure [6.8a] Transistor THOMSON 14 GAF

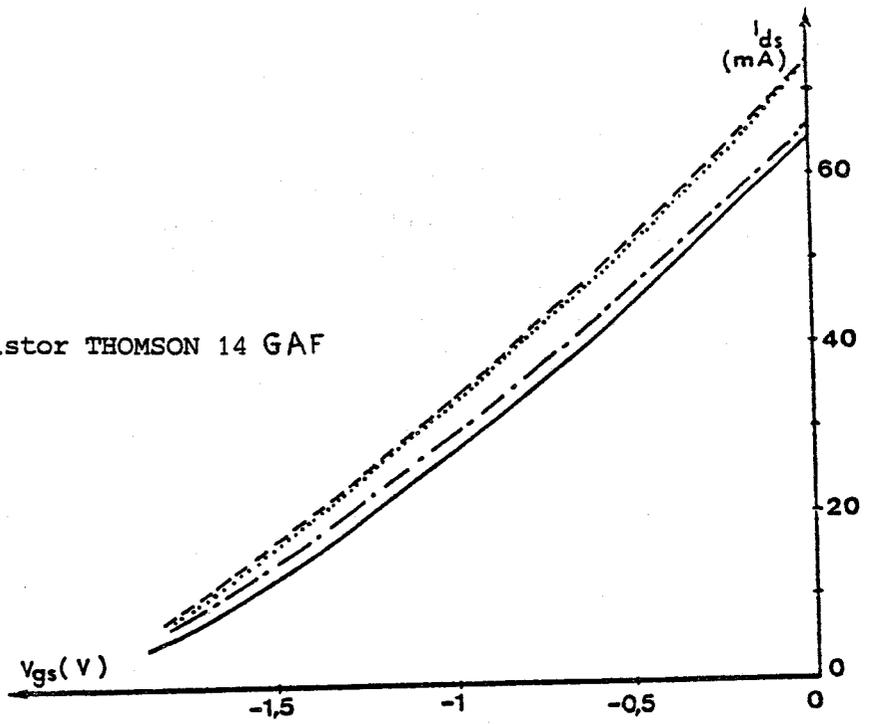


Figure [6.8b] Le transistor NEC 388

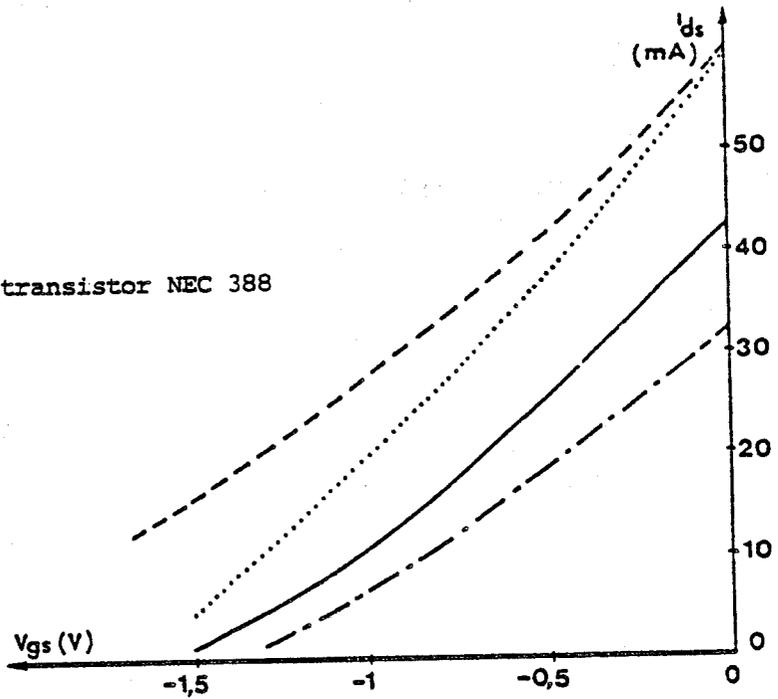


Figure [6.8] Evolutions impulsionnelles et continues du courant de drain en fonction de la tension grille-source pour une tension  $V_{ds}$  de 3 V.

	$V_{gs}$	$V_{ds}$
---		
.....	continue	
—	continue	continue
---		continue

RUS  
LILLE

où aux interfaces couche-active, couche-tampon et couche-tampon - substrat. Les pièges situés dans la couche active ont pour principal effet de réduire le pouvoir de commande de la grille [4]. Leur influence se fait donc essentiellement sentir sur les valeurs de la transconductance et de la capacité Cgs.

Les pièges d'interface, dont la localisation et les effets peuvent varier d'une couche à l'autre [5] modifient certainement les paramètres  $I_{ds}$ ,  $g_m$  et  $G_d$ .

Pour mettre en évidence ces différents effets nous avons représenté sur la figure [6.8] la caractéristique  $I_{ds}(V_{gs})$  pour deux transistors. Cette caractéristique peut être obtenue en continu ou, pour éliminer les effets thermiques, en impulsion en prenant garde de ne dissiper aucune puissance entre deux impulsions. Ceci peut être obtenu de trois façons :

- La tension drain est continue. La tension de grille est supérieure à la tension de pincement (en valeur absolue) entre deux impulsions. Les impulsions sont positives et débloquent donc le transistor ;

- La tension grille est continue. La tension drain est nulle au repos et positive pendant l'impulsion ;

- Les tensions grille et drain sont nulles au repos. L'impulsion drain est positive, celle de grille est négative. Ces deux impulsions sont synchrones.

Nous constatons, en comparant les trois caractéristiques impulsionnelles, que les effets de piège peuvent être relativement faibles dans le cas du 14 GAF alors qu'ils sont très importants dans le cas du NEC 388.

Les effets de ces pièges variant d'une couche à l'autre, une comparaison théorie - expérience précise nécessite donc leur caractérisation préalable. Cette caractérisation doit permettre la connaissance de leur état, d'une part lors de la mesure des paramètres  $N_d$ ,  $a$ ,  $L_g$ ,  $\mu_0$  et d'autre part lors des différentes mesures impulsionnelles et continues. Etant donné la grande complexité de ce problème, il n'a pu être abordé lors de cette étude.

Pour effectuer néanmoins des comparaisons théorie - expérience, nous avons retenu les critères de comparaison suivants :

- Dans le cas des caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  et de la transconductance, l'utilisation de la caractéristique continue tant que la puissance dissipée n'est pas trop importante ou de la caractéristique impulsionnelle pour laquelle la tension de grille est continue paraît souhaitable. En effet, dans ces deux cas l'influence des pièges de la couche active est réduite car la tension  $V_{gs}$  est continue. Nous sommes ainsi dans des conditions assez proches de celles permettant la détermination des paramètres de la structure. Néanmoins les effets thermiques, et/ou les effets des pièges d'interface certainement sensibles à la tension  $V_{ds}$ , ne sont pas totalement éliminés.

- Dans le cas de la conductance de sortie, très sensible aux effets thermiques, une mesure en hyperfréquence est la plus adaptée étant donné l'imprécision des mesures impulsionnelles.

Figure [6.9a] Transistor NEC 244

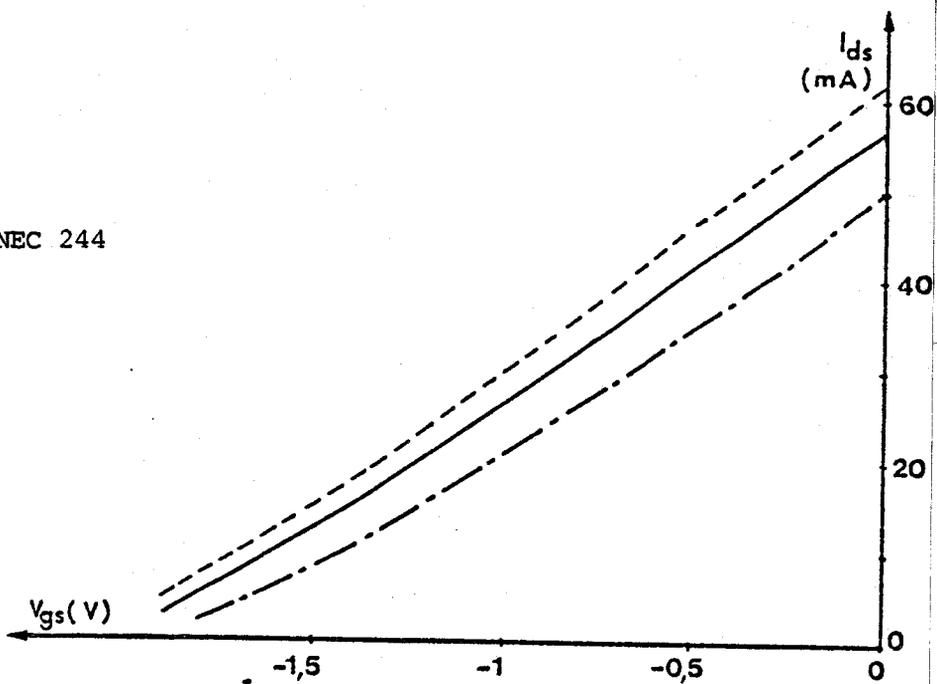


Figure [6.9b] Transistor THOMSON 14 GAF

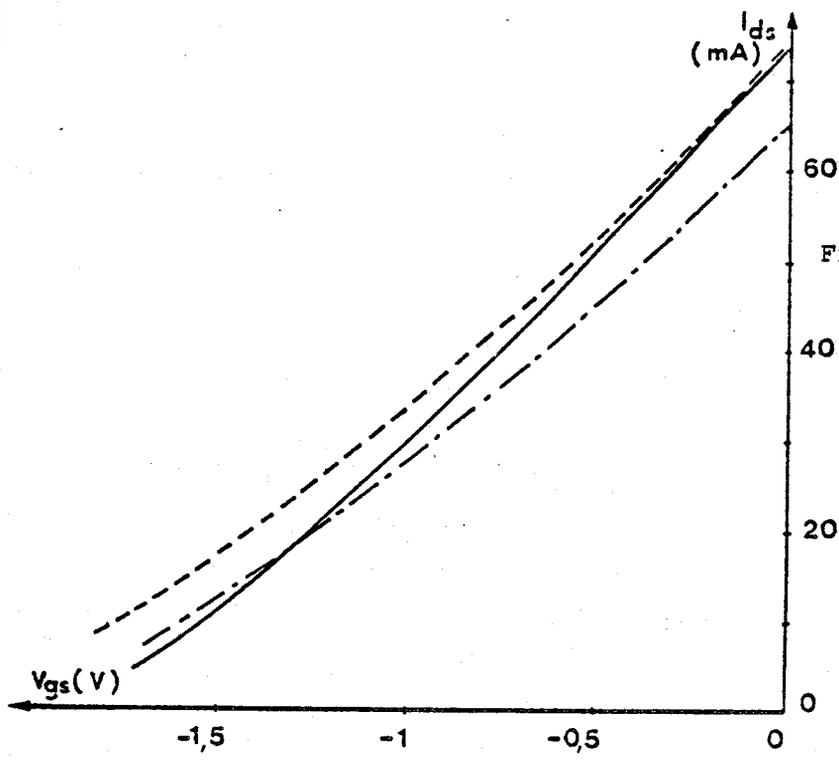


Figure [6.9c] Transistor NEC 388

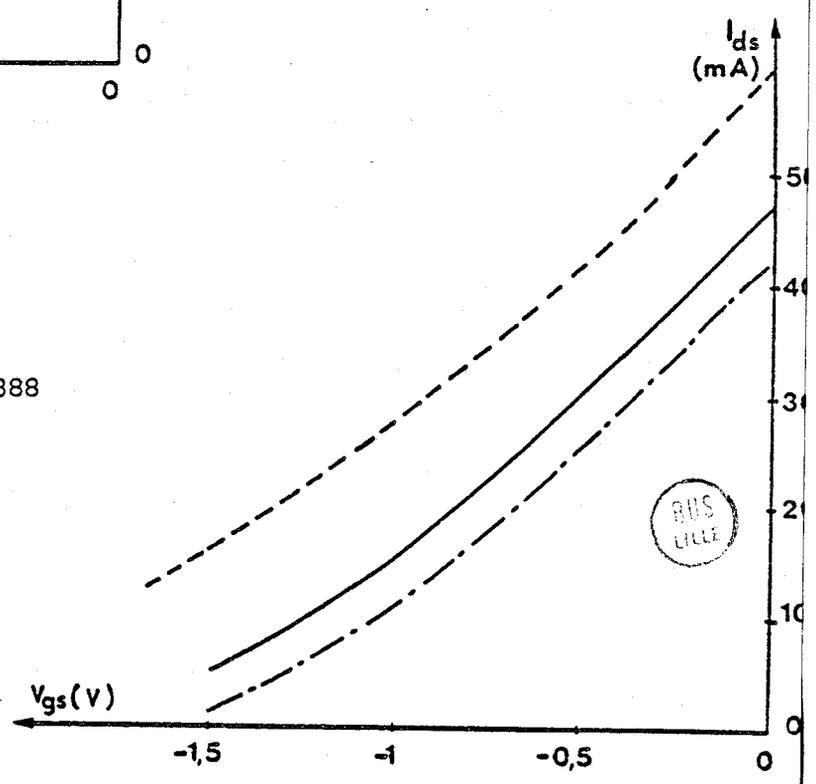


Figure [6.9d] Transistor MITSUBISHI MGF 1403

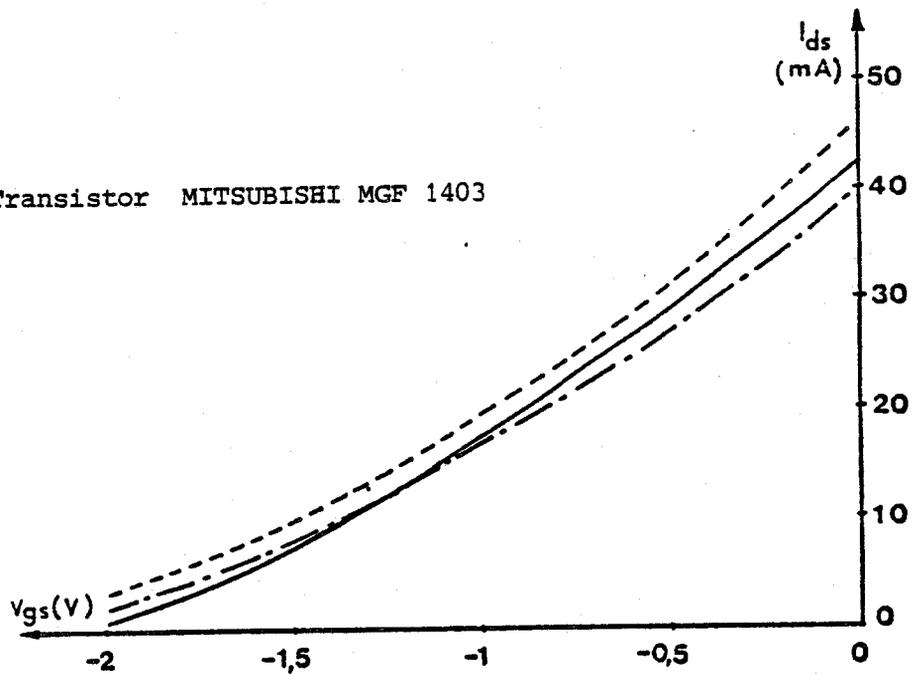


Figure [6.9] Evolutions théoriques et expérimentales du courant de drain en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour une tension  $V_{ds}$  égale à 3 volts.

- Mesure impulsionnelle (impulsions sur le drain et tension grille continue;)
- . - . - Mesure continue
- résultats théoriques

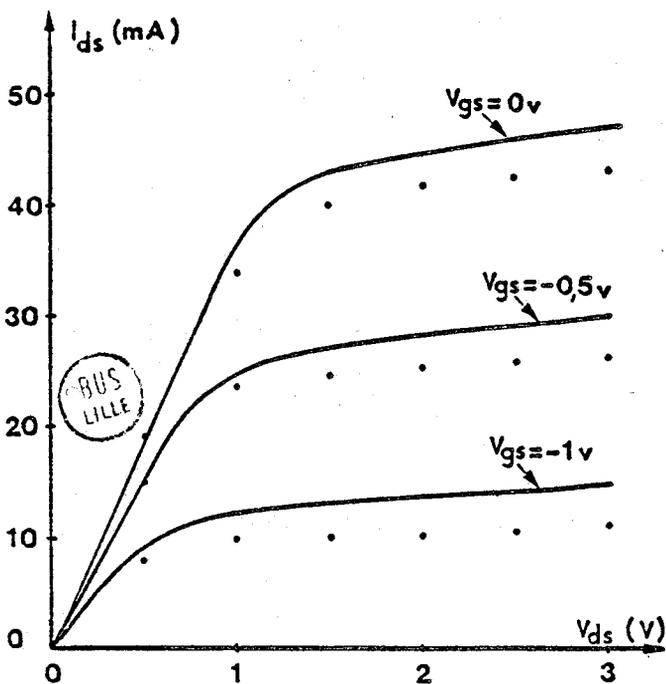


Figure [6.10] Evolutions théoriques et expérimentales du courant de drain en fonction des tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$  pour le transistor NEC 388.

- Résultats théoriques
- . . . Résultats expérimentaux

C'est également par une mesure en hyperfréquence que seront déterminées les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ .

VI - 1.2-1 - Comparaisons des caractéristiques

$I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$

La figure [6.9] présente pour différents transistors la caractéristique  $I_{ds}(V_{gs})$  pour une tension drain - source de trois volts.

De façon générale, les résultats théoriques se situent entre la caractéristique continue et la caractéristique obtenue en impulsions. Compte tenu de la simplicité de notre modèle et des nombreuses simplifications effectuées, ce résultat est assez satisfaisant, d'autant plus que les écarts entre théorie et expérience sont du même ordre pour des longueurs de grille de un micron ou de 0,5 micron et pour des couches actives de caractéristiques très variées.

Nous avons également représenté sur la figure [6.10] les évolutions théoriques et expérimentales du courant de drain en fonction de la tension  $V_{ds}$  à tension grille - source fixée. Pour ce type de caractéristique, l'accord est également satisfaisant.

VI - 1.2-2 - Comparaison des paramètres du schéma

équivalent petit signal  $G_m, G_d, C_{gs}, C_{gd}$

Nous avons indiqué précédemment la façon dont ces paramètres

étaient déterminés théoriquement. Expérimentalement, ces éléments sont évalués :

- à partir des caractéristiques  $I_{ds}$  ( $V_{gs}$ ,  $V_{ds}$ ) continues ou impulsionnelles ;

- à partir de la mesure des paramètres S à l'analyseur de réseaux à une fréquence voisine de 1 GHz. Cette détermination a été mise au point par R. YAQUINE, R. PERICHON et E. PLAYEZ [3] .

#### a) La transconductance $G_m$

La figure [6.11] représente les évolutions de la transconductance  $G_m$  en fonction de la tension grille - source  $V_{gs}$  pour différents transistors. La transconductance représentée est celle obtenue en continu d'une part et celle mesurée à partir des paramètres S d'autre part. Nous pouvons observer que la transconductance théorique est voisine de celle obtenue en continu. Cette concordance semble bien montrer la validité de notre modèle.

Toutefois nous constatons que la transconductance obtenue à 1 GHz est toujours sensiblement inférieure au  $G_m$  théorique. Cet effet est du à la présence des pièges et nous devons noter que dans la mesure où les progrès de la technologie ne permettraient pas de les éliminer, la prévision des performances hyperfréquences d'un TEC doit passer par la prise en compte de leur influence. Malgré l'importance des travaux effectués à ce sujet, cette approche théorique n'apparaît pas évidente compte tenu des nombreuses incertitudes concernant ces phénomènes.

Figure [6.11a] Transistor NEC 244

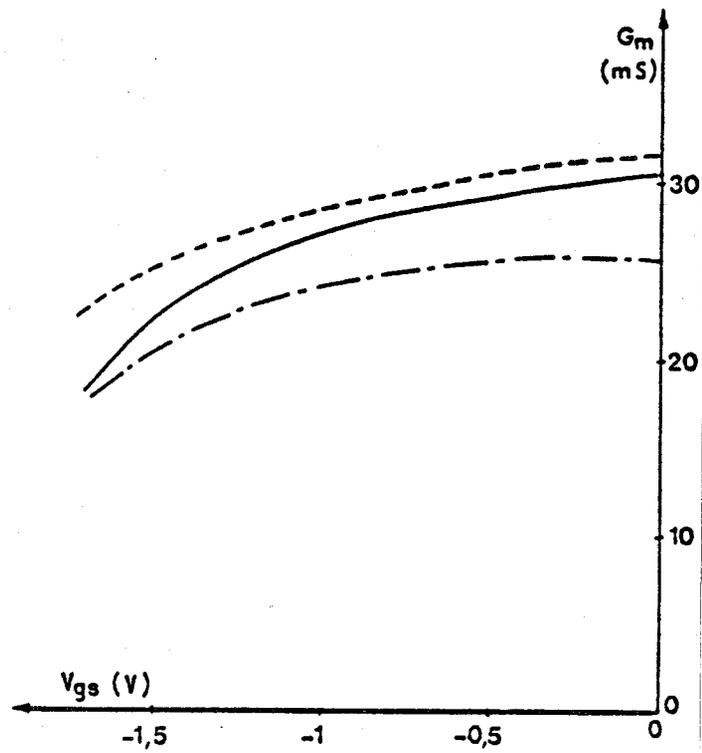


Figure [6.11b]

Transistor THOMSON 14 GAF

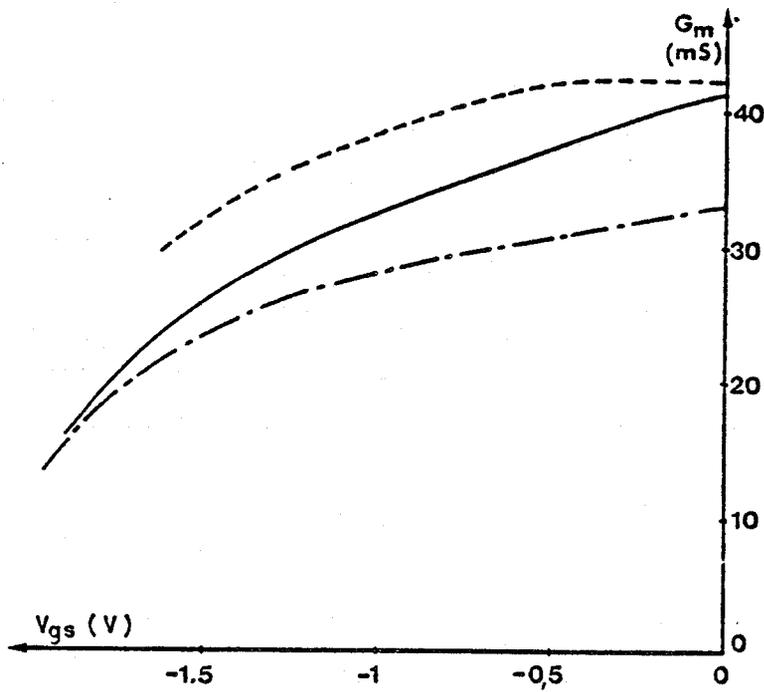
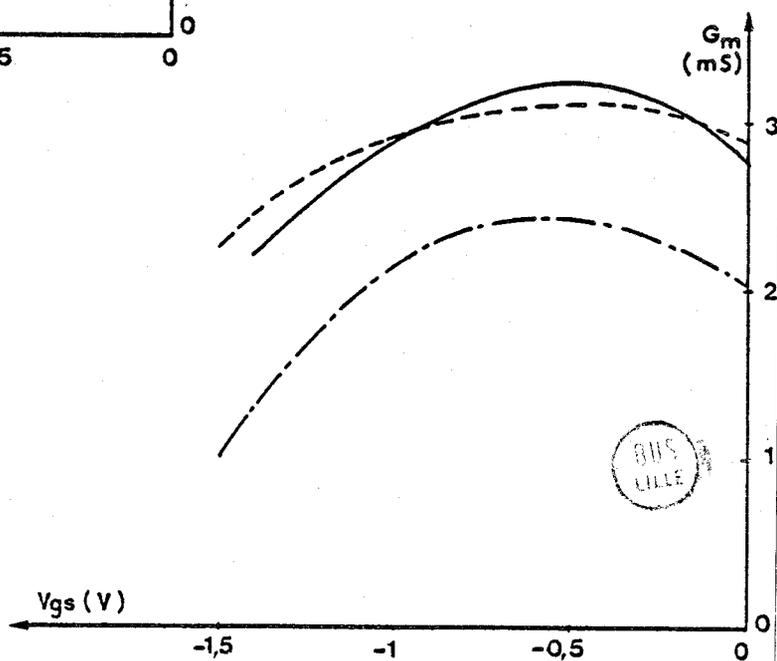


Figure [6.11c] Transistor NEC 388



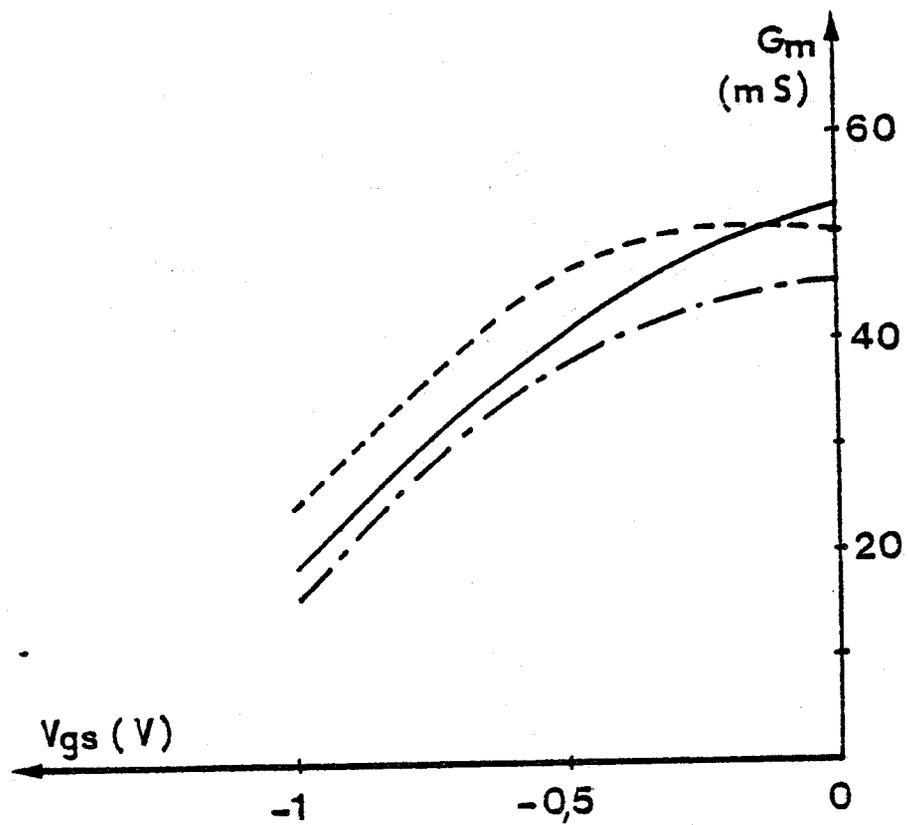


FIGURE [6.11d] Transistor MITSUBISHI MGF 1403

Figure [6.11] Evolutions de la transconductance en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour une tension  $V_{ds}$  de 3 volts.

- Résultats théoriques
- $G_m$  déduit des caractéristiques statiques
- · - · -  $G_m$  mesuré à 1 GHz

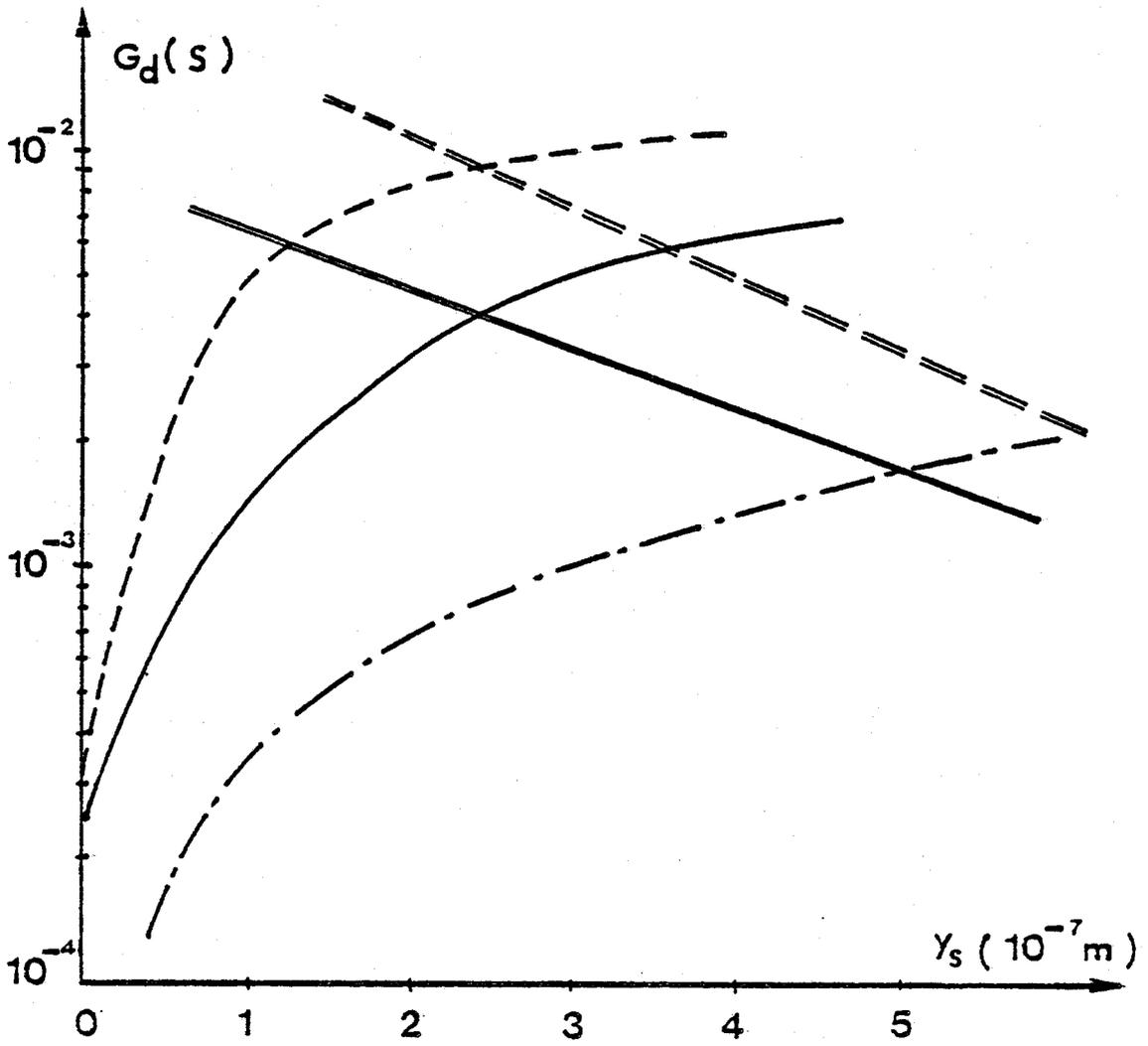


Figure [6.12] Variations de la conductance de sortie  $G_d$  en fonction de l'épaisseur équivalente d'injection.

$a = 0,12 \mu$     $N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$     $V_{gs} = -1 \text{ V}$     $V_{ds} = 2 \text{ V}$

-----	$L_g = 0,25 \mu$	=====	$Y_s = L_g/2$
=====	$L_g = 0,5 \mu$	=====	$Y_s = L_g/2 + a$
-----	$L_g = 1 \mu$		



b) La conductance de sortie Gd

Nous avons vu que l'influence de la couche tampon était caractérisée, dans notre modèle par une épaisseur d'injection équivalente  $Y_s$ . Ce paramètre qui détermine la quantité de charges injectées dans la couche tampon pouvant participer au courant de drain intervient de façon déterminante sur la valeur de la conductance de sortie. La figure [6.12] représente l'évolution de  $G_d$  en fonction de  $Y_s$  pour différentes longueurs de grille. Nous pouvons remarquer que pour des structures dont la longueur de grille est comprise entre 0,5 et 0,75 micron et pour des épaisseurs comprises entre  $L_g/2$  et  $L_g/2 + a$ , la valeur de la conductance de sortie est comprise entre 2,5 et 5 mS ce qui correspond aux valeurs couramment mesurées. Cet ordre de grandeur de l'épaisseur  $Y_s$  que nous avons estimé précédemment de façon théorique permet donc d'obtenir un bon ordre de grandeur de  $G_d$ .

Nous avons vérifié ce résultat de façon plus précise en comparant, en fonction de la tension  $V_{gs}$ , la valeur de la conductance de sortie donnée par notre modèle avec l'expérience. Cette comparaison, représentée figure [6.13] pour différents transistors montre que l'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant. Toutefois, lorsque la tension  $V_{gs}$  croît en valeur absolue, nous observons une décroissance plus rapide du  $G_d$  expérimental. Cet effet peut être attribué à la chute de la mobilité moyenne au voisinage de la couche tampon dont nous n'avons pas tenu compte.

Pour vérifier notre hypothèse de l'injection de porteurs dans la couche tampon, nous avons également étudié l'allure de l'évolution de la conductance de sortie en fonction de la tension grille  $V_{gs}$  et ceci pour différentes tensions drain  $V_{ds}$ . Expérimentalement, nous observons (fig [6.14]) que plus la tension  $V_{ds}$  est

Figure [6.13a] Transistor NEC 244

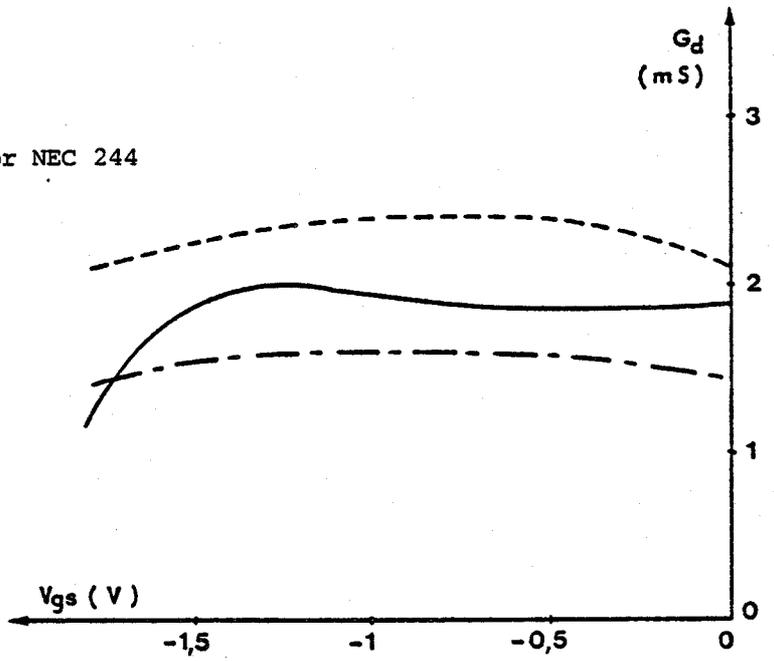


Figure [6.13b]  
Transistor THOMSON 14 GAF

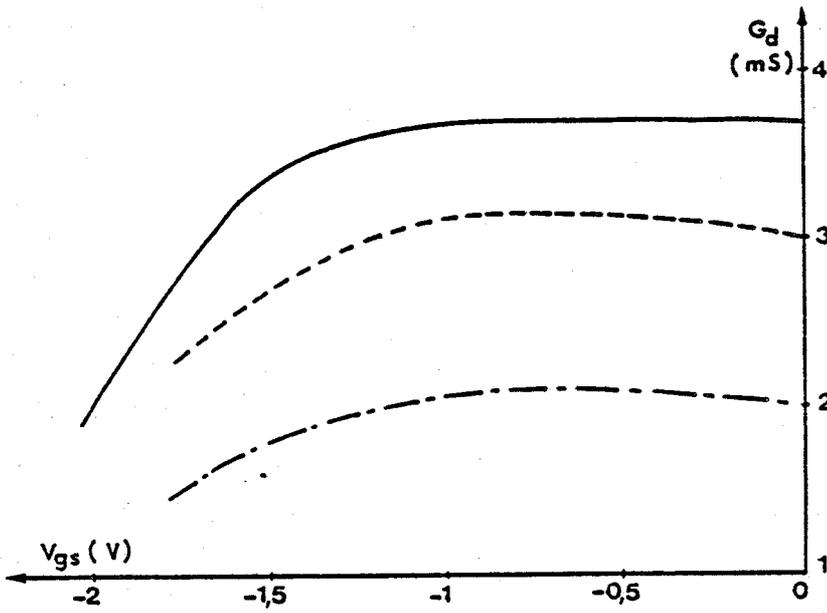
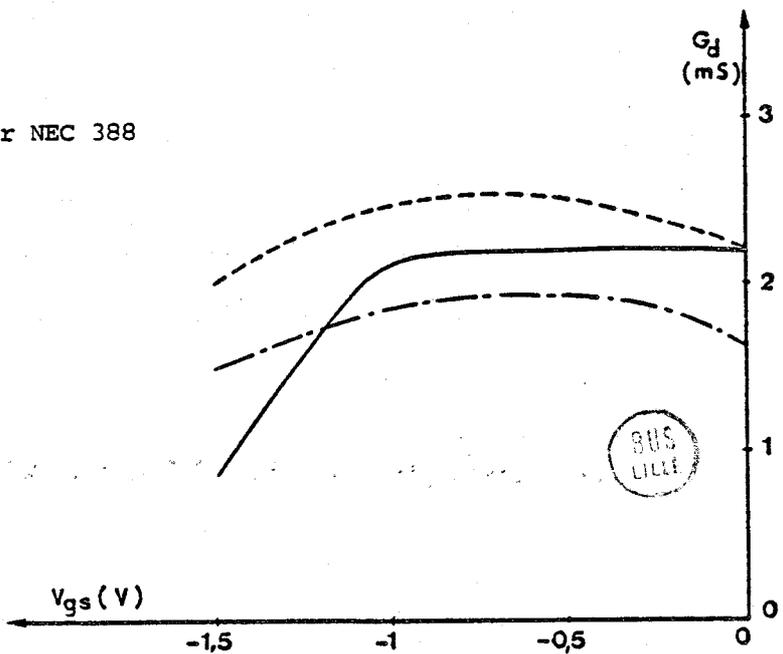


Figure [6.13c] Transistor NEC 388



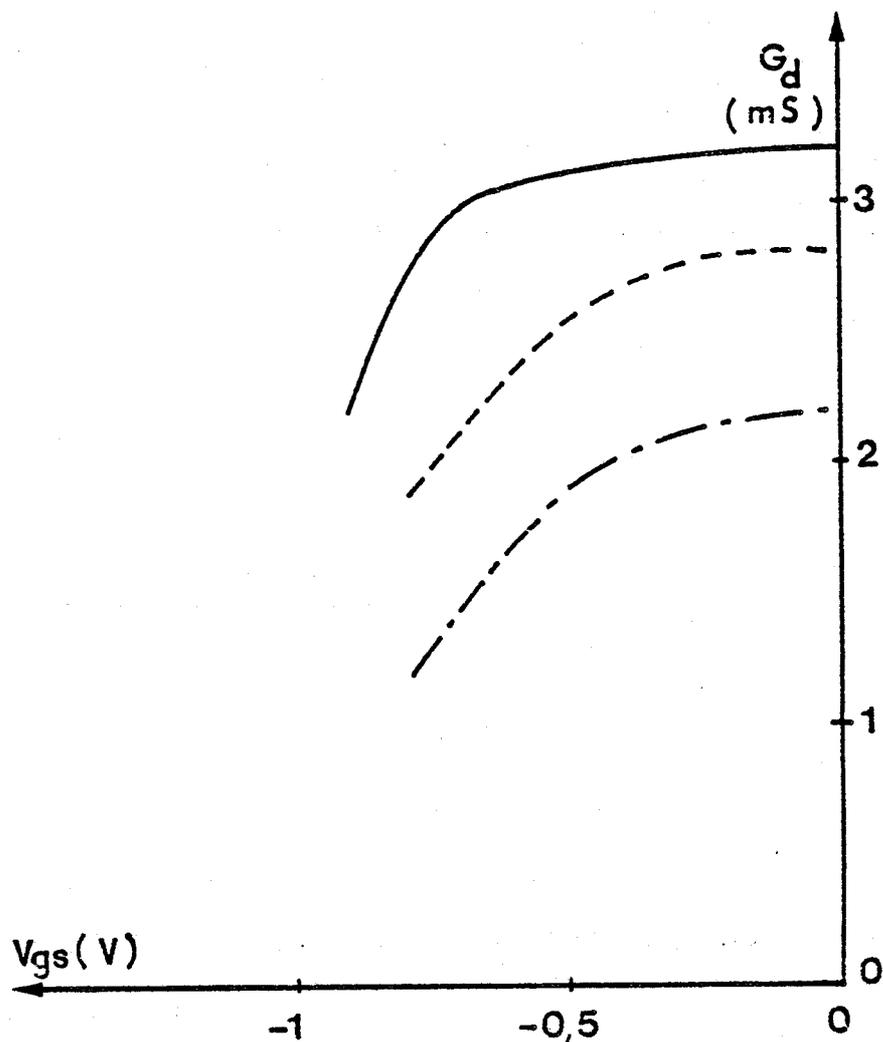


Figure [6.13d] Transistor MITSUBISHI MGF 1403

Figure [6.13] Evolutions théoriques et expérimentales de la conductance de sortie  $G_d$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour une tension drain égale à 3 volts.

- Résultats théoriques :  $Y_s = L_g/2 + a$
- .-.-.-.- Résultats théoriques :  $Y_s = L_g/2$
- Evolution expérimentale :  $F = 1$  GHz



Figure [6.14a] Evolution expérimentale

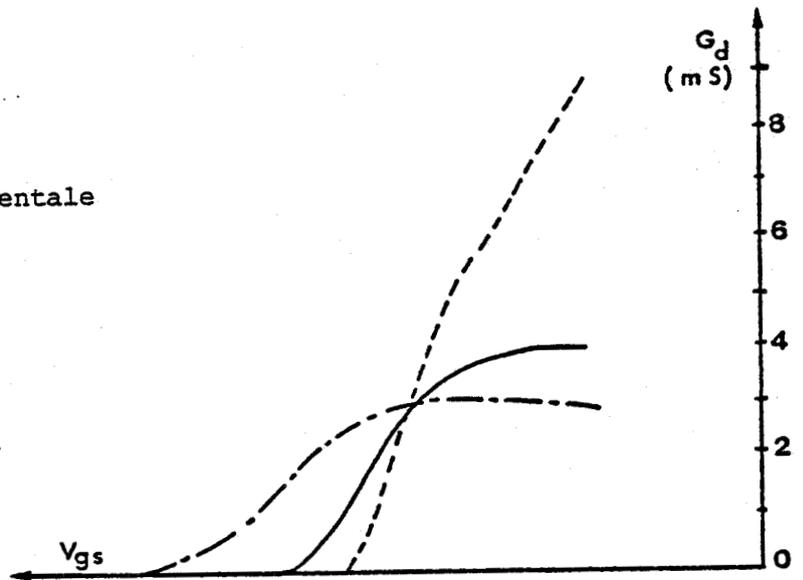


Figure [6.14 b]

Evolution théorique

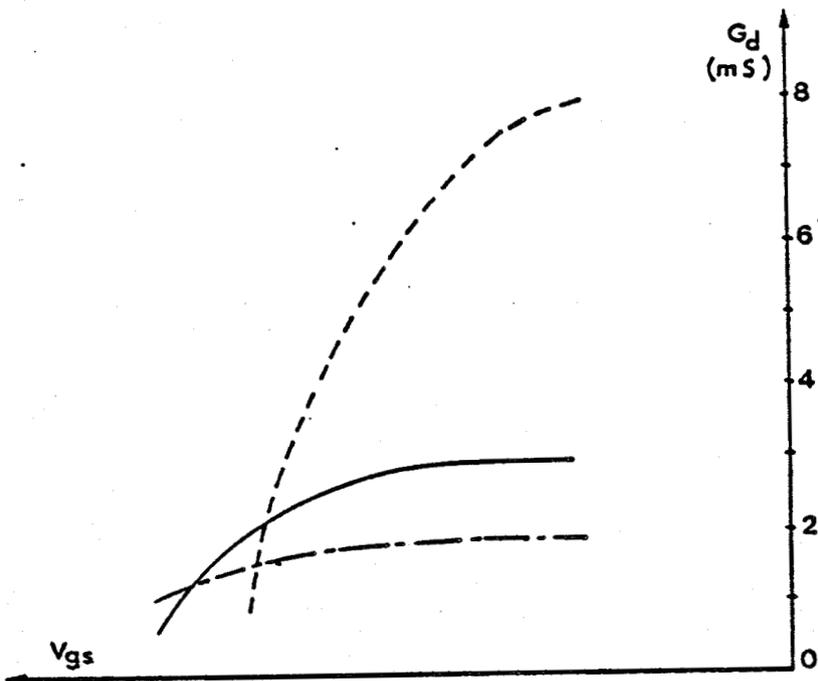


Figure [6.14] Allure des variations de la conductance de sortie au voisinage du pincement.

- $V_{ds} = 1 \text{ V}$
- $V_{ds} = 3 \text{ V}$
- · - · -  $V_{ds} = 6 \text{ V}$



importante, plus la tension Vgs pour laquelle la conductance de sortie Gd s'annule, est importante. Nous retrouvons théoriquement ce phénomène, comme le montre la figure [6.14] .

En conclusion nous pouvons dire que notre modélisation particulière concernant l'injection de porteurs dans la couche tampon permet d'obtenir des valeurs correctes de la conductance de sortie Gd et d'expliquer son évolution en fonction des tensions Vgs et Vds. Ceci est à noter d'autant plus qu'à notre connaissance, seuls les modèles de simulation bidimensionnels donnent des valeurs de Gd proches de l'expérience.

c) Les capacités grille - source Cgs et grille - drain Cgd

Notre modèle permet d'obtenir, en calculant la quantité de charges emmagasinée dans la zone désertée, les capacités Cgs et Cgd. En fait, aux valeurs de celles-ci, il convient d'ajouter celles des capacités interélectrodes dues aux lignes de champ se refermant dans l'air. Une détermination précise de ces capacités "air" passe par une connaissance exacte de la géométrie de la structure ce qui n'est pas toujours le cas. Néanmoins, pour des transistors à grille submicronique, la valeur de ces capacités est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-14}$  à  $4 \cdot 10^{-14}$  Farad. Cet ordre de grandeur montre que la contribution de la capacité "air" à la capacité Cgs est faible mais qu'elle est très importante en ce qui concerne la capacité Cgd.

Nous avons représenté sur les figures [6.15] et [6.16] les évolutions des capacités Cgs et Cgd en fonction de la tension grille - source Vgs. Notons que la détermination expérimentale de la capacité Cgs n'a pas toujours été possible par manque d'éléments de référence. Nous avons également représenté sur ces figures

Figure [6.15a] Transistor THOMSON 14 GAF

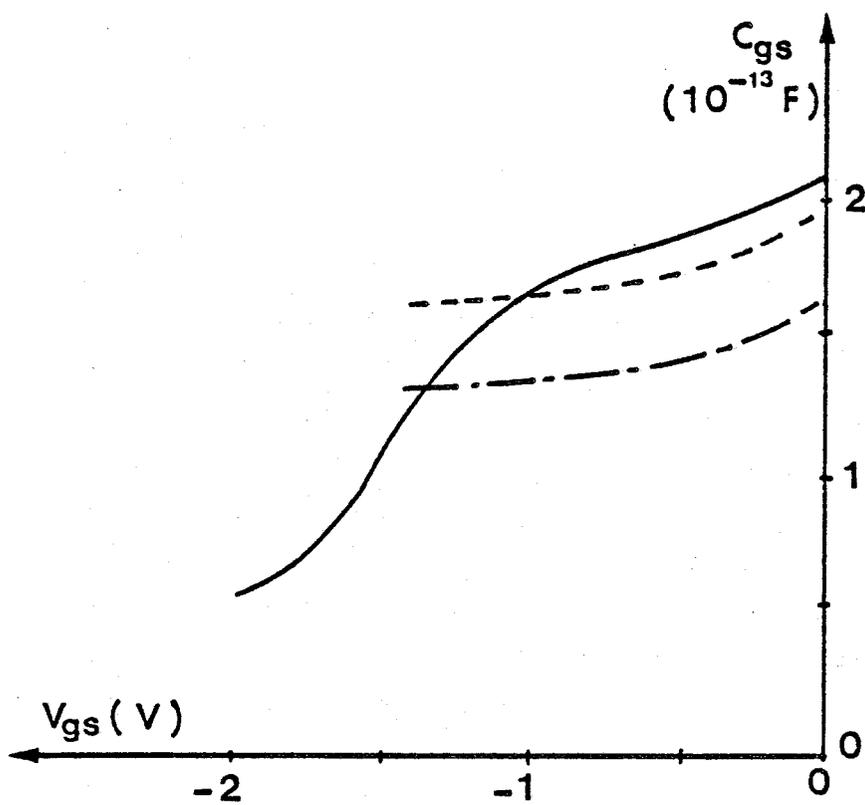
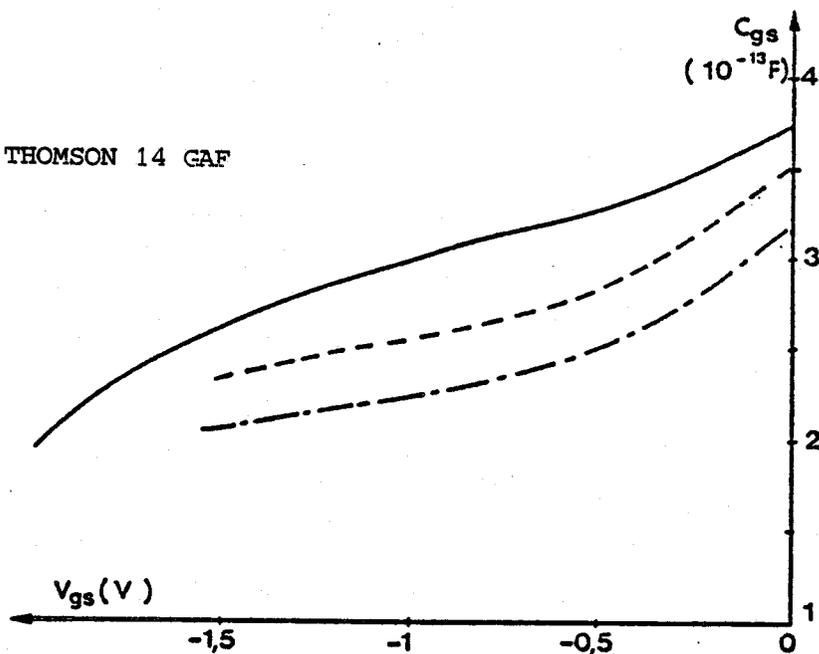


Figure [6.15b]

Transistor NEC 388

Figure [6.15] Evolutions théoriques et expérimentales de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de la tension  $v_{gs}$  pour une tension drain de 3 volts

- · — · — Capacité théorique
- - - - - Capacité théorique + capacité " air "
- capacité expérimentale : F = 1 GHz



Figure [6.16a] Transistor THOMSON 14 GAF

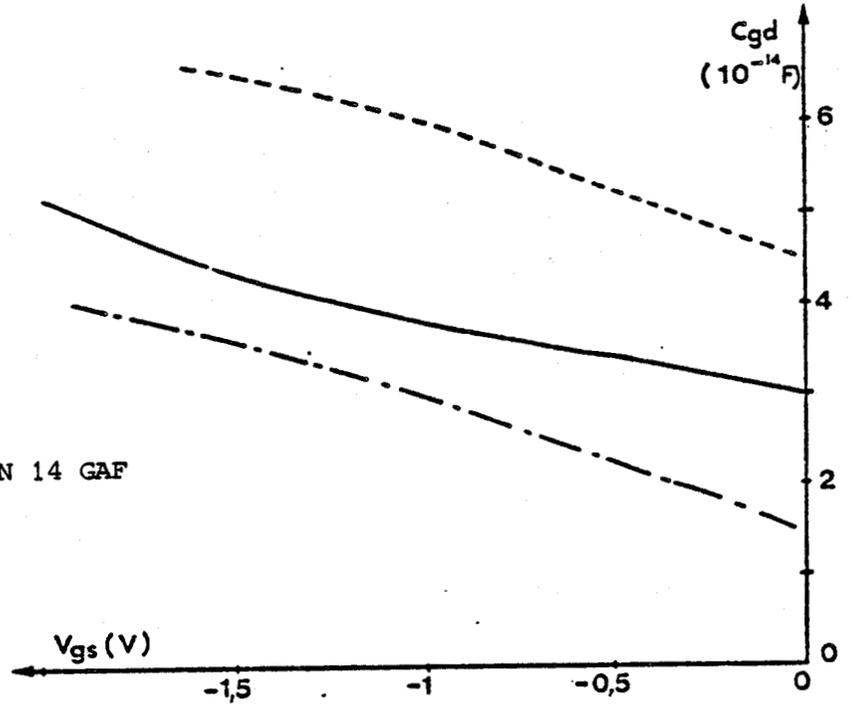


Figure [6.16b]  
Transistor NEC 388

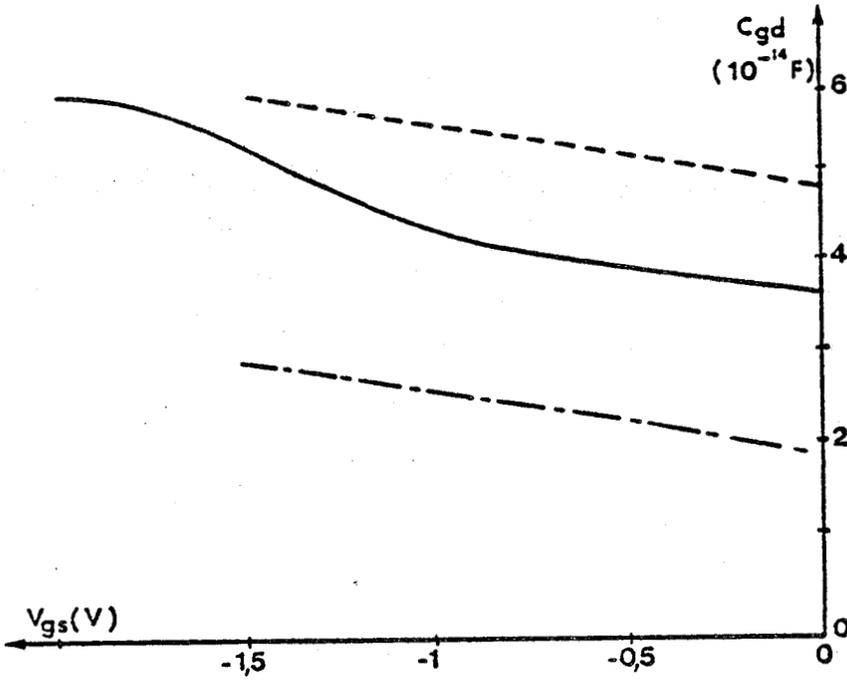


Figure [6.16] Evolutions théoriques et expérimentales de la capacité grille - drain  $C_{gd}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour une tension  $V_{ds}$  de 3 volts.

- Capacité théorique
- .-.-.-.- Capacité théorique + capacité "air"
- Capacité expérimentale :  $F = 1$  GHz



les évolutions de ces capacités en admettant que la capacité inter-électrode avait une valeur de  $3 \cdot 10^{-14}$  Farad.

Nous constatons sur ces figures que l'accord entre le modèle théorique et la détermination expérimentale est satisfaisant pour la capacité Cgs. Dans le cas de Cgd l'importance relative de la capacité "air" dont la détermination est imprécise ne permet pas de conclure simplement quant à la validité de notre modèle pour le calcul de cette capacité. Les ordres de grandeurs apparaissent toutefois satisfaisants.

### Conclusion

Malgré la présence d'effets tels que l'échauffement du semiconducteur, l'existence de pièges et de capacités interélectrodes rendant difficile une comparaison rigoureuse entre notre modèle théorique et les résultats expérimentaux, nous pouvons noter que pour les trois éléments principaux du schéma équivalent Gm, Gd et Cgs, l'accord entre l'expérience et la théorie est satisfaisant, tant du point de vue des ordres de grandeurs que des évolutions avec la tension grille - source Vgs.

Notons pour terminer que l'évolution des paramètres Gm, Gd, Cgs et Cgd avec la tension Vds est conforme à l'expérience c'est-à-dire que lorsque Vds croît, Gd et Cgd décroissent alors que Cgs croît et que Gm reste pratiquement constant.

Après avoir montré la validité de notre modèle, nous pouvons étudier maintenant l'influence des divers paramètres technologiques.

VI - 2 - INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES SUR LES  
PROPRIETES STATIQUES ET HYPERFREQUENCES DES TEC

Introduction

Dans cette partie nous étudions l'évolution de la caractéristique statique  $I_{ds}(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  fixée et des éléments principaux du schéma équivalent en fonction de la longueur de la grille, de l'épaisseur de la couche active  $a$  et de la concentration en impuretés  $N_d$ . De plus, ayant pu observer expérimentalement que la mobilité en champ faible pouvait s'écarter notablement de la mobilité théorique, nous avons cherché à quantifier l'influence de cette dégradation de la mobilité sur les propriétés hyperfréquences du transistor. Pour des raisons identiques à celles que nous avons exposées précédemment, les comparaisons, lorsque  $N_d$  ou  $a$  varient, seront effectuées en gardant  $(-V_{gs} + V_B) / W_{oo}$  constant.

VI - 2.1 - La caractéristique  $I_{ds}(V_{gs})$

Nous avons représenté sur la figure [6.17] l'évolution du courant de drain en fonction de la tension grille source  $V_{gs}$ , la tension drain étant égale à 3 volts, pour diverses valeurs de la longueur de grille. Cette figure met en évidence les deux conséquences essentielles de la réduction de la longueur de la grille lorsque les effets de la dynamique électronique non stationnaire sont pris en compte.

- D'une part, pour une tension  $V_{gs}$  donnée nous constatons une augmentation sensible du courant de drain lorsque la longueur de grille diminue.

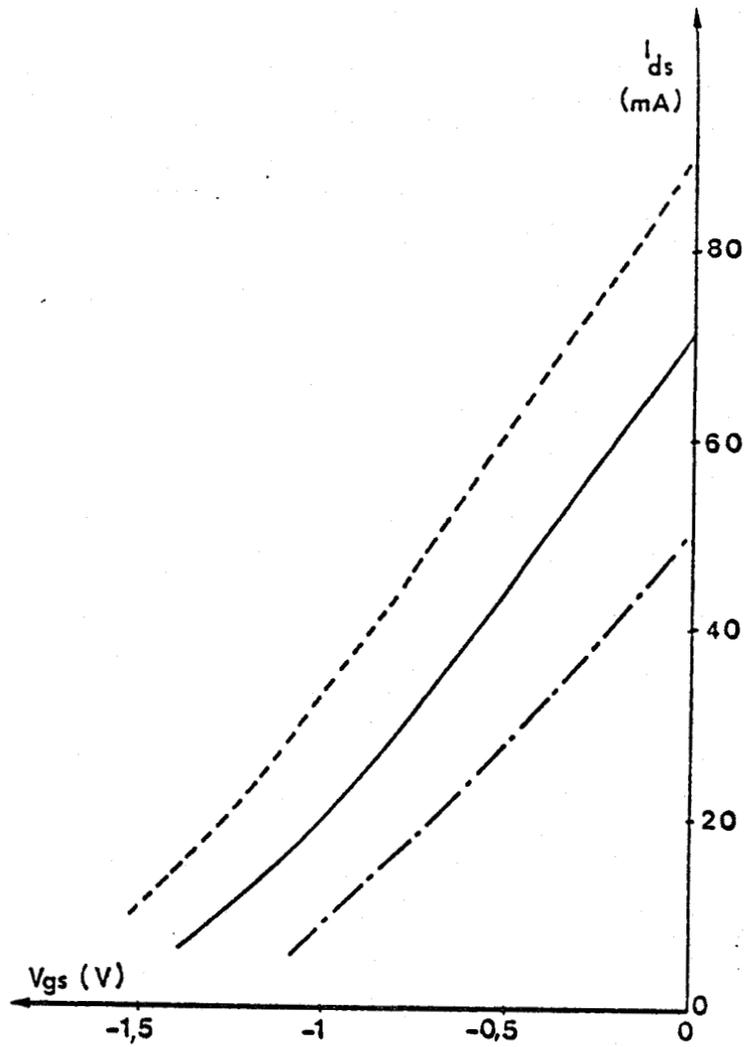


Figure [6.17] Evolutions du courant de drain en fonction de la tension grille - source  $V_{gs}$ .

$$z = 300 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3 \quad V_{ds} = 3 \text{ V}$$

- $L_g = 0,25 \mu$
- $L_g = 0,5 \mu$
- · - · -  $L_g = 1 \mu$

- D'autre part, nous observons que la tension  $V_{gs}$  qui doit être appliquée pour annuler le courant drain croît notablement lorsque la longueur de la grille décroît.

L'accroissement du courant de drain peut être directement relié au phénomène de survitesse c'est-à-dire à l'augmentation de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille lorsque la longueur de la grille diminue. Il est clair que pour une tension  $V_{gs}$  donnée, c'est-à-dire une géométrie du canal à peu près fixée, plus la vitesse moyenne des porteurs est élevée, plus le courant drain est important.

L'augmentation de la "tension de pincement" lorsque la longueur de la grille diminue peut s'expliquer par une densité plus importante de porteurs injectés dans la couche tampon. En effet, nous avons vu précédemment que la diminution de  $L_g$  s'accompagnait d'une augmentation du gradient de la composante longitudinale du champ électrique, et par suite, du nombre de porteurs présents dans la couche tampon. Même lorsque la tension  $V_{gs}$  devient importante, c'est-à-dire lorsque la couche active est entièrement désertée, une conduction non négligeable peut subsister par la couche tampon lorsque la grille est courte. La tension  $V_{gs}$  devant être appliquée pour annuler le courant de drain croît donc lorsque la longueur de la grille diminue.

Les conséquences de ces deux effets liés à la réduction de  $L_g$  sont considérables et nous les retrouverons souvent par la suite.

#### VI - 2.2 - La transconductance $G_m$

Nous avons représenté sur la figure [6.18] l'évolution

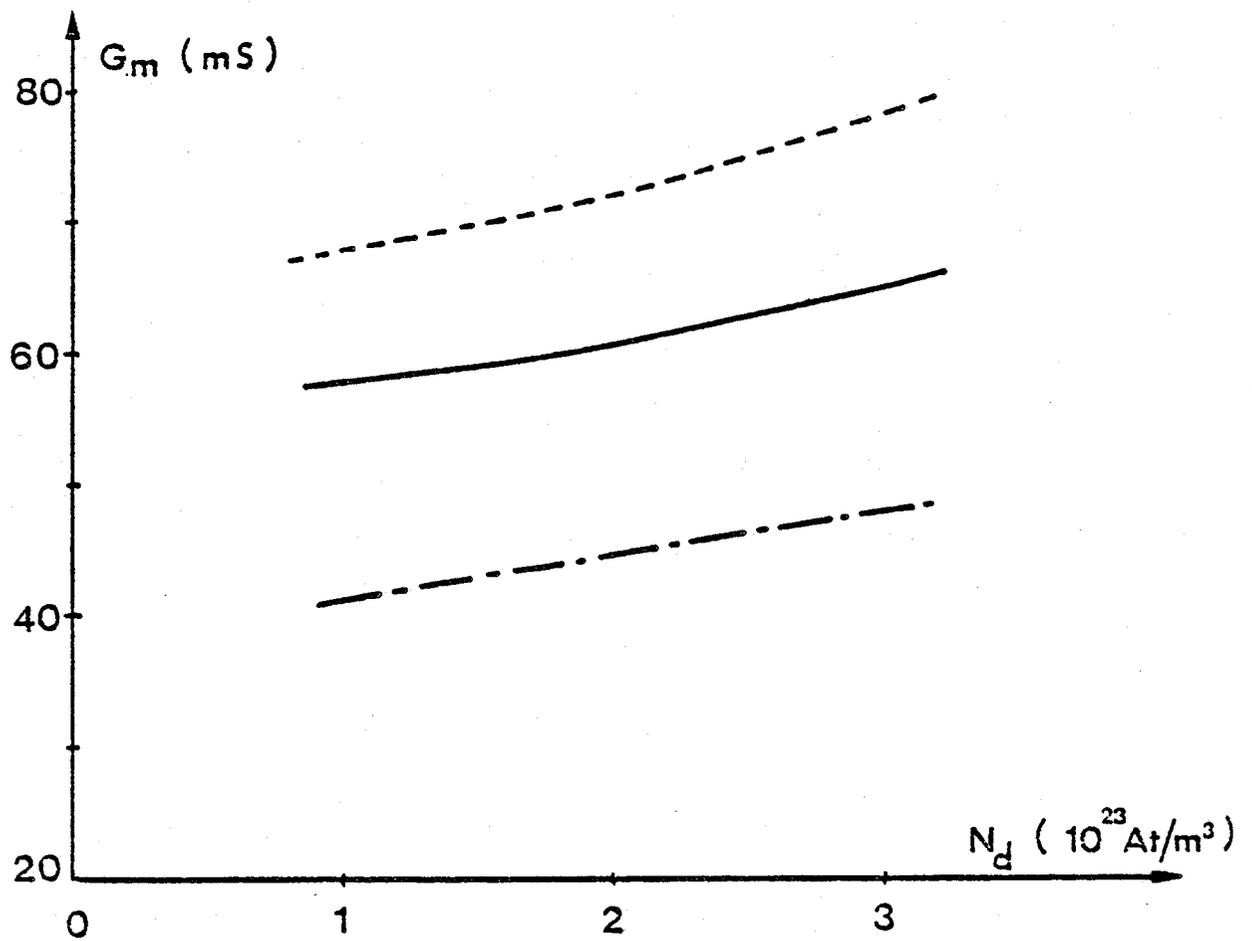


Figure [6.18]

Variations de la transconductance en fonction de la concentration en impuretés  $N_d$ .

$$z = 300 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad V_{ds} = 3 \text{ V} \quad (-V_{gs} + V_b)/W_{oo} = 0,8$$

- $L_g = 0,25 \mu$
- $L_g = 0,5 \mu$
- · - · -  $L_g = 1 \mu$

de la transconductance en fonction de la concentration en impuretés et ceci pour différentes longueurs de grille. Pour chaque valeur de Nd, la valeur de la mobilité en champ faible  $\mu_0$  est la valeur théorique. Cette figure nous amène à faire deux remarques :

- D'une part, nous constatons, pour une valeur donnée de la concentration en impuretés, que la transconductance croît sensiblement lorsque Lg diminue.

- D'autre part, pour une longueur de grille fixée, elle dépend assez peu de la concentration en impuretés Nd ; elle croît toutefois légèrement avec le dopage.

L'évolution de Gm en fonction de lg peut se justifier par les deux conséquences principales de la réduction de Lg sur le courant de drain. Le premier effet, l'augmentation du courant Ids, contribue à augmenter la transconductance alors que l'augmentation de la "tension de pincement" tend à diminuer celle-ci. Il s'avère que Gm croît lorsque Lg décroît c'est-à-dire que la tendance à l'augmentation l'emporte sur la tendance à la diminution. Ce résultat pouvait déjà être déduit de la figure [6.17] puisque la transconductance n'est autre que la pente de la courbe Ids (Vgs).

L'évolution de la transconductance avec la concentration en impuretés est également la conséquence de deux effets antagonistes. Le premier est une diminution de la mobilité  $\mu_0$  lorsque la densité Nd augmente. Cette diminution s'accompagne naturellement d'une décroissance de la vitesse moyenne comme nous l'avons signalé auparavant. Le deuxième effet est une réduction relative plus importante de l'épaisseur, ou encore une plus grande inhomogénéité du canal conducteur lorsque le dopage diminue selon le processus que nous avons décrit au paragraphe V - 2.3. Ceci contribue ainsi à la réduction du

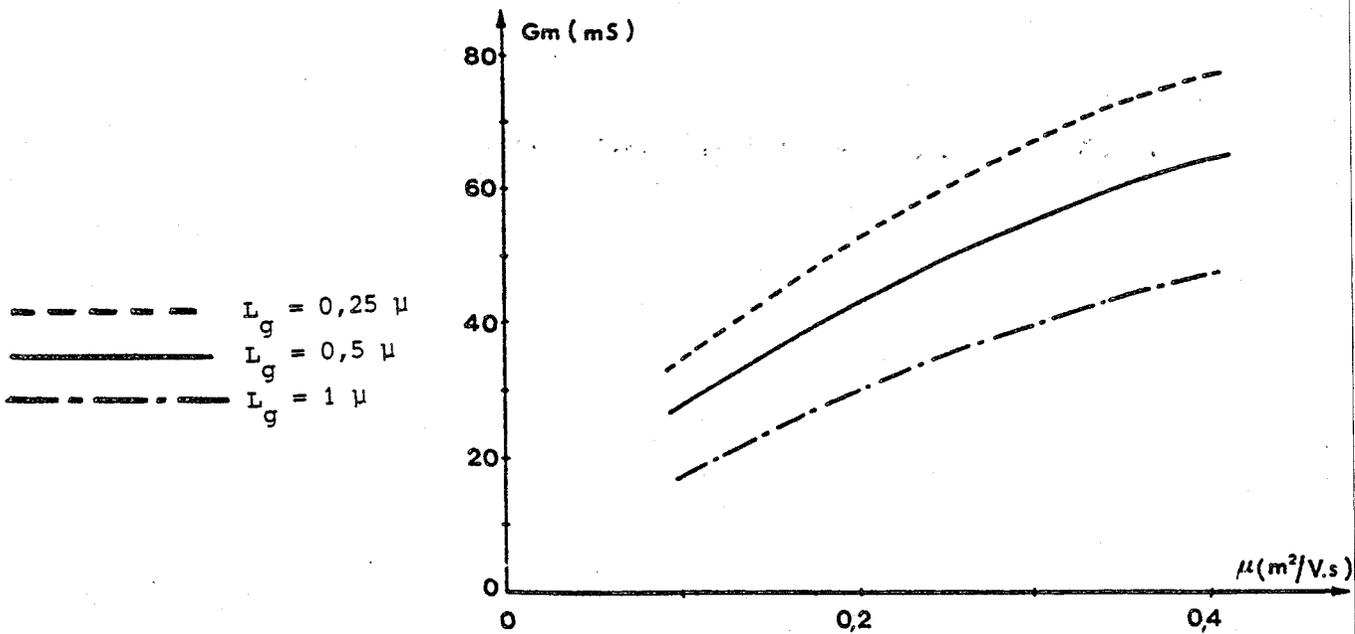


Figure [6.19] Variations de la transconductance en fonction de la mobilité en champ faible  $\mu_0$ .

$$Z = 300 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2.10^{23} \text{At}/m^3$$

$$(-v_{gs} + v_b)/W_{oo} = 0,8 \quad v_{ds} = 3 \text{ V}$$

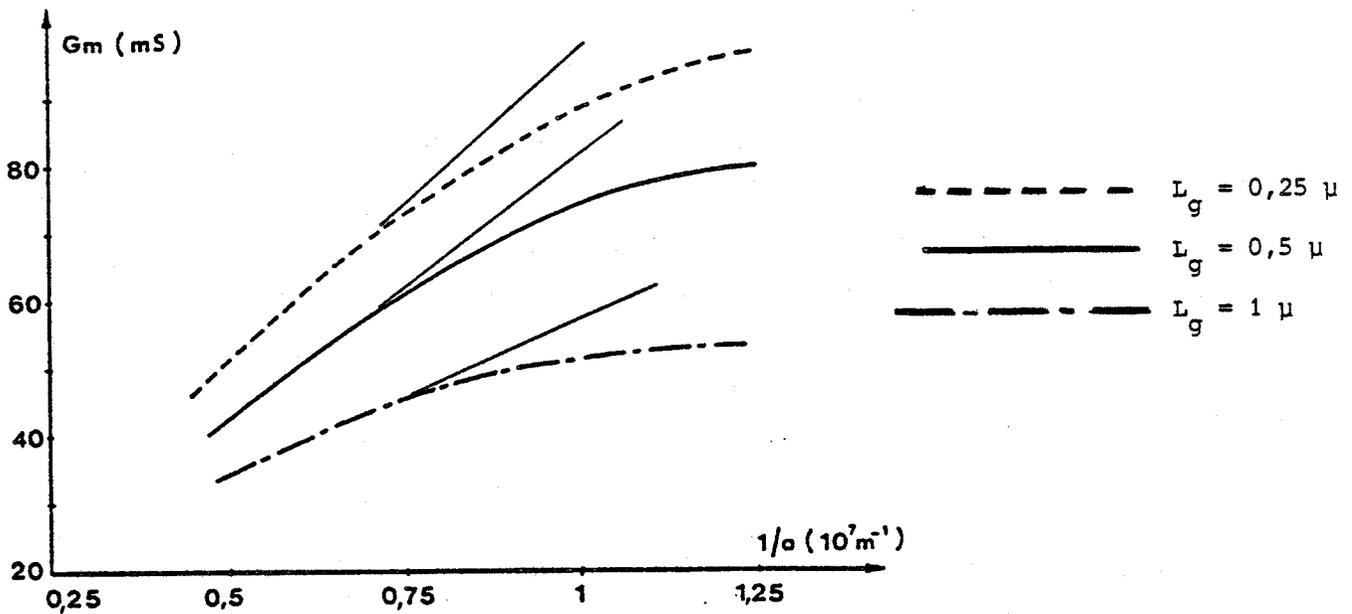


Figure [6.20] Evolutions de la transconductance en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche active.

$$Z = 300 \mu \quad N_d = 2.10^{23} \text{At}/m^3 \quad (-v_{gs} + v_b)/W_{oo} = 0,8$$

$$Y_s = L_g/2 \quad v_{ds} = 3 \text{ V}$$

courant Ids donc de la transconductance.

La légère croissance de la transconductance lorsque la concentration en impuretés croît signifie que les effets d'inhomogénéité de l'épaisseur du canal conducteur sont un peu plus importants que la diminution de la mobilité.

Nous avons également représenté sur la figure [6.19] pour un dopage de  $2 \cdot 10^{23}$  At/m<sup>3</sup> et une couche active d'épaisseur égale à 0,12 micron, l'évolution de la transconductance en fonction de la valeur de la mobilité  $\mu_0$  pour diverses longueurs de grille. Nous pouvons remarquer que  $\mu_0$  a une influence très sensible sur la valeur de la transconductance. Ceci implique que les performances de la structure dépendront très fortement de la mobilité  $\mu_0$ , donc de la qualité de la couche active. Nous reviendrons plus longuement sur ce point par la suite.

L'évolution de  $G_m$  en fonction de l'épaisseur de la couche active, ou plus précisément en fonction de l'inverse de cette épaisseur est représentée sur la figure [6.20]. Le point de fonctionnement est, rappelons-le, choisi de telle façon que le paramètre  $(V_{gs} + V_B) / W_{oo}$  soit constant. Nous remarquons que pour des épaisseurs de couche active supérieures à  $1,3 \cdot 10^{-7}$  m ( i.e  $1/a$  inférieur à  $7,5 \cdot 10^6$  m<sup>-1</sup> ) la relation entre  $g_m$  et  $1/a$  est linéaire conformément aux modèles classiques. Lorsque  $1/a$  devient inférieure à  $1,3 \cdot 10^{-7}$  m, la croissance de la transconductance avec  $1/a$  a tendance à diminuer et ceci, d'autant plus que la longueur de la grille est importante. Nous avons vérifié que cet effet n'était pas dû à la résistance  $R_s$  qui croît, à longueur grille - source constante, lorsque  $a$  diminue. En fait, lorsque  $a$  diminue, l'épaisseur du canal équivalent diminue également puisque le paramètre  $(V_{gs} + V_B) / W_{oo}$  est constant. Les effets d'injection et d'inhomogénéité

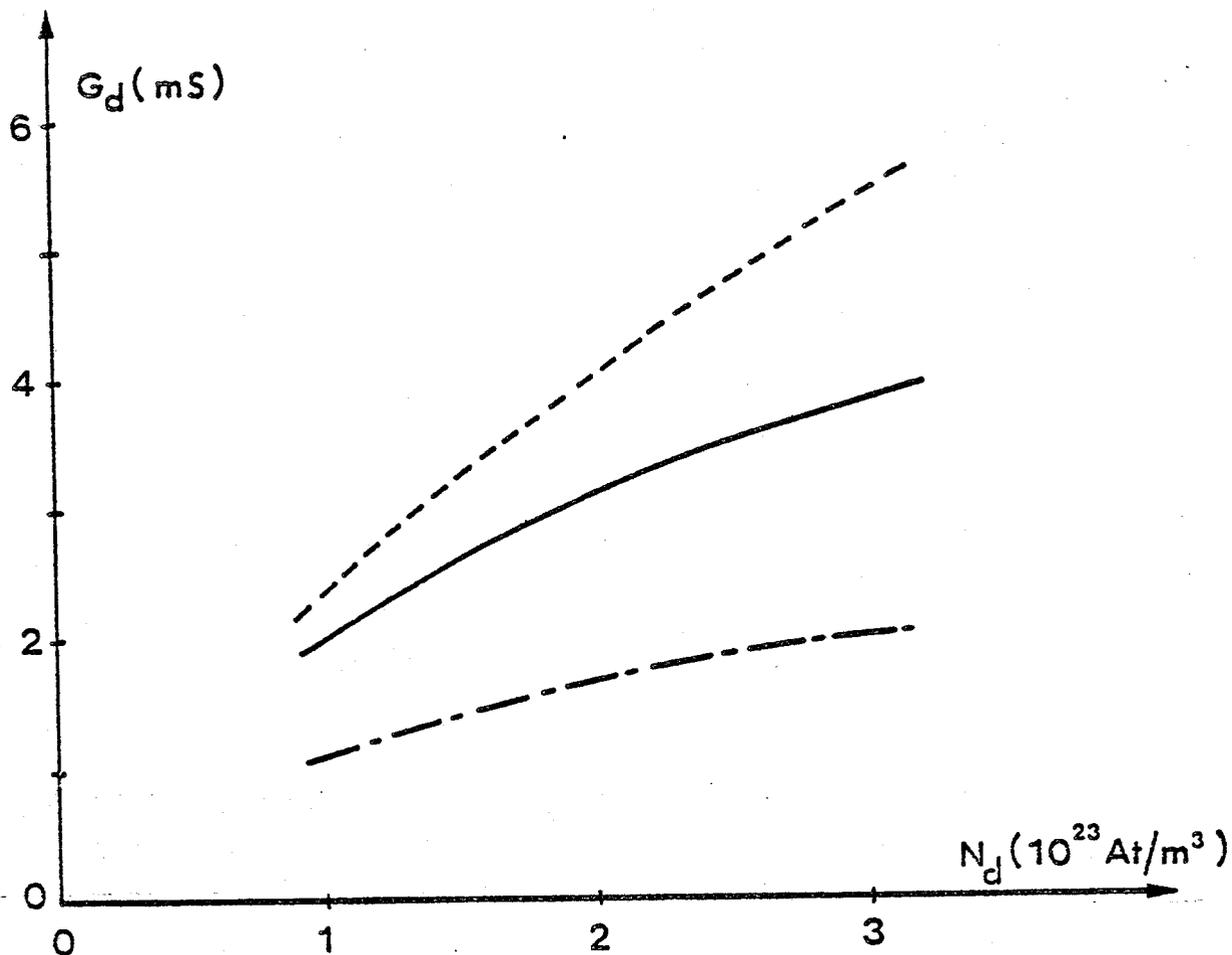


Figure [6.21] Evolutions de la conductance de sortie en fonction de la concentration en impuretés.

$$z = 300 \mu$$

$$a = 0,12 \mu$$

$$y_s = L_g/2$$

$$(-v_{gs} + v_b)/w_{oo} = 0,8$$

$$v_{ds} = 3 \text{ V}$$

-----  $L_g = 0,25 \mu$

—————  $L_g = 0,5 \mu$

- · - · -  $L_g = 1 \mu$



de l'épaisseur du canal équivalent sont donc plus sensibles et il n'est pas surprenant que la théorie classique ne soit plus vérifiée.

En conclusion, nous pouvons noter que la transconductance donnée par notre modèle croît lorsque  $L_g$  diminue, lorsque  $k_0$  croît à  $N_d$  donnée, et lorsque l'épaisseur de la couche active décroît. En revanche, la transconductance varie peu avec la concentration en impuretés.

#### VI - 2.3 - La conductance de sortie $G_d$

Pour effectuer l'étude de l'influence des paramètres  $L_g$ ,  $a$ ,  $N_d$  et  $k_0$  sur la conductance de sortie  $G_d$ , la grandeur  $(V_{gs} + V_B)/W_{oo}$  est de nouveau maintenue constante et la valeur de l'épaisseur équivalente de la couche tampon  $Y_s$  est choisie égale à  $L_g/2$ .

La figure [6.21] représente les variations de  $G_d$  en fonction de la concentration en impuretés pour diverses longueurs de grille. Nous remarquons que, pour un dopage donné, la conductance de sortie croît lorsque la longueur de la grille diminue. De même, pour une valeur donnée de la longueur de la grille,  $G_d$  augmente avec la densité d'impuretés.

La croissance de la conductance de sortie lorsque  $L_g$  décroît peut s'expliquer par le fait que plus la grille est courte et plus le gradient de la composante longitudinale du champ électrique est important. La quantité de porteurs injectés croît donc lorsque  $L_g$  diminue ce qui contribue à l'augmentation de  $G_d$  qui est due essentiellement, rappelons-le, à la conduction par la couche tampon.

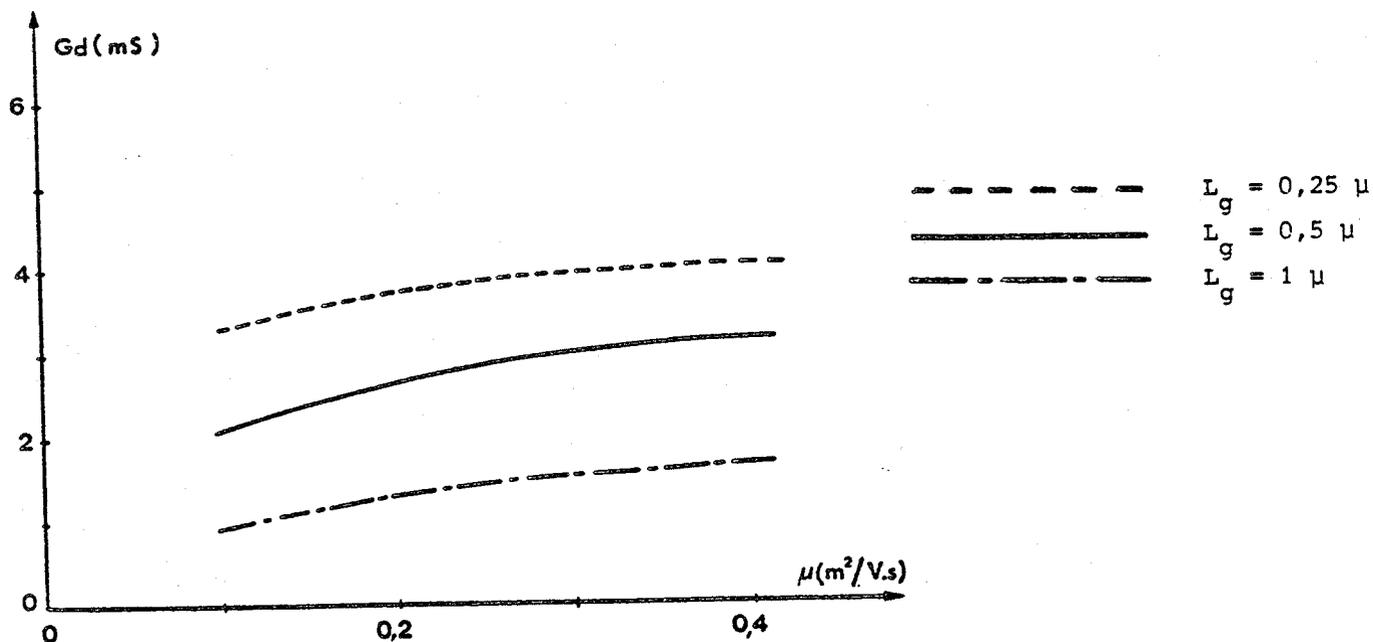


Figure [6.22] Variations de la conductance de sortie en fonction de la valeur de la mobilité en champ faible  $\mu_0$

$$Z = 300 \mu \quad a = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{At}/m^3$$

$$Y_s = L_g/2 \quad (-V_{gs} + V_b)/W_{oo} = 0,8 \quad V_{ds} = 3 \text{ V}$$

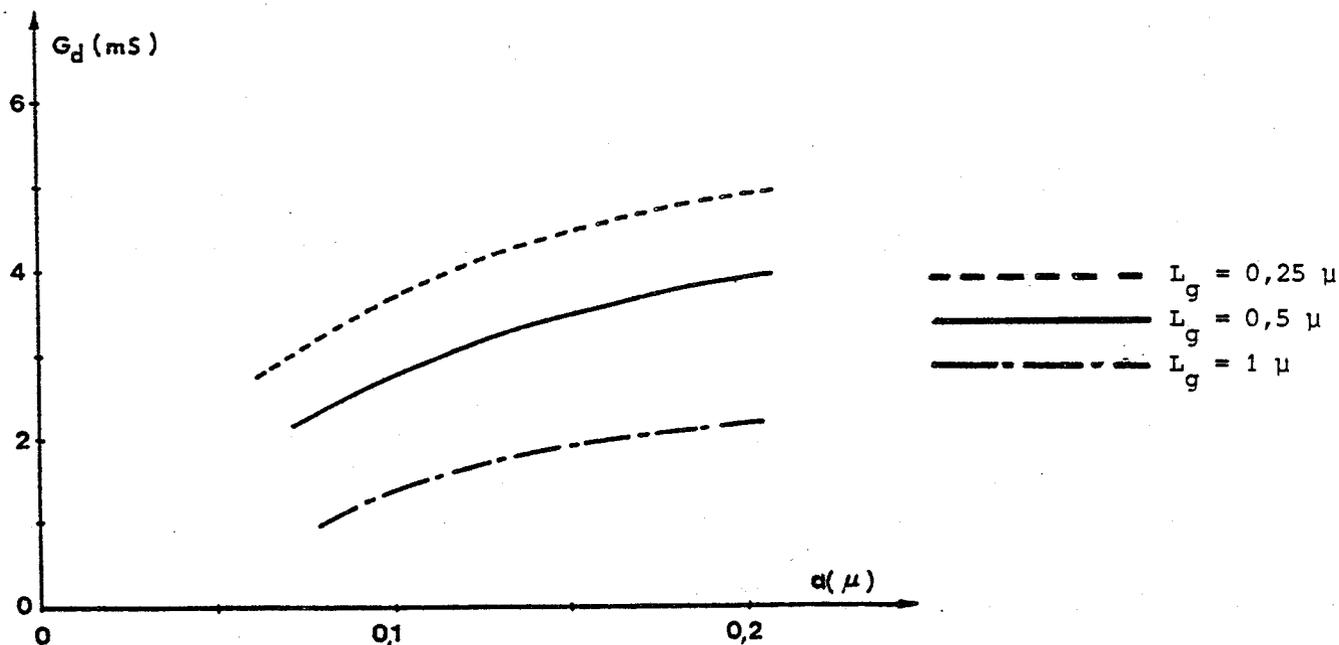


Figure [6.23] Evolutions de la conductance de sortie en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche active

$$Z = 300 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{At}/m^3 \quad Y_s = L_g/2$$

$$(-V_{gs} + V_b)/W_{oo} = 0,8 \quad V_{ds} = 3 \text{ V}$$

En ce qui concerne la croissance de Gd lorsque le dopage augmente, nous avons vérifié au préalable que cet effet n'était pas dû à la variation de la mobilité  $\mu_0$  avec le dopage. La figure [6.22] qui représente l'évolution de Gd en fonction de  $\mu_0$  montre bien que l'influence de  $\mu_0$  devient très faible lorsque la mobilité est supérieure à  $0,2 \text{ m}^2/\text{V.s}$ .

En fait comme le montre la figure [5.5], le champ électrique croît d'autant plus vite, à l'extrémité de la grille du côté drain, pour une tension Vds donnée, que la concentration en impuretés croît. La quantité de charges injectées dans la couche tampon est donc d'autant plus grande que le dopage est élevé. En conséquence, la conductance de sortie présentera une évolution croissante avec la densité d'impuretés Nd.

Le dernier point de cette étude de l'évolution de la conductance de sortie en fonction des paramètres technologiques concerne l'influence de l'épaisseur de la couche active. La figure [6.23] qui représente cette influence montre que Gd croît légèrement avec a. Pour des épaisseurs de couche active "classiques", il semble néanmoins que la conductance de sortie dépende peu de l'épaisseur a.

En conclusion, d'après notre modèle la conductance de sortie augmente fortement avec la concentration en impuretés Nd et ne dépend pratiquement pas de l'épaisseur de la couche active a.

#### VI - 2.4 - Les capacités Cgs et Cgd

En ce qui concerne l'influence des paramètres technologiques

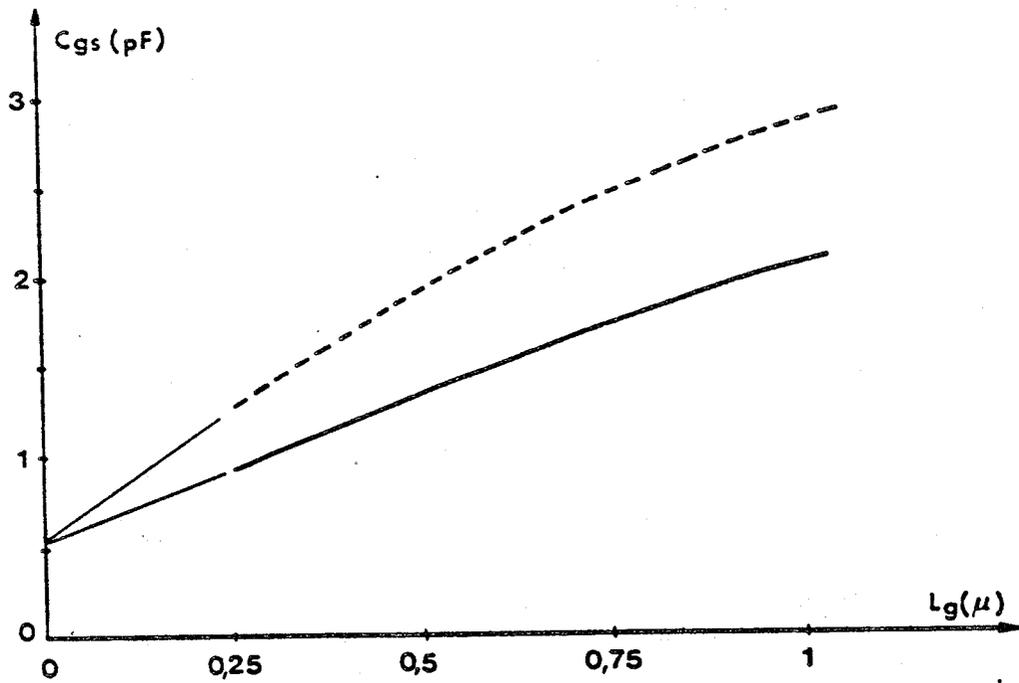


Figure [6.24] Evolutions de la capacité grille - source  $C_{gs}$  en fonction de la longueur de la grille

$$Z = 300 \mu$$

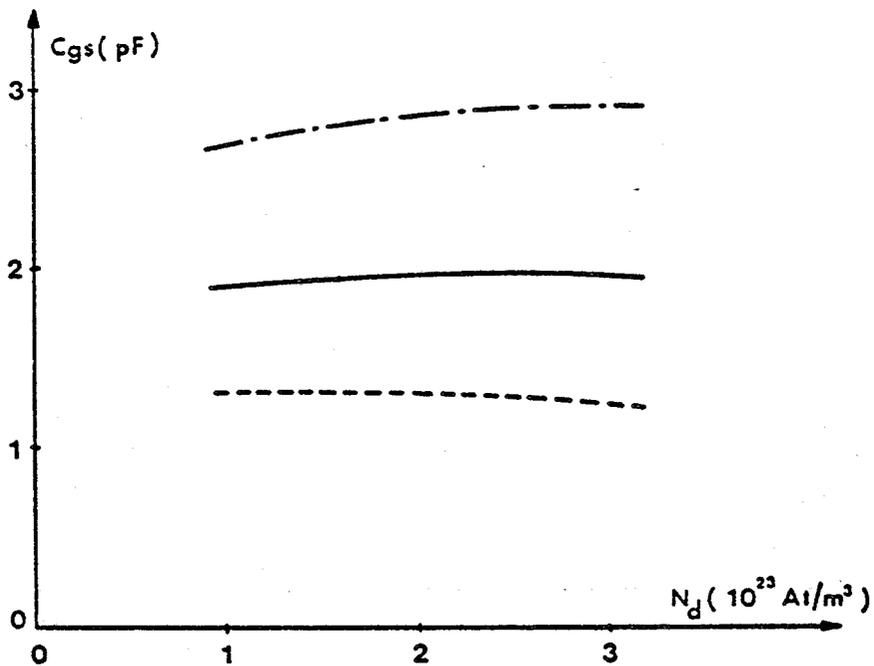
$$N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$(-v_{gs} + v_b) / W_{\infty} = 0,8$$

$$v_{ds} = 3 \text{ V}$$

-----  $a = 0,12 \mu$

—————  $a = 0,2 \mu$



BIS  
LILLE

Figure [6.25a]

Figure [6.25b]

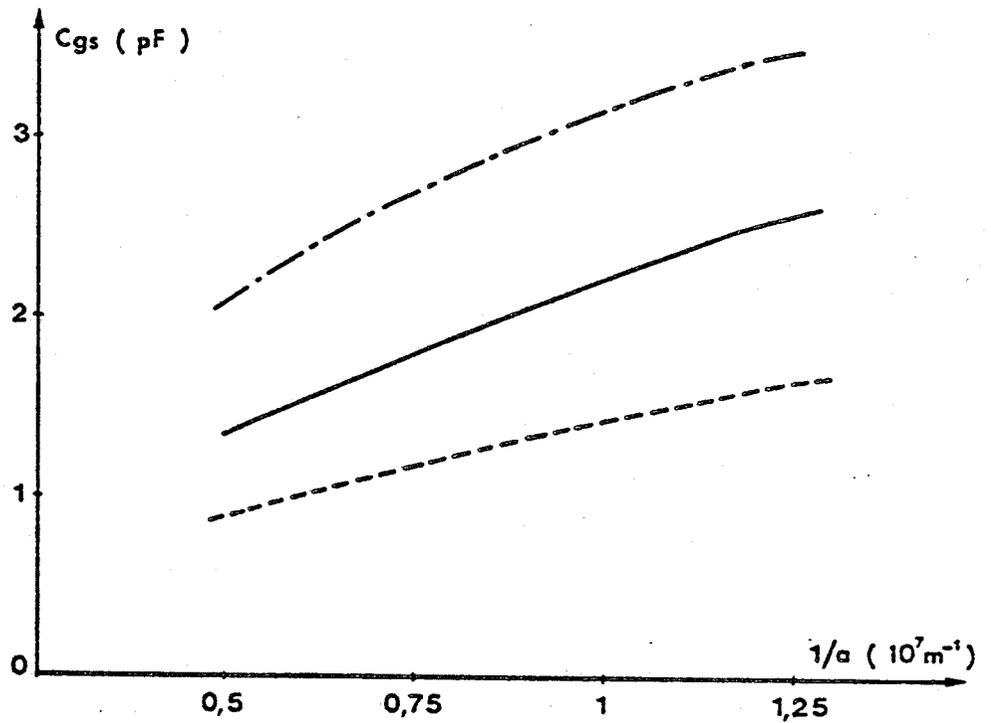


Figure [6.25]

Evolutions de la capacité grille - source  $V_{gs}$  en fonction de : a) la concentration en impuretés pour une épaisseur  $a = 0,12 \mu$   
 b) L'inverse de l'épaisseur de la couche active pour un dopage de  $2.10^{23} \text{ At/m}^3$

$Z = 300 \mu$      $(-V_{gs} + V_b) / W_{oo} = 0,8$      $V_{ds} = 3 \text{ V}$

---  $L_g = 0,25 \mu$     —  $L_g = 0,5 \mu$     -.-  $L_g = 1 \mu$

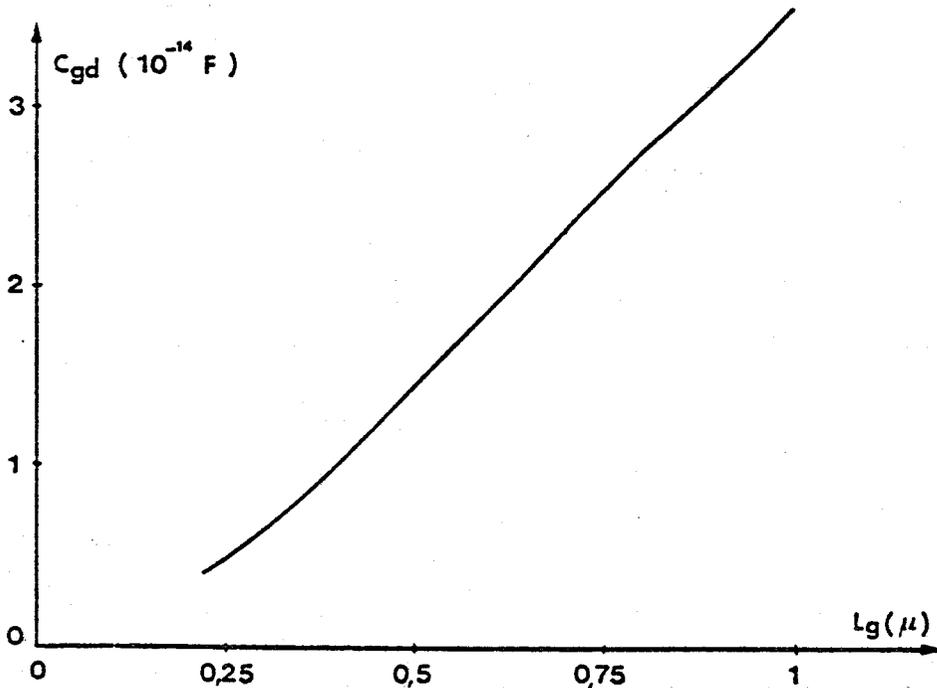


Figure [6.26]

Evolution de la capacité grille - drain en fonction de la longueur de la grille.

$Z = 300 \mu$      $a = 0,12 \mu$      $N_d = 2.10^{23} \text{ At/m}^3$

$(-V_{gs} + V_b) / W_{oo} = 0,8$      $V_{ds} = 3 \text{ V}$



sur la capacité grille - source Cgs nous pouvons noter que la prise en compte de la dynamique électronique non stationnaire ne modifie pas sensiblement les résultats classiques qui peuvent être résumés de la façon suivante [4] :

la capacité Cgs croît de façon linéaire avec la longueur de la grille, avec l'inverse de l'épaisseur de la couche active et est indépendante du dopage.

Nous avons sensiblement retrouvé ces évolutions qui sont représentées sur les figures [6.24] et [6.25]. La figure [6.24] met bien en évidence le fait que la capacité Cgs ne tend pas vers zéro lorsque la longueur de la grille décroît. Cet effet résulte de la prise en compte des effets de bords de grille. Cette figure met également en évidence la nécessité de tenir compte de ces effets pour des longueurs de grille inférieures à un micron.

Dans le cas de la capacité grille - drain Cgd, nous avons déjà signalé qu'elle était essentiellement une capacité "air" et que la valeur de la capacité Cgd donnée par notre modèle n'était en fait qu'une faible partie de la capacité totale. Dans ces conditions, les différentes évolutions théoriques que l'on peut observer sont certainement masquées par la capacité due aux lignes de champ se refermant dans l'air. Nous signalerons donc seulement que la capacité Cgd donnée par notre procédure décroît très sensiblement avec la longueur de la grille comme le montre la figure [6.26].

#### VI - 2.5 - La résistance Ri

Cette résistance résulte du caractère distribué de la

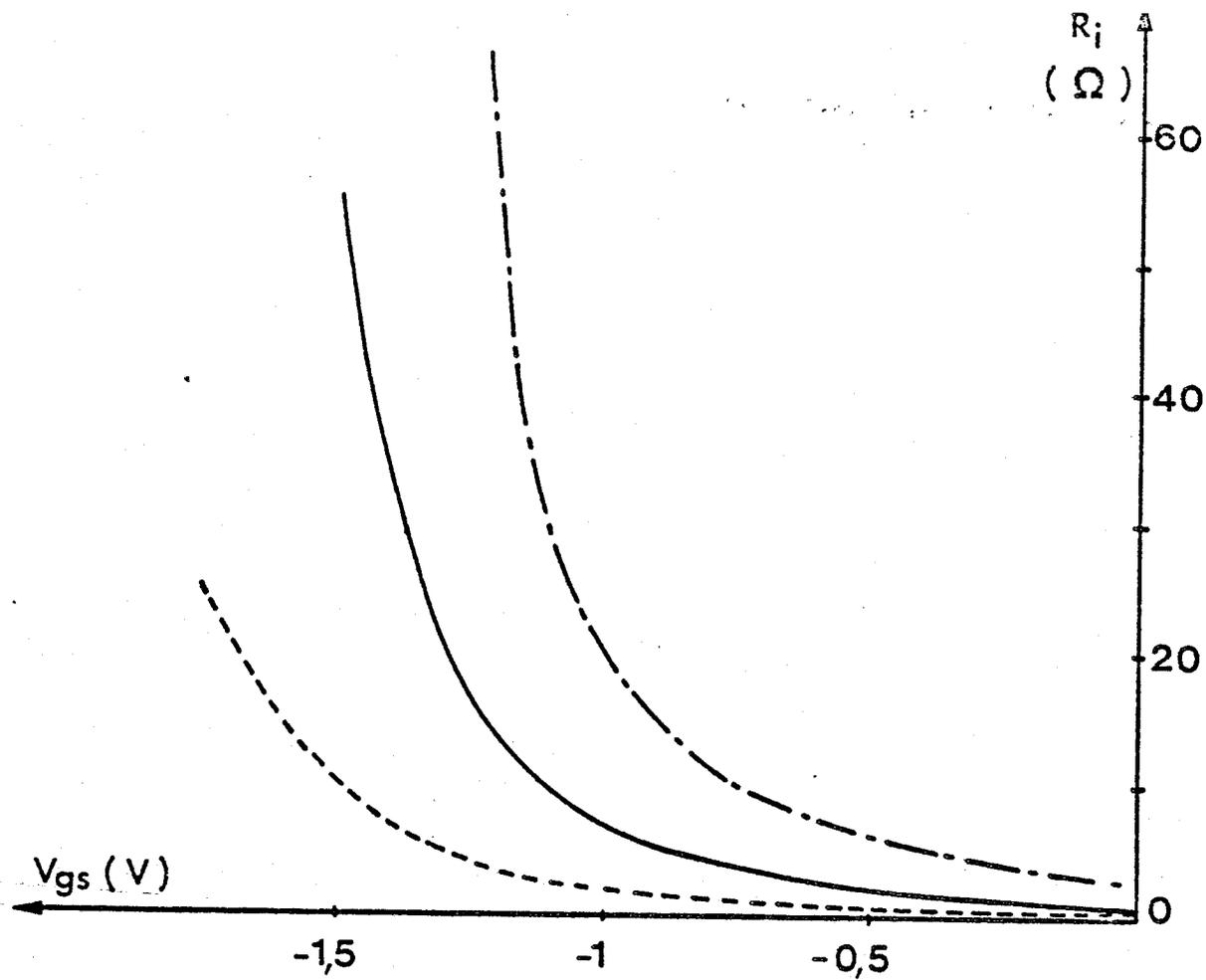


Figure [6.27] Evolutions de la résistance  $R_i$  en fonction de la tension  $V_{gs}$ .

$z = 300 \mu$      $a = 0,12 \mu$      $N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$      $V_{ds} = 3 \text{ V}$

-----  $L_g = 0,25 \mu$   
 \_\_\_\_\_  $L_g = 0,5 \mu$   
 -.-.-.-.-  $L_g = 1 \mu$



commande de grille et nous avons vu qu'elle s'exprimait en première approximation par le tiers de la résistance du canal conducteur.

La figure [6.27] qui représente l'évolution de  $R_i$  avec la tension  $V_{gs}$  montre que celle-ci décroît fortement lorsque la longueur de la grille diminue. Cette figure met également en évidence, une nouvelle fois l'augmentation de la "tension de pincement" lorsque  $L_g$  diminue.

Quant aux variations de  $R_i$  avec  $a$  et  $N_d$  représentées sur les figures [6.28] et [6.29] nous constatons que  $R_i$  décroît avec  $N_d$  et  $a$ . Etant donné que les comparaisons sont effectuées pour une ouverture relative du canal constante ces évolutions de  $R_i$  avec  $N_d$  et  $a$  sont tout à fait normales.

#### VI - 2.6 - Les fréquences de coupure et de transit

Avant d'aborder l'étude de l'influence des paramètres physiques sur ces fréquences nous pouvons signaler que ces grandeurs ne sont pas indépendantes. L'annexe III montre qu'en première approximation nous pouvons écrire, pour une tension  $V_{ds}$  donnée :

$$\frac{g_m}{2\pi C_{gs}} = \frac{1}{2\pi \tau} \left( 1 + \mathcal{E}(V_{gs}) \right)$$

Dans cette expression  $\mathcal{E}(V_{gs})$  représente un terme correctif qui dépend des variations de la vitesse moyenne et de l'épaisseur



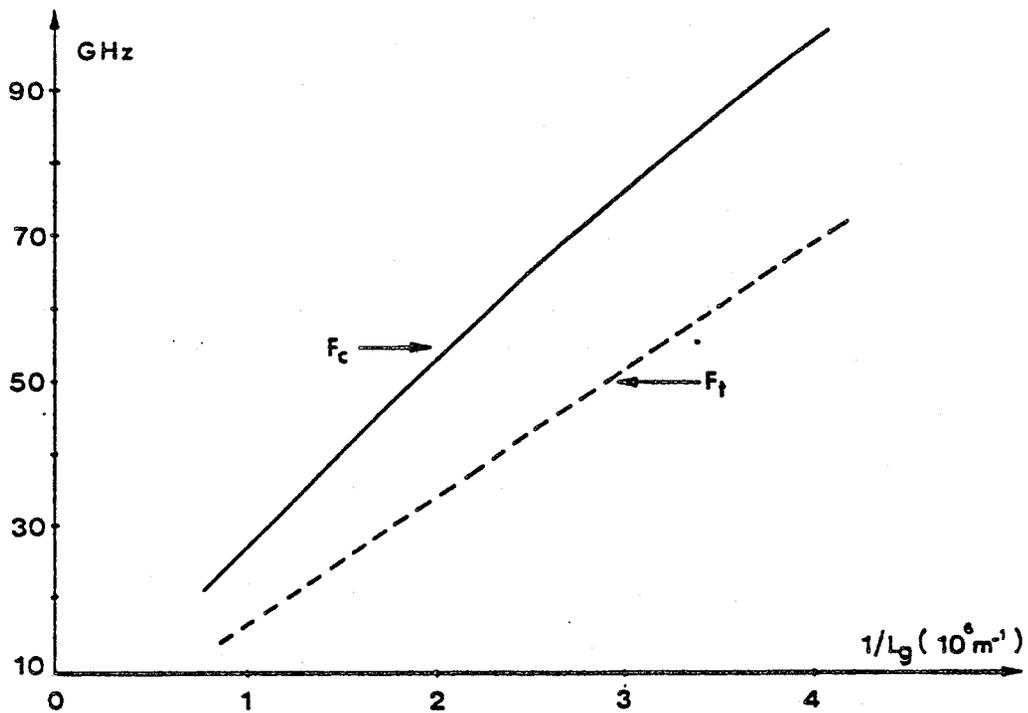


Figure [6.30] Variations des fréquences de coupure  $F_c$  et de transit  $F_t$  en fonction de l'inverse de la longueur de la grille

$$a = 0,12 \mu \quad N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3 \quad V_{ds} = 3 \text{ V}$$

$$(-V_{gs} + V_b) / W_{oo} = 0,8$$

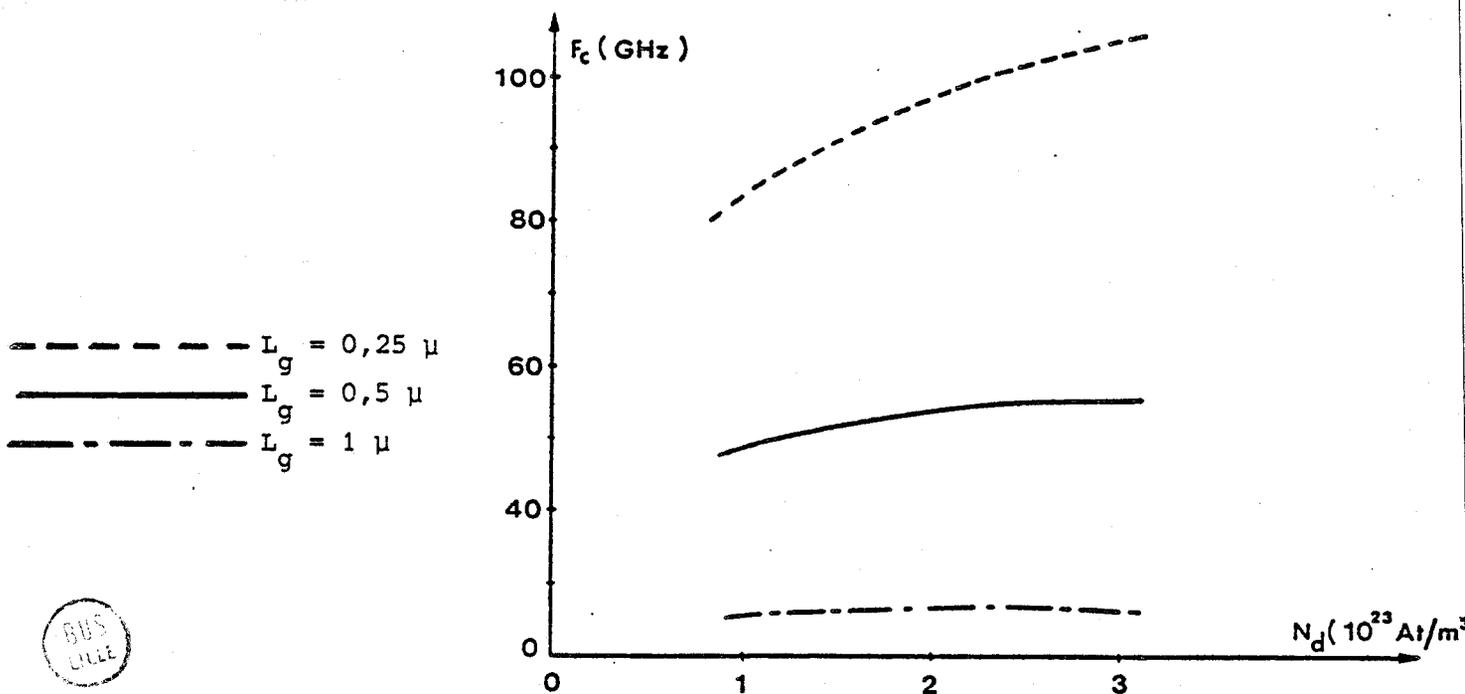


Figure [6.31] Evolutions de la fréquence de coupure  $F_c$  en fonction de la concentration en impuretés

$$a = 0,12 \mu \quad (-V_{gs} + V_b) / W_{oo} = 0,8 \quad V_{ds} = 3 \text{ V}$$



du canal conducteur avec la tension  $V_{gs}$ . Cette expression montre (ce que nous avons vérifié par ailleurs) que les évolutions de  $G_m/2\pi C_{gs}$  et  $1/2\pi\tau$  en fonction des paramètres technologiques sont semblables. Nous n'analyserons donc que la fréquence de coupure  $G_m/2\pi C_{gs}$ .

Cette remarque étant faite, l'évolution de  $G_m/2\pi C_{gs}$  en fonction de  $L_g$ ,  $N_d$ ,  $a$  et  $\mu_0$  résulte simplement de la combinaison des résultats précédents concernant la transconductance et la capacité  $C_{gs}$ .

La figure [6.30] qui représente l'évolution de  $G_m/2\pi C_{gs}$  en fonction de  $1/L_g$  met en évidence un résultat assez remarquable. En effet nous constatons que la fréquence de coupure croît environ de façon proportionnelle à  $1/L_g$ . Nous retrouvons ainsi un résultat classique [6] mais nous devons faire les deux remarques suivantes :

- la première est que contrairement aux modèles classiques, la relation linéaire entre  $f_c$  et  $1/L_g$  résulte de la prise en compte simultanée des effets de dynamique électronique non stationnaire, qui induit une augmentation de  $G_m$  lorsque  $L_g$  décroît, et de celle des effets de bords qui modifie la relation entre  $C_{gs}$  et  $L_g$  ;

- la deuxième est que la pente de la droite reliant  $f_c$  à  $1/L_g$  est environ le double de celle donnée par les modèles classiques.

L'évolution de la fréquence de coupure en fonction de la concentration en impuretés est représentée sur la figure [6.31]. Nous constatons que  $f_c$  évolue peu avec le dopage à l'image d'ailleurs de la transconductance et de la capacité  $C_{gs}$ . Néanmoins il semble que dans le cas de grilles très courtes, des valeurs de dopages

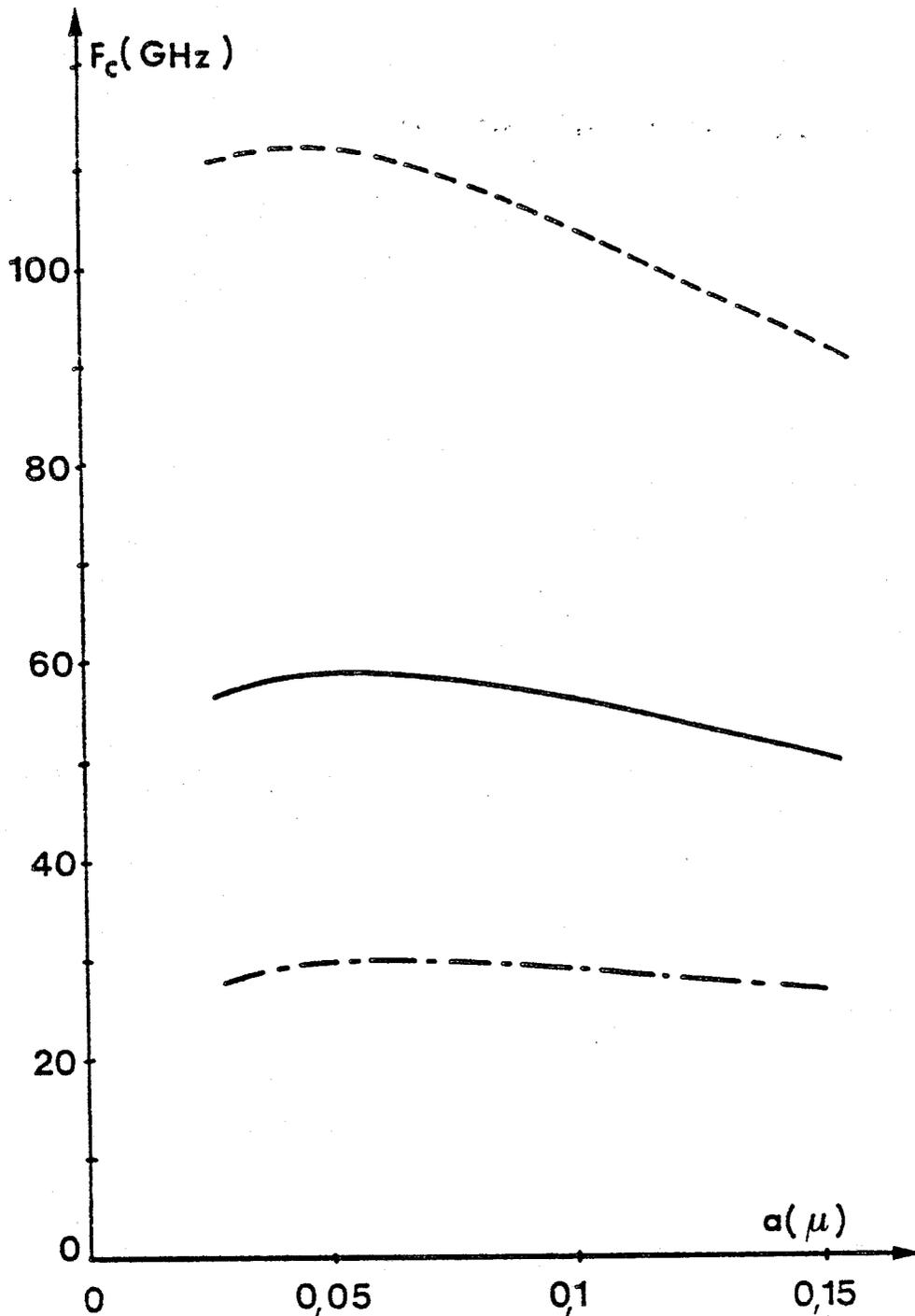


Figure [6.32] Variations de la fréquence de coupure intrinsèque  $F_c = G_{mo} / 2\pi C_{gs}$  en fonction de l'épaisseur de la couche active

$N_d = 2 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$      $(-V_{gs} + V_b) / W_{oo} = 0,8$      $V_{ds} = 3 \text{ V}$

- $L_g = 0,25 \mu$
- $L_g = 0,5 \mu$
- · -  $L_g = 1 \mu$



VII - ELEMENTS D'OPTIMALISATION DES  
TRANSISTORS A EFFETS DE CHAMP  
A GRILLE SUBMICRONIQUE

Introduction

L'analyse précédente nous permet d'atteindre maintenant le but initial de toute cette étude, c'est-à-dire de dégager des critères permettant une amélioration des performances hyperfréquences des transistors à effet de champ à grille submicronique.

Néanmoins deux remarques préalables nous semblent nécessaires :

- la première est que nous n'envisagerons pas de modifications sensibles du composant. Ainsi des structures à effet de champ du type "transistor à base perméable" n'étant pas décrites directement par notre modèle seront à priori exclues,

- la seconde est que l'optimisation d'un composant actif doit mettre en jeu le gain hyperfréquence mais également le facteur de bruit. Or ce dernier aspect n'a pas été abordé dans cette étude. Pour pallier cet inconvénient, nous nous sommes placé, pour effectuer les comparaisons précédentes dans des conditions dites "faible bruit" telles qu'elles peuvent être décrites dans la littérature. Signalons qu'une analyse des propriétés de bruit de la structure à partir d'un modèle numérique semblable au notre sera prochainement exposée par B. CARNEZ [1] .

Le critère de qualité d'un TEC que nous avons retenu est donc de posséder un gain hyperfréquence qui soit le plus élevé possible. Cette amélioration du gain peut s'envisager de deux façons :

- la première consiste à rechercher les paramètres physiques et géométriques permettant une amélioration du gain mais ceci pour un matériau semiconducteur donné (ici l'Arséniure de Gallium). Cette amélioration se heurte bien entendu aux limitations des possibilités technologiques ;

- la seconde façon d'améliorer les performances d'un TEC consiste à rechercher des matériaux semiconducteurs ayant des propriétés dynamiques plus favorables que l'AsGa. Cette étude doit pouvoir quantifier leurs avantages potentiels afin de déterminer ce que le développement de leur technologie peut apporter.

VII- 1 - AMELIORATION DES PERFORMANCES DES TEC EN ARSENIURE DE GALLIUM

Pour un point de fonctionnement et une fréquence de travail donnée, le gain en puissance maximum disponible peut s'écrire de façon approchée [2] :

$$[7.1] \quad G = \left( \frac{P_c}{P} \right)^2 \cdot \frac{1}{D}$$

avec  $D = 4gd \cdot (R_0 + \pi f_c l_s) + 4\pi f_c Cgd (R_0 + R_g + 2\pi f_c l_s)$

Dans cette expression,  $f_c$  représente la fréquence de coupure définie précédemment,  $f$  la fréquence,  $R_0$  la somme  $R_g + R_i + R_s$  et  $l_s$  l'inductance de source.

Cette expression montre que le gain  $G$  sera d'autant plus élevé que la fréquence de coupure est importante et que les éléments "parasites" tels que  $G_d$ ,  $R_g$ ,  $R_s$ ,  $R_i$ ,  $C_{gd}$  et  $l_s$  seront de faible valeur.

Parmi ces éléments parasites, la résistance de grille  $R_g$  et l'inductance  $l_s$  qui ne sont ni des paramètres ni des résultats de notre modèle doivent être quelque peu décrits.

L'inductance de source est principalement due à la présence du ou des fils de connexion, ce qui signifie que ces fils doivent être aussi courts que possible et qu'il y a avantage à en augmenter le nombre. Typiquement, cette inductance possède une valeur de quelques centièmes de nano-Henry. Notons que l'influence de cette inductance sur le gain  $G$  augmente lorsque la fréquence de coupure croît.

La résistance de grille peut s'exprimer simplement par [3] :

$$[7.2] \quad R_g = \frac{1}{3n^2} \cdot \frac{\rho Z}{L_g \cdot h}$$

Dans cette expression,  $\rho$  représente la résistivité du métal,  $n$  le nombre de grilles élémentaires,  $L_g$  la longueur de la grille,  $Z$  la profondeur totale du composant et  $h$  la hauteur de la métallisation. Dans le cas de grille en aluminium,  $\rho$  semble être de l'ordre de

$5 \cdot 10^{-6} \Omega$ . cm. Enfin la hauteur de métallisation  $h$  peut atteindre plusieurs milliers d'Angstrom sans toutefois être plus importante que la longueur  $L_g$ . En conséquence,  $R_g$  est pratiquement inversement proportionnelle à  $L_g^2$ .

Analysons maintenant l'influence des paramètres physiques et technologiques sur la valeur du gain  $G$ .

#### a) La mobilité

L'influence, pour un dopage donné, d'une décroissance de la mobilité est simple à déterminer. En effet, mise à part une légère décroissance de la conductance de sortie, une diminution de  $\mu_0$  tend à augmenter les résistances  $R_s$  et  $R_i$  et à diminuer la fréquence de coupure  $f_c$ . L'utilisation d'un matériau dont la mobilité, pour le dopage considéré, est la plus élevée possible représente donc la première condition à l'obtention d'un gain élevé.

#### b) La longueur de la grille

Une diminution de la longueur de la grille entraîne une augmentation de la fréquence de coupure, de la conductance de sortie, de la résistance  $R_g$ , et par l'intermédiaire de la fréquence  $f_c$ , de l'influence de l'inductance de source  $l_s$ . Par contre la résistance  $R_i$  et la capacité grille - drain diminuent.

Nous constatons que pratiquement tous les éléments intervenant dans l'expression du gain évoluent avec la longueur de la grille. Ceci implique qu'une conclusion générale, quant à l'effet d'une réduction

de la longueur de la grille est difficile à tirer. En effet, supposons que  $L_g$  soit réduite d'un facteur deux. Compte tenu de la relation linéaire reliant  $f_c$  et  $L_g$ , le gain  $G$  augmente si le dénominateur de l'expression [7.1] n'augmente pas d'un facteur supérieur à 4. Deux cas peuvent alors se produire :

a)  $R_g \gg R_i + R_s + \pi f_c l_s$

Le gain  $G$  est alors inversement proportionnel à la résistance  $R_g$ . Comme d'autre part  $R_g$  est sensiblement proportionnelle à  $1/L_g^2$ , une diminution d'un facteur deux de  $L_g$  entraîne une multiplication par quatre de la valeur de la résistance de grille. Ainsi le gain  $G$  n'augmente pas et une diminution de la longueur de la grille n'est pas souhaitable.

b)  $R_g \ll R_i + R_s + \pi f_c l_s$

Dans ce cas le dénominateur de l'expression [7.1] est pratiquement indépendant de  $L_g$  (on peut supposer en première approximation que le produit  $f_c \cdot C_{gd}$  est indépendant de  $L_g$ ), et une réduction de la longueur de grille est souhaitable. Néanmoins, dans un tel cas, une réduction de la valeur de  $R_s$  et/ou de celle de  $l_s$  paraît également très importante pour augmenter le gain.

Il s'avère donc que la réduction de la longueur de la grille est efficace si elle n'est pas accompagnée d'un accroissement trop important des éléments "parasites". Ainsi une modification de la

structure telle que la multiplication du nombre des cellules élémentaires, ce qui contribue à diminuer  $R_g$  de façon importante, doit certainement accompagner la diminution de  $L_g$  : ceci implique bien entendu un accroissement de la complexité de réalisation du composant.

c) Le dopage et l'épaisseur de la couche active

Si la valeur de la concentration en impuretés a peu d'influence sur celle de la fréquence de coupure  $f_c$ , elle agit en revanche sur les valeurs de la conductance de sortie  $G_d$  et de la résistance de source  $R_s$ . Un accroissement de  $N_d$  introduit une diminution de la résistance de source et un accroissement de  $G_d$ . Il peut sembler que ces deux effets se compensent mais il n'en est rien. En effet une diminution de  $R_s$  s'accompagne également d'une augmentation de la transconductance et ce qui est également très important, d'une diminution du facteur de bruit. Une faible valeur de  $R_s$  est donc tout à fait nécessaire.

L'accroissement du dopage est bien sûr limité, d'une part par la difficulté de réalisation d'une bonne barrière SCHOTTKY sur un matériau fortement dopé et par l'augmentation correspondante de la tension de pincement, donc en régime faible bruit, de l'augmentation du champ électrique au niveau de la jonction. L'augmentation du dopage doit donc s'accompagner d'une diminution de l'épaisseur de la couche active ce qui est favorable à l'obtention d'une fréquence de coupure élevée, mais qui contribue à l'accroissement de la résistance de source ce qui va à l'encontre du but recherché. Cet accroissement peut d'ailleurs devenir très important du fait de l'existence d'une zone désertée en surface. Pour le transistor NEC 388 par exemple, la résistance de source est voisine de  $10 \Omega$ .

Une solution à ce dilemme est l'introduction de la structure

"recess". Celle-ci est caractérisée (figure [7.1] ) par une épaisseur plus importante de la couche dans les espaces source - grille et grille - drain. Notons que sous les contacts de source et de drain un surdopage local permet en plus de diminuer les résistances de contact.

Compte tenu de ces éléments, une structure de type "recess", possédant une couche active d'épaisseur voisine de 0,1  $\mu$ m dopée à  $2,5 \cdot 10^{23}$  ou  $3 \cdot 10^{23}$  At/m<sup>3</sup> et ayant des surdopages N<sup>+</sup> sous les contacts de source et de drain semble être optimale du point de vue de la couche active.

#### VII-2-AMELIORATIONS POTENTIELLES INTRODUITES PAR L'UTILISATION DE MATERIAUX AUTRES QUE L'ARSENIURE DE GALLIUM

Pour une structure de longueur de grille donnée, on peut se demander si les performances hyperfréquences du composant ne peuvent pas être améliorées en utilisant un matériau semiconducteur autre que l'AsGa. Rappelons qu'une telle question a déjà fait préférer l'AsGa au silicium pour les transistors hyperfréquences. Compte tenu du grand nombre de matériaux possibles, il est nécessaire de déterminer un critère de qualité simple qui sera ensuite précisé en utilisant un modèle plus exact du transistor.

Le critère de qualité choisi est l'obtention d'un temps de transit le plus faible possible. Compte tenu de la relation entre  $f_c$  et  $f_t$ , le temps de transit le plus court correspond également à la fréquence de coupure la plus élevée. Si l'on se limite au cas des semiconducteurs multivallées, ce critère peut être déterminé par un raisonnement physique simple.

Il est clair que le temps de transit est minimum lorsque

l'énergie des porteurs est égale à l'énergie de séparation des vallées  $\Gamma$  et L,  $\Delta E_{TL}$ , à l'extrémité de la grille du côté drain. Dans ce cas, les porteurs restent quasiment en régime de mobilité durant tout leur parcours sous la grille et nous avons :

$$v \# \mu_0 E$$

D'autre part, si nous négligeons les pertes d'énergie des porteurs dans leurs interactions avec le réseau (figure [5.1] ), nous avons :

$$\frac{dE}{dx} \# q E$$

Lorsque l'énergie moyenne des porteurs à l'extrémité de la grille est égale à  $\Delta E_{TL}$ , nous pouvons écrire :

$$[7.3] \quad \Delta E_{TL} = q \bar{E} Lg$$

Dans cette expression,  $\bar{E}$  représente le champ électrique moyen sous la grille.

En première approximation, le temps de transit  $\tau$  est

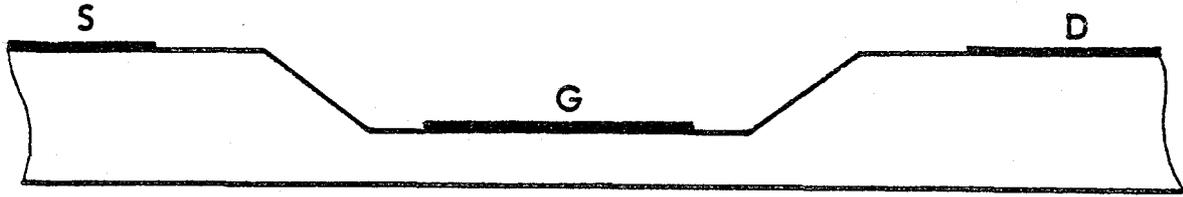


Figure [7.1] Représentation schématique d'une structure " RECESS "

	$m_T/m_0$	$\mu_0$ ( $m^2/v.s$ )	$v_p$ ( $10^5 m/s$ )	$\Delta\epsilon_{TL}$ (eV)	$\epsilon_g$ (eV)	$\mu_0 \cdot \Delta\epsilon_{TL}$ ( $m^2/s$ )
GaAs	0,063	0,46	1,8	0,33	1,42	0,152
InP	0,08	0,28	2,4	0,61	1,35	0,17
Ga <sub>0.47</sub> In <sub>0.53</sub> As	0,032	0,78	2,1	0,61	0,78	0,476
In <sub>0.4</sub> As <sub>0.6</sub> P	0,039	0,68	2,8	0,67	0,92	0,455
Ga <sub>0.27</sub> In <sub>0.73</sub> As <sub>0.6</sub> P <sub>0.4</sub>	0,036	0,71	2,6	0,57	0,92	0,405

Table [7.2] Principales caractéristiques dynamiques des différents matériaux étudiés. ( $N_d = 10^{23} At/m^3$ )



donné par :

$$\tau = \frac{Lg}{\bar{v}} = \frac{Lg}{\mu_0 E}$$

Soit finalement, en utilisant la relation [7.3] pour déterminer  $\bar{E}$  :

$$\tau = \frac{Lg^2}{q \mu_0 \Delta E_{rl}}$$

Cette expression montre que le temps de transit peut être réduit, soit en diminuant la longueur de la grille soit en augmentant le produit  $\mu_0 \Delta E_{rl}$ . Un matériau semiconducteur sera d'autant plus adapté à la réalisation de transistors à effet de champ que son produit  $\mu_0 \Delta E_{rl}$  est élevé. Néanmoins il nous faut ajouter qu'un paramètre très important, l'énergie de séparation entre la bande de valence et la bande de conduction, n'est pas présent dans ce critère. En effet, pour que la réalisation d'une barrière SCHOTTKY soit possible, et que les phénomènes d'ionisation ne soient pas trop importants, il faut que cette énergie soit suffisante. Or, un semiconducteur ne peut avoir simultanément une mobilité élevée, c'est-à-dire une faible masse efficace pour les électrons de conduction et une bande interdite importante. Ceci implique qu'il existe un compromis entre ces deux exigences contradictoires.

Nous nous sommes particulièrement intéressé aux matériaux suivants :  $\text{InP}$ ,  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ ,  $\text{InAs}_{0,4}\text{P}_{0,6}$  et  $\text{Ga}_{0,27}\text{In}_{0,73}\text{As}_{0,6}\text{P}_{0,4}$ . La table [7.2]

donne les principaux paramètres de ces matériaux. Dans le cas des composés ternaires et quaternaires certaines incertitudes subsistent pour deux raisons. La première est que les paramètres physiques de tels matériaux sont obtenus à partir de ceux des quatre binaires GaAs, InP, GaP et InAs en utilisant une loi empirique [4]. Or, certaines grandeurs telles que le gap intervallée  $\Delta E_n$  sont mal connues pour InAs et par conséquent pour les ternaires et quaternaires. La deuxième raison est que dans les simulations MONTE-CARLO, un paramètre très important intervient : le potentiel de diffusion d'alliage. Ce paramètre qui caractérise le désordre de l'alliage est non seulement mal connu, mais il dépend également de la technologie. Néanmoins, dans un proche avenir, le développement des études tant théoriques qu'expérimentales devrait lever toutes ces incertitudes.

Dans les cas de  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  et de  $\text{Ga}_{0,23}\text{In}_{0,73}\text{As}_{0,6}\text{P}_{0,4}$  la composition est choisie de telle façon que la maille soit adaptée avec celle de l'InP.

Tous les paramètres nécessaires à notre modélisation ayant été obtenus par la simulation MONTE-CARLO pour une densité d'impuretés de  $10^{23}$  At/m<sup>3</sup>, les comparaisons ont été effectuées pour celle-ci. D'autre part, elles sont effectuées pour des tensions grille - source et drain - source identiques pour tous les matériaux. Toutefois il est probable que ce point de fonctionnement ne soit pas tout à fait optimal pour chacun d'entre eux.

Nous avons représenté sur la figure [7.3] les évolutions de la vitesse des porteurs dans le canal. Nous constatons que les deux matériaux binaires, possédant des valeurs similaires du produit  $\mu_0 \Delta E_{FL}$  présentent des vitesses moyennes semblables et beaucoup plus faibles que celles des ternaires et du quaternaire pour lesquels le produit  $\mu_0 \Delta E_{FL}$  est beaucoup plus élevé.

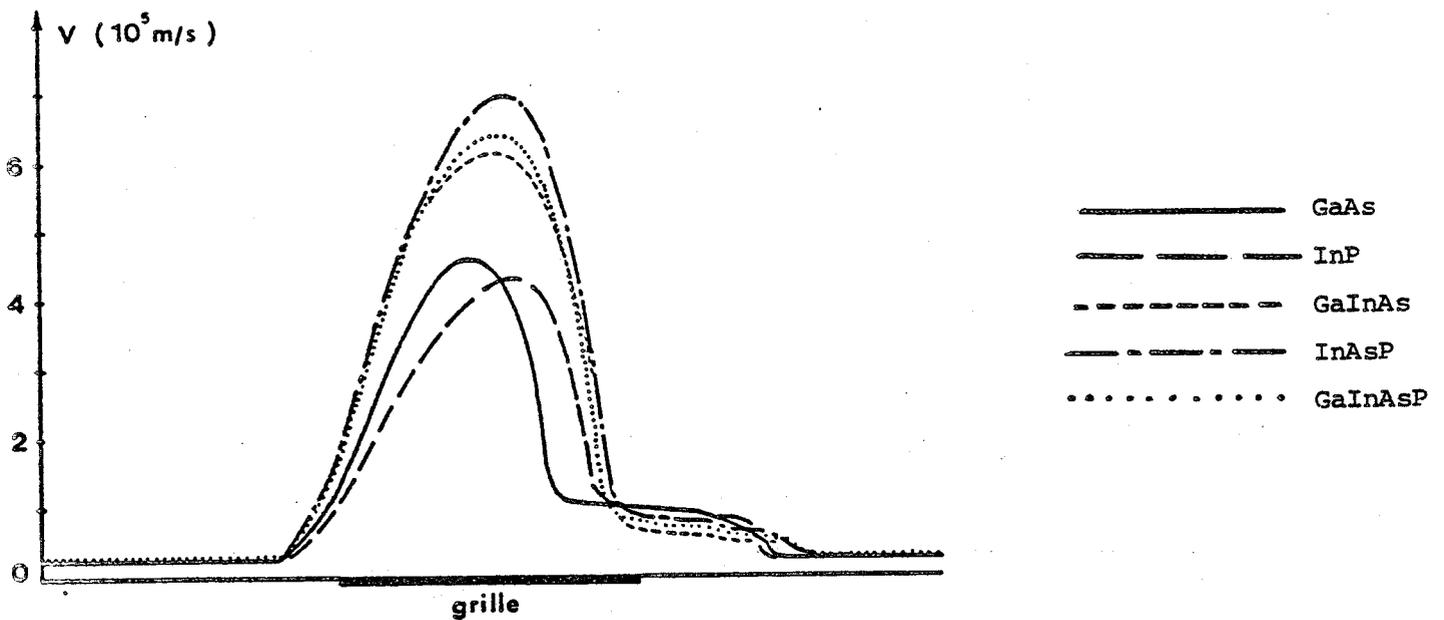


Figure [7.3] Evolutions de la vitesse moyenne sous la grille pour les différents matériaux

$$L_g = 0,5 \mu \quad a = 0,16 \mu \quad N_d = 1 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$$

$$(-v_{gs} + v_b) / W_{oo} = 0,9 \quad v_{ds} = 3 \text{ V}$$

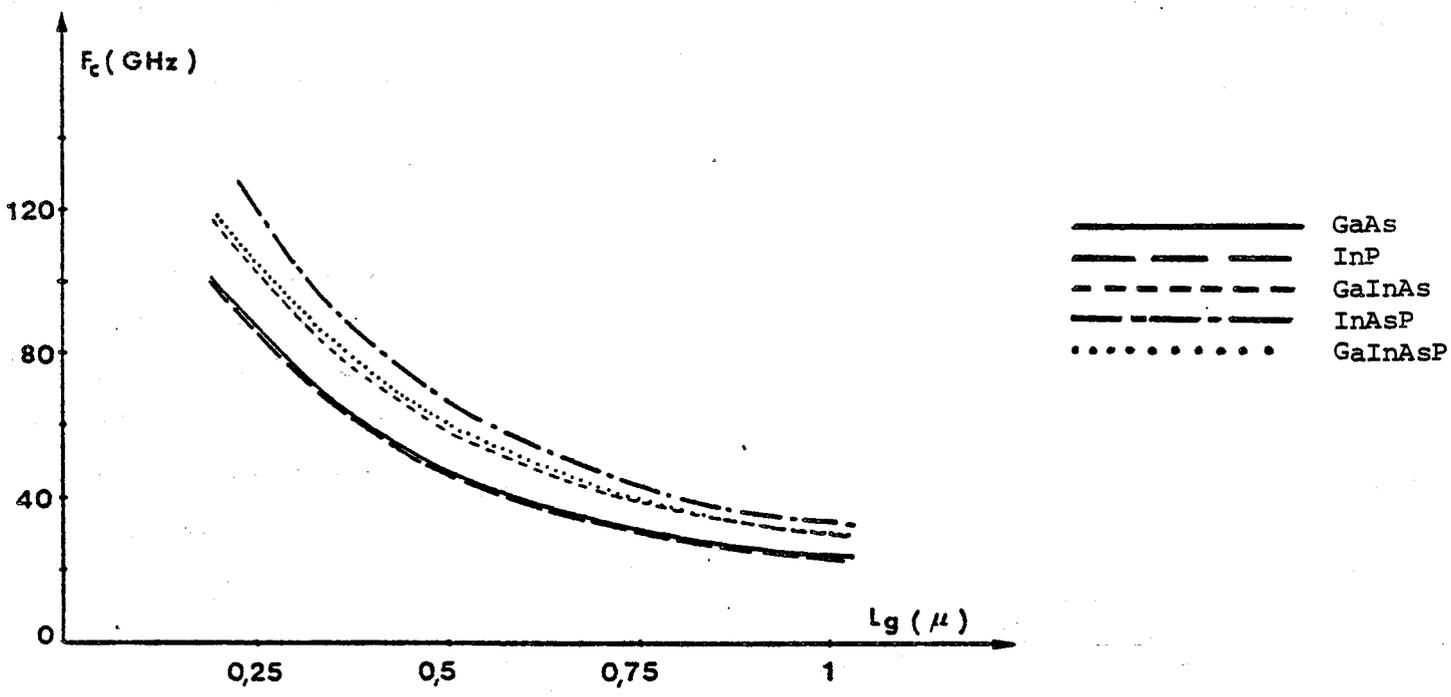


Figure [7.4] Evolutions de la fréquence de coupure en fonction de la longueur de la grille pour les différents matériaux



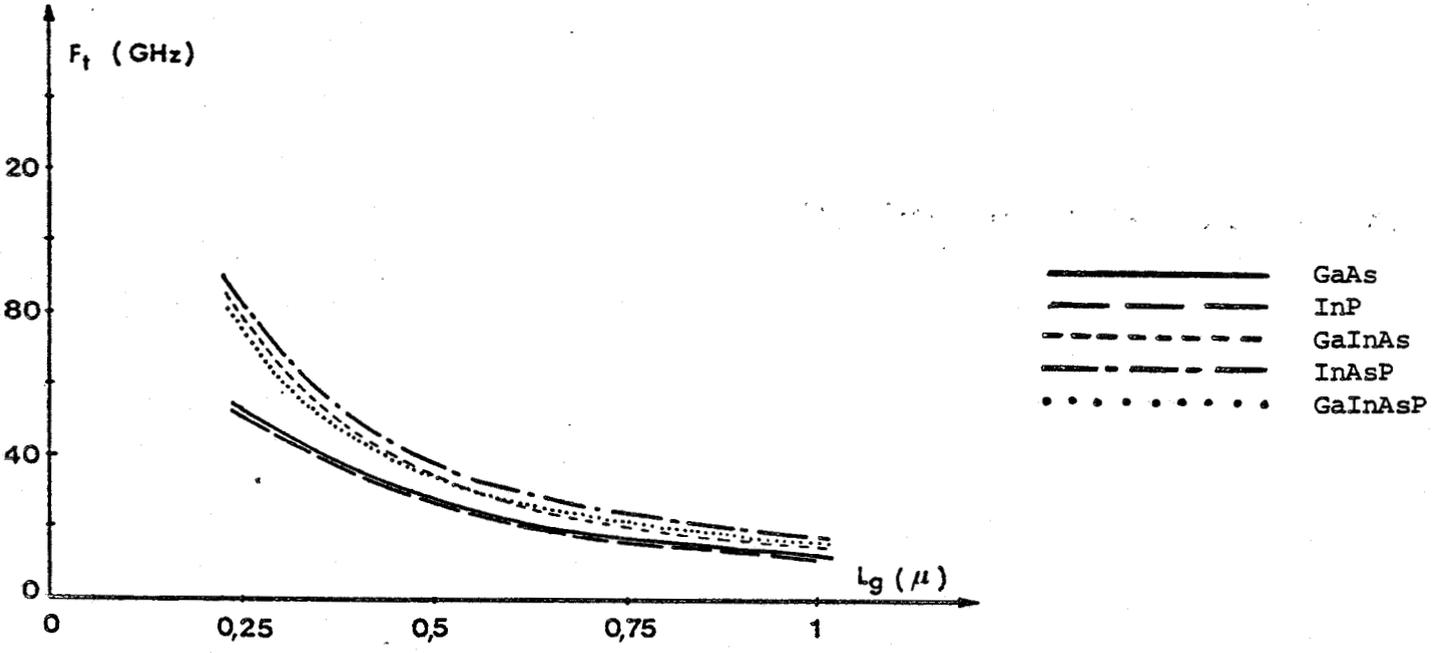


Figure [7.5] Evolutions de la fréquence de transit en fonction de la longueur de la grille pour les différents matériaux

$a = 0,16 \mu$      $N_d = 10^{23} \text{At/m}^3$      $V_{ds} = 3 \text{ V}$   
 $(-V_{gs} + V_b) / W_{\infty} = 0,9$

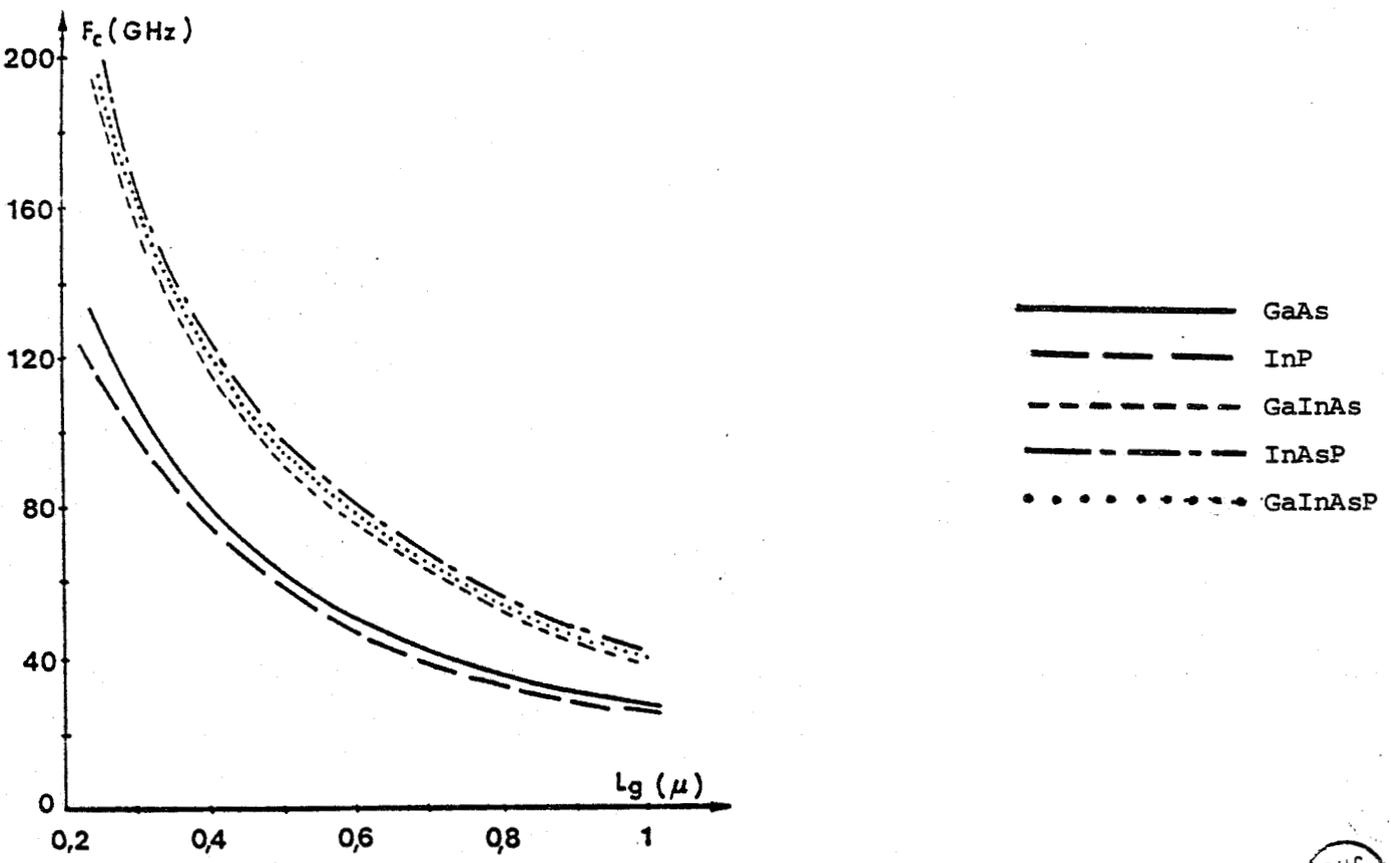


Figure [7.6] Evolutions de la fréquence de coupure maximale en fonction de la longueur de la grille pour les différents matériaux

$a = 0,16 \mu$      $N_d = 10^{23} \text{At/m}^3$      $(-V_{gs} + V_b) / W_{\infty} = 0,9$



Des conclusions identiques peuvent être déduites des figures [7.4] et [7.5] qui représentent les évolutions de la fréquence de transit et de la fréquence de coupure en fonction de la longueur de la grille. Ces figures mettent en évidence le fait qu'en ce qui concerne les performances fréquentielles, l'InP ne présente aucun avantage sur l'AsGa ce qui semble confirmé par l'expérience. Nous constatons également les bonnes performances des trois autres matériaux. Pour préciser encore mieux les avantages de ces semiconducteurs ternaires et quaternaires, nous avons également représenté, sur la figure [7.6], et pour la même tension  $V_{gs}$ , les fréquences de coupures maximales, obtenues, bien entendu pour des tensions  $V_{ds}$  qui varient d'un matériau à l'autre.

Néanmoins, en plus des incertitudes pesant encore sur la valeur de certains paramètres de ces matériaux "nouveaux", ces premiers résultats théoriques ne tiennent pas compte d'un problème particulièrement important, à savoir la difficulté de réaliser de bonnes barrières SCHOTTKY sur des matériaux possédant un faible gap.

Toutefois les résultats prometteurs concernant des TEC réalisés sur  $Ga_{0,47}In_{0,53}As$  [5] semblent confirmer la validité de notre critère de qualité de ces matériaux.

### Conclusion

L'exploitation de notre modèle théorique nous a permis de dégager quelques éléments devant conduire à une amélioration des performances hyperfréquences des transistors à effet de champ. Tout d'abord le matériau doit être de bonne qualité, c'est-à-dire qu'il doit posséder la mobilité la plus élevée possible pour le dopage considéré. La résistance de source doit être la plus faible possible. Ainsi les structures "recess" avec surdopage  $N^+$  sous les contacts de source et de drain

présentent un intérêt certain. En ce qui concerne la longueur de la grille, une réduction n'est favorable que dans la mesure où cette réduction ne s'accompagne pas d'un accroissement important d'éléments parasites tels que la résistance de grille  $R_g$ . Une complexité plus grande de la structure (i.e. une multiplication du nombre des cellules élémentaires) semble donc devoir accompagner une réduction de la longueur de grille à quelques milliers d'Angstrom. Une amélioration également possible consiste à utiliser des matériaux semiconducteurs, possédant des propriétés dynamiques plus favorables, tels que les ternaires ou les quaternaires. Dans ce cas, vu la faible valeur des "gap", le problème de la réalisation de barrières SCHOTTKY se pose avec acuité.

## CONCLUSION

Nous avons développé un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille SCHOTTKY. Ce modèle qui tient compte des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire, des effets de bords de grille, peut s'appliquer aux structures à grille submicronique. Il n'en reste pas moins assez simple et peut être exploité à l'aide d'un calculateur de table. Nous avons vérifié que ce modèle permettait de décrire convenablement les principaux éléments du schéma équivalent petit signal de transistors de diverses origines technologiques. Il nous a permis également une étude du fonctionnement physique des transistors à grille submicronique. En outre, sa simplicité a rendu possible une étude systématique de l'influence des principaux paramètres technologiques sur les éléments du schéma équivalent. Cette étude nous a permis de dégager quelques règles d'optimisation des TEC, tant du point de vue des paramètres physiques que de l'utilisation de nouveaux matériaux semiconducteurs.

L'utilisation de ce modèle a pu être étendue à l'étude des limitations fondamentales des TEC de puissance [6], à la modélisation du transistor bigrille et surtout à l'évaluation des performances de bruit. Il doit nous permettre dans un proche avenir de poursuivre l'étude des transistors à effet de champ utilisant soit des matériaux nouveaux (ternaires ou quaternaires) soit des structures nouvelles (TEC balistique, TEC à injection, etc...) ou des fonctionnements nouveaux (basse température). Dans ces derniers cas, ses conclusions devront être validées par des études réalisées dans quelques cas précis avec des modèles plus complexes, modèles particuliers ou MONTE-CARLO, mais il restera l'élément indispensable à toute étude systématique et à toute tentative d'optimisation de dispositifs submicroniques.

REFERENCES

- [1] B. CARNEZ - thèse d'état - à paraître
  
- [2] M. FUKUTA, K. SUYAMA, H. SUZUKI and H. ISHIKAWA  
IEEE Trans. Elec. devices - vol ED 23 n° 4 p 388 (1976)
  
- [3] P. WOLF, IBM J. Res Develop 14 p 125 (1970)
  
- [4] M. A. LITTLEJOHN, J. R. HAUSER and T. H. GLISSON  
Appl. phys Letters - vol 30 n° 5 p 242 (1977)
  
- [5] H. OHNO, J. BARNARD, L. RATHBUN, C. E. C. WOOD and L. F. EASTMAN  
GaAs and related Compounds Conf. Inst. phys. conf ser n° 56  
chap 7 p 465 (1980)
  
- [6] R. WROBLEWSKI and G. SALMER - V<sup>e</sup> conf. MECS Gdansk (1980)

EVALUATION DE LA DENSITE D'IMPURETES  
IONISEES DANS LE GaAs DE TYPE n

La théorie conventionnelle permettant l'évaluation de la densité d'impuretés ionisées dans un semiconducteur repose sur trois hypothèses (nous considérons ici un matériau de type n) :

- la densité d'états dans la bande de conduction est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie ;
- la densité d'états due aux impuretés est une fonction delta, séparée du bas de la bande de conduction par l'énergie d'ionisation de l'impureté ;
- ces densités d'états sont indépendantes de la concentration en impuretés.

La densité  $n$  des porteurs de charge et la position du niveau de Fermi sont alors données par les trois équations classiques :

$$[A.1] \quad n = N_c \exp - \left( \frac{E_c - E_F}{kT} \right)$$

$$[A.2] \quad N_d^+ = N_d \left/ \left( 1 + 2 \exp - \left( \frac{E_D - E_F}{kT} \right) \right) \right.$$

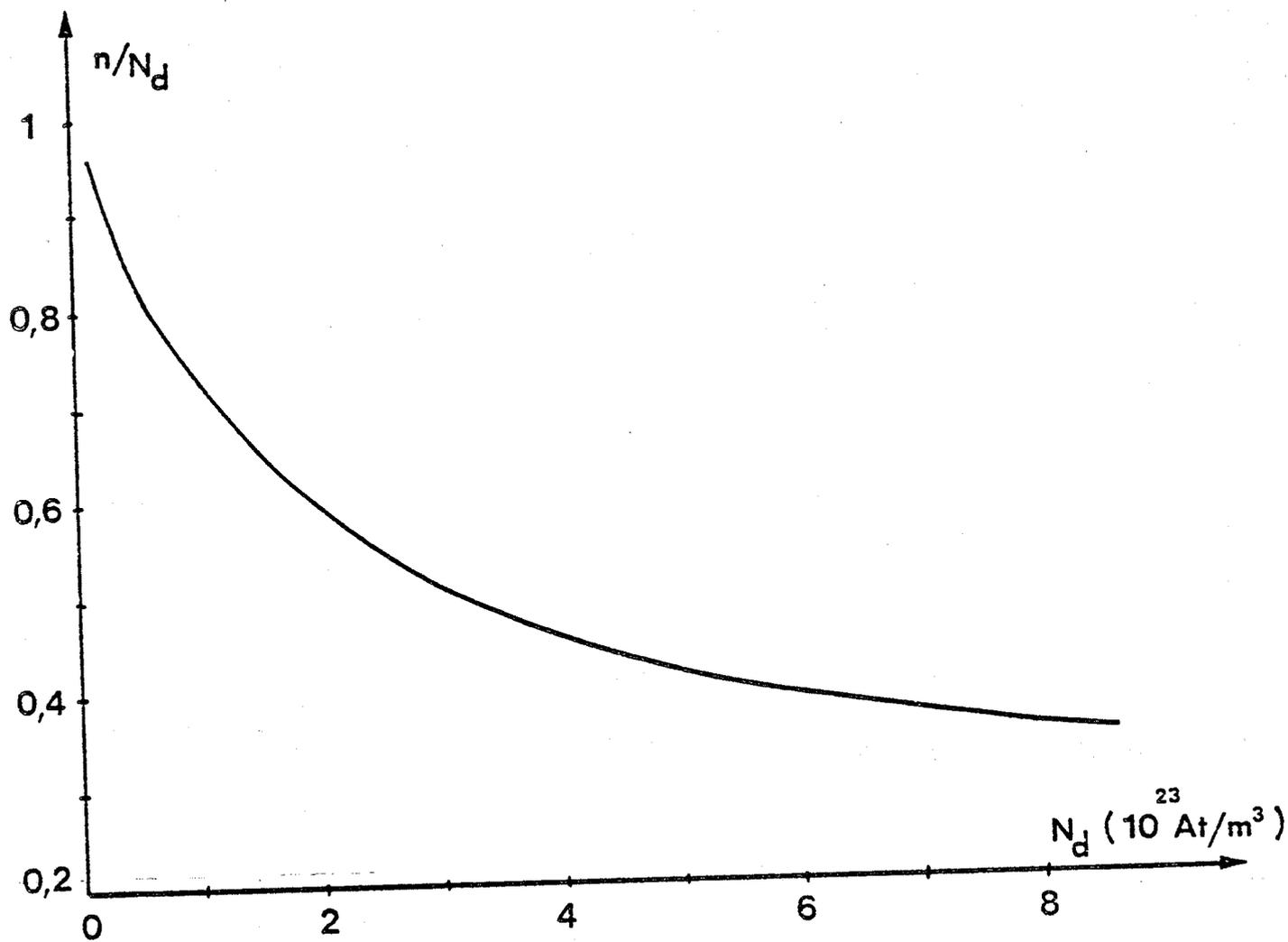


Figure [A.1]

Evolutions de la densité d'impuretés ionisées en fonction de la concentration totale en impuretés lorsque les équations [A.1]—[A.3] sont employées



$$[A.3] \quad n = Nd^+$$

Ces équations conduisent à une évolution de la densité d'impuretés ionisées qui est donnée sur la figure [A.1] en fonction de la densité d'impuretés totale.

Différentes expériences ont mis en évidence la non validité de ces hypothèses lorsque la densité d'impuretés croît.

J. L. PEARSON et J. BARDEEN [1] ont montré que l'énergie d'ionisation diminue et tend vers zéro lorsque  $Nd$  augmente. L'annulation de cette énergie d'ionisation est obtenue pour un dopage de l'ordre de  $10^{23}$  At/m<sup>3</sup> dans le Germanium et de  $10^{24}$  At/m<sup>3</sup> dans le Silicium

G. A. SCHWARTZ [2] a étudié l'évolution de la conductivité du Silicium en fonction de la température et de la concentration en impuretés. Il a montré que la conductivité ne s'annulait pas à 0°K lorsque les concentrations en impuretés étaient élevées.

La conclusion de ces expériences est que la densité d'états quantiques dans un semiconducteur dépend de la concentration en impuretés. La densité d'états de la bande de conduction n'est plus proportionnelle à la racine carrée de l'énergie et la densité d'états due aux impuretés ne peut plus être assimilée à une fonction delta lorsque la concentration en impuretés devient élevée (nous reviendrons sur le qualificatif "d'élevée").

1) La densité d'états de la bande de conduction

Comme nous l'avons rappelé précédemment la densité d'états dans la bande de conduction est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie lorsque la concentration en impuretés est faible.

Lorsque la concentration en impuretés augmente, la présence des nombreuses impuretés ionisées et de nombreux électrons libres (effet d'écran) induit des variations spatiales du potentiel périodique. L'étude, complexe, de la modification de la densité d'états de la bande de conduction a été effectuée par V. L. BONCH-BRUYEVITCH [3]. Le résultat important de cette étude est que la densité d'états, au voisinage du bas de la bande de conduction est donnée par :

$$\begin{aligned}
 \text{[A.4]} \quad \rho(E) = & \alpha_1 \cdot \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{\frac{11}{8}} \cdot \epsilon^{-3/8} \cdot n^{5/24} \\
 & + \alpha_2 \cdot \epsilon^{3/8} \cdot \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{\frac{13}{8}} \cdot n^{-5/24} \cdot E
 \end{aligned}$$

où  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont deux constantes,  $m^*$  la masse efficace des électrons,  $m_0$  la masse de l'électron au repos,  $\epsilon$  la permittivité du semiconducteur,  $n$  la densité de porteurs libres et  $E$  l'énergie (l'énergie de référence ( $E = 0$ ) est celle correspondant au bas de la bande de conduction pour le matériau intrinsèque).

Le phénomène essentiel est que la densité d'états ne s'annule pas pour la valeur  $E = 0$ . Elle s'annule pour une énergie inférieure qui représente ainsi le nouveau bas de la bande. La bande de conduction

s'élargit donc d'une valeur égale à :

$$[A.5] \quad E_0 = - \alpha_3 \left( \frac{m^*}{m_0} \right)^{-1/4} \cdot \epsilon^{-3/4} \cdot h^{5/12}$$

Nous pouvons remarquer que cet élargissement est d'autant plus important que la densité de porteurs libres est importante, ce qui était prévisible, mais aussi qu'il croît lorsque  $m^*$  diminue. Le phénomène sera donc plus sensible dans le GaAs de type n que dans le Silicium n.

L'élargissement de la bande de conduction s'accompagne donc d'une réduction de la largeur de la bande interdite. Des mesures d'absorption de la lumière dans une large gamme de concentration en impuretés, ont permis de confirmer expérimentalement ce phénomène [4].

## 2) La densité d'états due aux impuretés

Pour les faibles concentrations en impuretés, la distance moyenne entre deux atomes d'impuretés est suffisamment importante pour qu'il n'y ait pas d'interactions électrostatiques entre deux atomes d'impuretés voisins. Lorsque le dopage augmente deux phénomènes apparaissent :

- interaction entre des atomes donneurs,
- effet d'écran dû aux électrons libres.

Le principal résultat de l'augmentation de la densité d'impuretés est la transformation de la densité d'états quantiques qui, d'une fonction delta devient d'une bande de largeur finie. La présence de cette bande a été mise en évidence par l'existence d'une conductivité non nulle à 0°K, résultant d'un mouvement intrabande favorisé par la présence d'impuretés compensées qui créent des états vides.

En faisant l'hypothèse que la répartition spatiale des atomes d'impuretés était une répartition aléatoire poissonnienne, T. N. MORGAN [5] a montré que la densité d'états dans la bande d'impuretés pouvait être assimilée à une distribution gaussienne dont l'écart type est donné par :

$$[A.6] \quad \sigma = \alpha_4 \cdot n^{5/12} \cdot \epsilon^{-3/4} \cdot \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{-1/4}$$

où  $\alpha_4$  est une constante ;  $n$ ,  $\epsilon$ ,  $m^*$  et  $m_0$  ayant la même définition que dans l'expression [A.4] .

L'expression de  $\sigma$  montre que la largeur de la bande d'impuretés est d'autant plus grande que  $n$  est grand, donc que l'effet d'écran est important, mais aussi que la masse efficace est faible. Ce phénomène s'explique par le fait que plus  $m^*$  est faible, plus la distance séparant un électron de "son" impureté est importante. Un ordre de grandeur de cette distance peut être donné par le premier rayon du modèle de BOHR :

$$[A.7] \quad a_0 = \frac{4\pi\epsilon \hbar^2}{q^2 m^*}$$

3) La densité d'états dans le GaAs de type n

En reprenant l'idée de D. DALE KLEPPINGER et F. A. LINDHOLM [6] , [7] , nous avons superposé les théories V. L. BONCH-BRUYEVITCH et T. N. MORGAN pour obtenir la densité d'états globale dans le GaAs de type n en fonction de la densité d'impuretés (des justifications expérimentales à cette superposition sont données dans [6] ).

Nous avons donc tracé en fonction de la concentration en impuretés les grandeurs suivantes : figure [A.2]

\*  $E_0$ , valeur de l'énergie pour laquelle la densité d'états de la bande de conduction s'annule (équation [A.5] ) ;

\*  $E_D \pm 2 \sigma$ , où  $\sigma$  est l'écart type de la distribution gaussienne de la densité d'états due aux impuretés (équation [A.6] ) et  $E_D$  l'énergie d'ionisation des impuretés à faible concentration (ici  $E_D = 5 \text{ meV}$ , énergie d'ionisation du Silicium dans le GaAs).

\* La figure [A.2] montre qu'à partir d'une concentration  $N_{D0}$  de l'ordre de  $3 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^3$ , il y a recouvrement de la bande d'impuretés et de la bande de conduction. La valeur de  $E_D$  influe évidemment sur celle de cette concentration  $N_{D0}$  mais dans le GaAs de type n, les niveaux peu profonds ont tous une énergie de l'ordre de celle correspondant au premier rayon de BOHR.

[A.8]

$$E_D \# \frac{m^* q^4}{8 \epsilon^2 h^2}$$

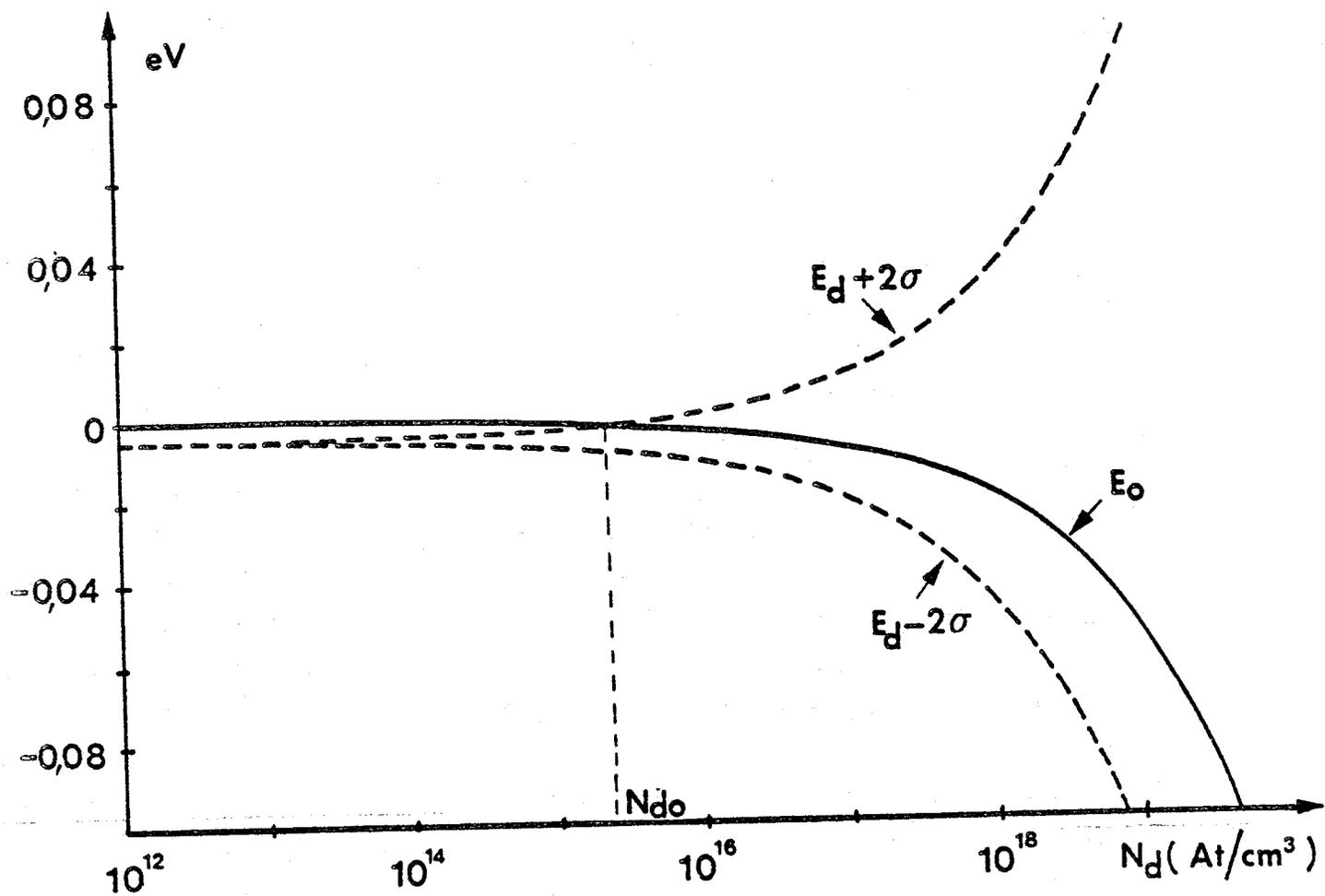


Figure [A.2]

Evolutions de la largeur de la bande d'impuretés et la position du bas de la bande de conduction en fonction du dopage.

Soit pour le GaAs de type n avec  $m^* = .063 m_0$   
 et  $\epsilon = 12 . 5 \epsilon_0$ ,  $E_D \# 5,5 \text{ meV}$ .

Ce résultat montre que quel que soit le type d'impuretés, il y a recouvrement de la bande d'impuretés et de la bande de conduction pour des concentrations en impuretés supérieures à une concentration  $N_{do}$  de l'ordre de quelques  $10^{15} \text{ At.cm}^{-3}$ . Lorsque la densité d'impuretés est inférieure à  $N_{do}$  le semiconducteur est dit faiblement dopé (si la bande d'impuretés est de largeur négligeable) ou modérément dopé (lorsque la bande est suffisamment large pour qu'une conduction soit détectable à  $0^\circ\text{K}$ ). Pour cette gamme de concentrations, et à température ambiante, les mécanismes de conduction sont ceux rencontrés normalement dans un semiconducteur. Par contre, pour des concentrations supérieures à  $N_{do}$ , (celles que l'on rencontre dans un transistor à effet de champ) les phénomènes sont plus complexes. En effet, un des paramètres importants de la densité d'états est la densité de porteurs libres. Cette densité, elle-même, est définie à partir de la densité d'états par l'intermédiaire de la distribution de Fermi. La solution d'un tel problème est unique mais elle ne s'exprime pas de façon explicite. D'autre part, dans la zone de recouvrement des deux bandes nous ne pouvons plus distinguer les états de la bande de conduction et les états de la bande d'impuretés. Lorsqu'un électron possède une énergie correspondant à la zone de recouvrement des deux bandes, on ne peut pas dire simplement s'il est libre ou non. Le problème est donc très complexe.

Néanmoins de nombreuses expériences ont été menées sur le silicium. Pour ce matériau semiconducteur, l'évolution de la densité d'électrons libres en fonction de la densité d'impuretés et de la température est bien connue. Pour le silicium la concentration d'impuretés  $N_{do}$  est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$ . Or, les données expérimentales montrent que pour une densité d'impuretés de l'ordre de  $4 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$  [8], la densité de porteurs libres est pratiquement indépendante de la température et est égale à la densité d'impuretés. Comme le soulignent

D. DALE KLEPPINGER et F. A. LINDHOLM [6], la conduction s'apparente alors à une conduction de type métallique.

En transposant ce résultat dans le cas du GaAs de type n, nous pouvons dire que pour des concentrations d'impuretés supérieures à quelques  $10^{15}$  At/cm<sup>3</sup>, la densité de porteurs libres est égale à la densité d'impuretés, et ceci dans une large gamme de température. Ce résultat est d'ailleurs confirmé par l'expérience [9].

#### 4) Conclusion

Dans le GaAs de type n, il y a recouvrement de la bande d'impuretés et de la bande de conduction pour des concentrations en impuretés supérieures à quelques  $10^{15}$  At/cm<sup>3</sup>. Pour ces concentrations, que l'on rencontre couramment dans les composants hyperfréquences, la densité de porteurs libres est égale à la densité d'impuretés. Par la suite nous supposerons donc toujours  $n = N_d$  dans le cas du matériau en volume et à champ électrique uniforme.

REFERENCES

- [1] J. L. PEARSON and J. BARDEEN - phys. rev 75 p 865 (1949)
  
- [2] G. A. SCHWARTZ. J. phys. chem. solids 12 p 245 (1960)
  
- [3] V. L. BONCH-BRUYEVITCH "The electronic of Heavily Doped semiconductors" American Elsevier NEW YORK (1966)
  
- [4] V. I. FISTUL - "Hevealy Doped Semiconductors" - Plenum Press, NEW YORK (1969)
  
- [5] T. N. MORGAN - phy. rev 139, A 343 (1965)
  
- [6] D. DALE KLEPPINGER and F. A. LINHOLM - Solid State Electronics vol 14 p 199 (1971)
  
- [7] D. DALE KLEPPINGER and F. A. LINDHOLM - Solid State Electronics vol 14 p 407 (1971)
  
- [8] M. FINETTI, A. M. MAZZONE, L. PASSARI, S. PIETRA and E. SUSI  
J. appl. phys vol 47 n° 10 p 4 590 (1976)
  
- [9] L. HOLLAN - J. N. M. LILLE 1979

I - INTEGRATION DE L'EQUATION DE BOLTZMANN  
A UNE DIMENSION

I - 1 - Equation de conservation du nombre de particules

L'équation de BOLTZMANN s'écrit :

$$[B.1] \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q E_x}{\hbar} \cdot \frac{\partial f}{\partial k_x} + v_x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

L'intégration de cette équation sur tout l'espace réciproque conduit à l'équation de conservation du nombre de particules. Pour effectuer cette intégration nous considérons un gaz d'électrons dans chaque vallée et nous supposons que la sommation peut s'effectuer sur tout l'espace réciproque. Cette hypothèse implique donc que dans une zone commune à deux vallées une des deux fonctions de distribution est négligeable.

Après intégration, l'équation [B.1] devient :

$$[B.2] \quad \int_{V_R} \frac{\partial f}{\partial t} d^3k + \frac{q E_x}{\hbar} \cdot \int_{V_R} \frac{\partial f}{\partial k_x} d^3k + \int_{V_R} v_x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} d^3k = \int_{V_R} \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c d^3k$$

Il nous faut évaluer les quatre intégrales de cette équation. L'intégration de certains termes a été effectuée par J. P. NOUGIER [1] et nous en reprendrons les résultats à plusieurs reprises.

Considérons une vallée  $i$  ( $i$  représente  $\Gamma$ , L ou X). Le nombre total d'électrons dans la vallée considérée est donné par :

$$n_i = \int_{V_k} f d^3k$$

Cette remarque étant faite nous pouvons écrire :

$$- \int_{V_k} \frac{\partial f}{\partial E} d^3k = \frac{\partial}{\partial E} \left( \int_{V_k} f d^3k \right) = \frac{\partial n_i}{\partial E}$$

$$- \int_{V_k} \frac{\partial f}{\partial k_x} d^3k = 0 \quad (\text{Réf [1]})$$

Nous pouvons remarquer que la vitesse d'un électron n'est fonction que de  $\vec{k}$ . Par conséquent la dérivée partielle de  $v_x$  par rapport à  $x$  est nulle.

$$- \int_{V_k} v_x \frac{\partial f}{\partial x} d^3k = \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_{V_k} v_x \cdot f d^3k \right)$$

or

$$\overline{v_{xi}} = \frac{\int_{V_k} v_x f d^3k}{\int_{V_k} f d^3k}$$

on en déduit

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \int_{V_k} v_x f d^3k \right) = \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \overline{v_{xi}})$$

Enfin

$$\int_{V_k} \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c d^3k$$

représente la variation du nombre des particules de la vallée i due aux transitions intervallées

et nous écrivons cette intégrale sous la forme

$$\int_{V_k} \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c d^3k = \left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c$$

Ainsi [B.2] peut s'écrire :

$$[B.3] \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \overline{v_{xi}}) = \left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c$$

En sommant sur toutes les vallées :

$$\sum_i \frac{\partial n_i}{\partial E} + \sum_i \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \bar{v}_{xi}) = \sum_i \left( \frac{\partial n_i}{\partial E} \right)_c$$

le terme de droite représente le bilan global des échanges intervallées. Toute diminution du nombre de particules dans une vallée donnée étant compensée par une augmentation identique dans les autres vallées, le bilan total est nul.

De plus

$$\sum_i \frac{\partial n_i}{\partial E} = \frac{\partial}{\partial E} \sum_i n_i = \frac{\partial n}{\partial E}$$

et

$$\sum_i \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \bar{v}_{xi}) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_i (n_i \cdot \bar{v}_{xi}) \right)$$

or pour l'ensemble des vallées,

$$\langle \bar{v}_x \rangle = \frac{\sum_i (n_i \cdot \bar{v}_{xi})}{\sum_i n_i}$$

avec  $\langle \bar{v}_x \rangle$  = vitesse moyenne dans la direction x de l'ensemble des électrons

donc 
$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_i (n_i \cdot v_{xi}) \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left( n \cdot \langle v_x \rangle \right)$$

finalement,

[B.4] 
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( n \langle v_x \rangle \right) = 0$$

Cette équation est l'équation bien connue de conservation du nombre de particules.

1 - 2 - Equation de conservation du moment

Multiplions l'équation [B.1] par  $m_i^* v_x$  et intégrons sur l'espace réciproque :

[B.5] 
$$\int_{V_R} m_i^* v_x \frac{\partial f}{\partial t} d^3 k + \frac{q E_x}{\hbar} \int_{V_R} m_i^* v_x \frac{\partial f}{\partial k_x} d^3 k + \int_{V_R} m_i^* v_x^2 \frac{\partial f}{\partial x} d^3 k = \int_{V_R} m_i^* v_x \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c d^3 k$$

Nous devons à nouveau évaluer les quatre intégrales de cette expression. Notons que si l'on suppose les vallées paraboliques, c'est-à-dire si la masse efficace  $m_i^*$  est considérée constante, celle-ci peut être indifféremment placée à l'intérieur ou à l'extérieur des signes somme.

$$* \int_{V_k} m_i^* \cdot v_x \frac{\partial f}{\partial E} d^3k = \frac{\partial}{\partial E} \left( \int_{V_k} m_i^* \cdot v_x \cdot f d^3k \right) = \frac{\partial}{\partial E} (n_i \cdot m_i^* \cdot \overline{v_{xi}})$$

$$* \int_{V_k} m_i^* \cdot v_x \cdot \frac{\partial f}{\partial k_x} d^3k = -\hbar n_i \quad (\text{Réf [1]})$$

[B.6]

$$\int_{V_k} m_i^* \cdot v_x^2 \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} d^3k = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left( \int_{V_k} m_i^* \cdot v_x^2 \cdot f d^3k \right)$$

$$= \frac{\partial}{\partial \alpha} (n_i \cdot m_i^* \cdot \overline{v_{xi}^2})$$

Dans une vallée  $i$ , l'énergie cinétique de la population d'électrons peut s'écrire :

$$\mathcal{E}_i^t = \frac{1}{2} n_i \cdot m_i^* \cdot \overline{v_i^2}$$

lorsque le champ électrique est dirigé dans la direction  $x$ , nous pouvons écrire :

$$\mathcal{E}_i^t = \frac{1}{2} n_i \cdot m_i^* \left( \overline{v_{xi}^2} - \overline{v_{xi}^2} + \overline{v_{yi}^2} + \overline{v_{zi}^2} \right) + \frac{1}{2} n_i \cdot m_i^* \overline{v_{xi}^2}$$

Sous cette forme, le premier terme du membre de droite représente l'énergie d'agitation thermique et le second, l'énergie cinétique de dérive. Si l'on suppose l'équipartition de l'énergie d'agitation thermique, c'est-à-dire :

$$- \frac{1}{2} n_i \cdot m_i^* (\overline{v_x^2} - \overline{v_x^2}) = \frac{1}{2} n_i \cdot m_i^* \overline{v_y^2} = \frac{1}{2} n_i \cdot m_i^* \overline{v_z^2}$$

nous pouvons définir une température électronique telle que

$$- \frac{1}{2} k T_i = \frac{1}{2} n_i \cdot m_i^* (\overline{v_x^2} - \overline{v_x^2})$$

Dans ce cas nous pouvons mettre [B.6] sous la forme :

$$- \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot m_i^* \cdot \overline{v_x^2}) = \frac{\partial}{\partial x} (n_i k T_i) + \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot m_i^* \cdot \overline{v_x^2})$$

Enfin, J. P. NOUGIER a montré, [1], que le terme de droite de [B.5] pouvait s'écrire, moyennant certaines hypothèses,

$$- \int_{V_k} m_i^* \cdot v_x \cdot \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c d^3k = - n_i \frac{m_i^* \overline{v_x}}{\tau_m(\epsilon_i)}$$

Soit

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial E} (n_i \cdot m_i^* \cdot \bar{v}_{xi}) &= q n_i E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot k T_i) \\
 \text{[B.7]} \quad & - \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot m_i^* \cdot \bar{v}_{xi}^2) - n_i \frac{m_i^* \bar{v}_{xi}}{\tau_m(\bar{E}_i)}
 \end{aligned}$$

A ce stade, en sortant la masse efficace des signes de dérivées partielles, [B.7] est équivalent à :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial E} (n_i \bar{v}_{xi}) &= q \frac{n_i E_x}{m_i^*} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{n_i k T_i}{m_i^*} \right) \\
 \text{[B.8]} \quad & - \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \bar{v}_{xi}^2) - n_i \cdot \frac{\bar{v}_{xi}}{\tau_m(\bar{E}_i)}
 \end{aligned}$$

En sommant sur l'ensemble des vallées les équations [B.7] et [B.8] nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial E} \left( \sum_i n_i \cdot m_i^* \cdot \bar{v}_{xi} \right) &= q E_x \sum_i n_i - \frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_i n_i k T_i \right) \\
 \text{[B.9]} \quad & - \frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_i n_i \cdot m_i^* \cdot \bar{v}_{xi}^2 \right) - \sum_i n_i \cdot \frac{m_i^* \bar{v}_{xi}}{\tau_m(\bar{E}_i)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial E} \left( \sum_i n_i \cdot \bar{v}_{xi} \right) &= q E_x \cdot \sum_i \frac{n_i}{m_i^*} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_i \frac{n_i k T_i}{m_i^*} \right) \\
 \text{et [B.10]} \quad & - \frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_i n_i \cdot \bar{v}_{xi}^2 \right) - \sum_i n_i \frac{\bar{v}_{xi}}{\tau_m(\bar{E}_i)}
 \end{aligned}$$

Soit, en utilisant le signe  $\langle \rangle$  pour désigner la valeur moyenne sur l'ensemble des vallées,

$$\begin{aligned}
 \text{[B.11]} \quad \frac{\partial}{\partial E} \left( n \langle m^* \cdot \bar{v}_x \rangle \right) &= qn E_x - \frac{\partial}{\partial x} (nkT) \\
 - \frac{\partial}{\partial x} \left( n \langle m^* \cdot \bar{v}_x^2 \rangle \right) &- n \left\langle \frac{m^* \cdot \bar{v}_x}{\tau_m(\bar{E})} \right\rangle
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{[B.12]} \quad \frac{\partial}{\partial E} \left( n \langle \bar{v}_x \rangle \right) &= qn E_x \left\langle \frac{1}{m^*} \right\rangle - \frac{\partial}{\partial x} \left( n \left\langle \frac{kT}{m^*} \right\rangle \right) \\
 - \frac{\partial}{\partial x} \left( n \cdot \langle \bar{v}_x^2 \rangle \right) &- n \left\langle \frac{\bar{v}_x}{\tau_m(\bar{E})} \right\rangle
 \end{aligned}$$

Une formulation analytique beaucoup plus simple peut être obtenue si l'on suppose que la valeur moyenne des produits est égale au produit des valeurs moyennes et que, de plus,

$$\left\langle \frac{m^* \cdot \bar{v}_x}{\tau_m(\bar{E})} \right\rangle = \frac{\langle m^* \rangle \langle \bar{v}_x \rangle}{\tau_m(\langle \bar{E} \rangle)}$$

nous pouvons alors écrire,

$$\begin{aligned}
 \text{[B.13]} \quad \frac{\partial}{\partial E} \left( n \cdot m^* \cdot \bar{v}_x \right) &= qn E_x - \frac{\partial}{\partial x} (nkT) \\
 - \frac{\partial}{\partial x} \left( n \cdot m^* \cdot \bar{v}_x^2 \right) &- n \cdot \frac{m^* \cdot \bar{v}_x}{\tau_m(\bar{E})}
 \end{aligned}$$

$$[B.14] \quad \frac{\partial}{\partial E} (n \cdot v_x) = \frac{qn E_x}{m^*} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{n \cdot k \cdot T}{m^*} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot v_x^2) - n \frac{v_x}{T_m(E)}$$

ou  $m^* = \langle m^* \rangle$ ,  $E = \langle \bar{E} \rangle$  et  $v_x = \langle \bar{v}_x \rangle$

1 - 3 - Equation de Conservation de l'énergie

En multipliant [B.1] par  $E$  et en intégrant sur l'espace réciproque nous obtenons :

$$[B.15] \quad \int_{V_R} E \frac{\partial f}{\partial E} d^3k + \frac{q E_x}{\hbar} \cdot \int_{V_R} E \frac{\partial f}{\partial k} d^3k + \int_{V_R} E \cdot v_x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \cdot d^3k = \int_{V_R} E \cdot \left( \frac{\partial f}{\partial E} \right)_C d^3k$$

Calculons chaque terme de cette égalité

\*  $\int_{V_R} E \cdot \frac{\partial f}{\partial E} \cdot d^3k = \frac{\partial}{\partial E} \left( \int_{V_R} E f \cdot d^3k \right) = \frac{\partial}{\partial E} (n_i \bar{E}_i)$  ou  $\bar{E}_i$  représente l'énergie cinétique moyenne des électrons de la vallée i

\*  $\int_{V_R} E \cdot \frac{\partial f}{\partial k_x} \cdot d^3k = - \hbar n_i \cdot \bar{v}_{xi}$  (Réf [1] )

$$* \int_{V_k} \mathcal{E} \cdot v_x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} d^3k = \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_{V_k} \mathcal{E} \cdot v_x \cdot f d^3k \right) = \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \overline{\mathcal{E}_i \cdot v_{xi}})$$

l'énergie cinétique d'un électron de la vallée  $i$  peut s'écrire :

$$\mathcal{E}_i = \frac{1}{2} m_i^* (v_{xi}^2 + v_{yi}^2 + v_{zi}^2)$$

soit 
$$\overline{v_{xi} \mathcal{E}_i} = \frac{1}{2} m_i^* \left( \overline{v_{xi}^3} + \overline{v_{xi} \cdot v_{yi}^2} + \overline{v_{xi} v_{zi}^2} \right)$$

or 
$$\left( \overline{v_{xi} - \overline{v_{xi}}} \right)^3 = \overline{v_{xi}^3} + 2 \cdot \overline{v_{xi}^3} - 3 \overline{v_{xi}} \cdot \overline{v_{xi}^2}$$

Si la distribution des vitesses est symétrique autour de la valeur moyenne le moment centré d'ordre trois s'annule. On a donc :

$$\overline{v_{xi}^3} = 3 \cdot \overline{v_{xi}} \cdot \overline{v_{xi}^2} - 2 \cdot \overline{v_{xi}}^3$$

$$\overline{v_{xi} \cdot \epsilon_i} = \frac{1}{2} m_i^* \overline{v_{xi}} \left( \overline{v_{xi}^2} + \overline{v_{yi}^2} + \overline{v_{zi}^2} \right) + m_i^* \overline{v_{xi}} \cdot \left( \overline{v_{xi}^2} - \overline{v_{xi}^2} \right)$$

$$\overline{v_{xi} \cdot \epsilon_i} = \overline{v_{xi}} \cdot \overline{\epsilon_i} + \overline{v_{xi}} \cdot kT_i$$

finalement

$$\overline{v_{xi} \cdot \epsilon_i} = \overline{v_{xi}} \cdot \left( \overline{\epsilon_i} + kT_i \right)$$

et donc

$$\int_{V_k} \epsilon \cdot v_x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \cdot d^3k = \frac{\partial}{\partial x} \left( n_i \cdot \overline{v_{xi}} \left( \overline{\epsilon_i} + kT_i \right) \right)$$

Enfin, il a été montré, [1], que la dernière intégrale de [B.15] pouvait s'écrire :

$$* \int \epsilon \cdot \left( \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right)_c d^3k = - n_i \cdot \frac{\overline{\epsilon_i} - \epsilon_0}{\tau_{\epsilon}(\overline{\epsilon_i})}$$

Ainsi, dans le cas d'une distribution symétrique, l'équation de conservation de l'énergie pour une vallée parabolique est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (n_i \cdot \overline{\epsilon_i}) &= q n_i E_x \cdot \overline{v_{xi}} \\ \text{[B.16]} \quad - \frac{\partial}{\partial x} \left( n_i \cdot \overline{v_{xi}} \cdot \left( \overline{\epsilon_i} + kT_i \right) \right) &- n_i \cdot \frac{\overline{\epsilon_i} - \epsilon_0}{\tau_{\epsilon}(\overline{\epsilon_i})} \end{aligned}$$

Pour l'ensemble des vallées, nous pouvons écrire :

$$[B.17] \quad \frac{\partial}{\partial E} \left( \sum_i n_i \bar{\epsilon}_i \right) = q E_x \sum_i n_i \bar{v}_{xi}$$

$$- \frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_i n_i \bar{v}_{xi} \cdot (\bar{\epsilon}_i + kT_i) \right) - \sum_i n_i \frac{\bar{\epsilon}_i - \epsilon_0}{\tau_E(\bar{\epsilon}_i)}$$

$$\frac{\partial}{\partial E} (n \langle \bar{\epsilon} \rangle) = q n E_x \langle \bar{v}_x \rangle$$

soit

$$- \frac{\partial}{\partial x} \left( n \langle \bar{v}_x (\bar{\epsilon} + kT) \rangle \right) - n \left\langle \frac{\bar{\epsilon} - \epsilon_0}{\tau_E(\bar{\epsilon})} \right\rangle$$

Ces expressions peuvent être simplifiées en supposant que l'on puisse écrire :

$$- \quad \langle \bar{v}_x (\bar{\epsilon} + kT) \rangle = \langle \bar{v}_x \rangle \cdot \langle \bar{\epsilon} + kT \rangle$$

$$- \quad \left\langle \frac{\bar{\epsilon} - \epsilon_0}{\tau_E(\bar{\epsilon})} \right\rangle = \frac{\langle \bar{\epsilon} \rangle - \epsilon_0}{\tau_E(\langle \bar{\epsilon} \rangle)}$$

et en notant  $\langle \bar{\epsilon} \rangle = \epsilon$ ,  $\langle \bar{v}_x \rangle = v_x$ , l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

[B.18]

$$\frac{\partial}{\partial E}(n\varepsilon) = qn \cdot E_x \cdot v_x$$

$$- \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot v_x \cdot (\varepsilon + kT)) - n \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{T_\varepsilon(\varepsilon)}$$

Conclusion

Dans le cas d'un champ électrique dirigé dans la direction x et en supposant que :

- les vallées sont paraboliques ;
- la fonction de distribution est symétrique ;
- la valeur moyenne des produits est égale au produit des valeurs moyennes.

Les équations de conservation peuvent alors s'écrire :

$$* \quad \frac{\partial n}{\partial E} + \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot v_x) = 0$$

\*

$$\frac{\partial}{\partial E} (n \cdot m^* \cdot v_x) = qnE_x - \frac{\partial}{\partial x} (nkT)$$

$$- \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot m^* \cdot v_x^2) - n \frac{m^* v_x}{T_m(\varepsilon)}$$

ou bien

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} (n \cdot v_x) = \frac{q n E_x}{m^*} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{n k T}{m^*} \right)$$

\*

$$- \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot v_x^2) - n \cdot \frac{v_x}{\tau_m(\varepsilon)}$$

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} (n \varepsilon) = q n E_x \cdot v_x$$

\*

$$- \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot v_x (\varepsilon + kT)) - n \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

## II - INTEGRATION DE L'EQUATION DE BOLTZMANN A TROIS DIMENSIONS

### II - 1 - Equation de conservation du nombre de particules

L'équation de BOLTZMANN s'écrit dans ce cas

$$[B.19] \quad \frac{\partial p}{\partial \varepsilon} + \frac{q \vec{E}}{h} \cdot \vec{g} \text{grad}_R f + \vec{v} \cdot \vec{g} \text{grad}_r f = \left( \frac{\partial p}{\partial \varepsilon} \right)_c$$

en intégrant cette équation dans l'espace réciproque :

$$\int_{V_R} \frac{\partial p}{\partial \varepsilon} d^3 k + \frac{q \vec{E}}{h} \cdot \int_{V_R} \vec{g} \text{grad}_R f d^3 k + \int_{V_R} \vec{v} \cdot \vec{g} \text{grad}_r f \cdot d^3 k = \int_{V_R} \left( \frac{\partial p}{\partial \varepsilon} \right)_c d^3 k$$

Pour les deux premiers termes du membre de gauche et le membre de droite, l'intégration est identique au cas unidimensionnel. Nous avons donc :

$$* \int_{V_k} \frac{\partial f}{\partial E} d^3k = \frac{\partial n_i}{\partial E}$$

$$* \int_{V_k} \vec{g} \text{grad}_k f d^3k = 0$$

$$* \int_{V_k} \left( \frac{\partial f}{\partial E} \right)_c d^3k = \left( \frac{\partial n_i}{\partial E} \right)_c$$

d'autre part

$$- \text{div}_k (\vec{v} \cdot f) = \vec{v} \cdot \vec{g} \text{grad}_k f + f \text{div}_k \vec{v}$$

En remarquant que  $\text{div}_r \vec{v} = 0$ , nous obtenons :

$$- \int_{V_k} \vec{v} \cdot \text{grad}_r f \cdot d^3k = \text{div}_r \left( \int_{V_k} \vec{v} \cdot f \cdot d^3k \right)$$

donc

$$\int_{V_k} \vec{v} \cdot \text{grad}_r f \cdot d^3k = \text{div}_r (n_i \cdot \vec{v}_i)$$

En sommant sur les différentes vallées nous obtenons :

$$[B.20] \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}_r (n \vec{v}) = 0$$

### 11 - 2 - Equation de conservation du moment

Pour simplifier, nous supposons un semiconducteur dont les surfaces isoénergétiques, pour une vallée donnée, sont sphériques. Dans ce cas la masse efficace se présente sous la forme d'un tenseur diagonal dont tous les éléments sont égaux. Elle peut donc être représentée par un scalaire  $m_i^*$ .

En multipliant l'équation [B.19] par  $m_i^* \vec{v}_i$  et en intégrant sur tout l'espace réciproque, celle-ci devient

$$\begin{aligned}
 \text{[B.21]} \quad & \int_{V_k} m_i^* v_x \frac{\partial f}{\partial E} d^3k + \frac{qE}{\hbar} \int_{V_k} m_i^* v_x \cdot \vec{\text{grad}}_R f \cdot d^3k \\
 & + \int_{V_k} m_i^* v_x \cdot \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}}_R f \cdot d^3k = \int_{V_k} m_i^* v_x \left( \frac{\partial f}{\partial E} \right)_c d^3k
 \end{aligned}$$

Calculons chacun des termes de l'équation [B.21]

$$\begin{aligned}
 * \quad & \int_{V_k} m_i^* v_x \frac{\partial f}{\partial E} d^3k = \frac{\partial}{\partial E} \left( \int_{V_k} m_i^* v_x f d^3k \right) = \frac{\partial}{\partial E} (n_i m_i^* \overline{v_x}) \\
 & \int_{V_k} m_i^* v_x \cdot \vec{\text{grad}}_R f \cdot d^3k = \int_{V_k} m_i^* \vec{\text{grad}}_R v_x \cdot f \cdot d^3k - \int_{V_k} m_i^* f \vec{\text{grad}}_R v_x \cdot d^3k
 \end{aligned}$$

En remarquant que la fonction  $f$  décroît plus vite que  $v_x$  lorsque  $k_x$ ,  $k_y$  ou  $k_z$  tendent vers l'infini ([1]), la première intégrale du membre de droite est nulle.

D'autre part, nous pouvons écrire

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \vec{\text{grad}}_R \varepsilon \quad \text{soit} \quad \vec{\text{grad}}_R v_x = \frac{1}{\hbar} \vec{\text{grad}}_R \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial k_x} \right)$$

Dans le cas d'une masse efficace isotrope, seule la composante dans la direction  $x$  de  $\vec{\text{grad}}_R v_x$  est non nulle et sa valeur est donnée par :

$$\frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x^2} = \frac{\hbar}{m_i^*}$$

dans ce cas

$$\frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot \int_{V_k} m_i^* \cdot f \cdot \vec{\text{grad}}_k v_x d^3k = qn_i E_x$$

Calculons le troisième terme du membre de gauche de [B.21]

$$[B.22] \quad \int_{V_k} m_i^* \cdot v_x \cdot \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}} f d^3k = \int_{V_k} m_i^* v_x \text{div}_v \vec{v} f d^3k$$

$$= \int_{V_k} m_i^* \text{div}_v (v_x f \vec{v}) d^3k$$

$$= \int_{V_k} m_i^* \frac{\partial}{\partial x} (v_x^2 \cdot f) d^3k + \int_{V_k} m_i^* \frac{\partial}{\partial y} (v_x \cdot v_y) d^3k + \int_{V_k} m_i^* \frac{\partial}{\partial z} (v_x \cdot v_z) d^3k$$

$$= m_i^* \frac{\partial}{\partial x} (n_i \cdot \overline{v_x^2}) + m_i^* \frac{\partial}{\partial y} (n_i \cdot \overline{v_x v_y}) + m_i^* \frac{\partial}{\partial z} (n_i \cdot \overline{v_x v_z})$$

Notons une nouvelle fois que dans le cas d'une vallée parabolique, isotrope, la masse efficace  $m_i^*$  peut être placée indifféremment à l'intérieur ou à l'extérieur du signe de dérivée partielle. L'équation [B.22] peut s'écrire également

$$- \frac{\partial}{\partial x} (n_i m_i^* \overline{v_{xi}^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{yi}}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{zi}})$$

Si l'on suppose que  $\overline{v_{xi} v_{yi}} = \overline{v_{xi}} \overline{v_{yi}}$

et que  $\overline{v_{xi} v_{zi}} = \overline{v_{xi}} \overline{v_{zi}}$

$$\int_{V_k} m_i^* v_x \vec{v} \cdot \text{grad}_n f d^3k = \frac{\partial}{\partial x} (n_i m_i^* \overline{v_{xi}^2})$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{yi}}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{zi}})$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} (n_i k T_i) + \frac{\partial}{\partial x} (n_i m_i^* \overline{v_{xi}^2})$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{yi}}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{zi}})$$

D'autre part :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \alpha} (n_i m_i^* \overline{v_{xi}^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{yi}}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_i m_i^* \overline{v_{xi} v_{zi}}) \\ &= m_i^* \overline{v_{xi}} \left( \frac{\partial}{\partial \alpha} (n_i \overline{v_{xi}}) + \frac{\partial}{\partial y} (n_i \overline{v_{yi}}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_i \overline{v_{zi}}) \right) \\ &+ n_i \overline{v_{xi}} \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha} (m_i^* \overline{v_{xi}}) + n_i \overline{v_{yi}} \frac{\partial}{\partial y} (m_i^* \overline{v_{xi}}) + n_i \overline{v_{zi}} \frac{\partial}{\partial z} (m_i^* \overline{v_{xi}}) \end{aligned}$$

En posant,  $A_{xi} = n_i \overline{v_{xi}} \frac{\partial}{\partial \alpha} (m_i^* \overline{v_{xi}}) + n_i \overline{v_{yi}} \frac{\partial}{\partial y} (m_i^* \overline{v_{xi}}) + n_i \overline{v_{zi}} \frac{\partial}{\partial z} (m_i^* \overline{v_{xi}})$

nous obtenons :

$$\begin{aligned} & \int m_i^* \overline{v_x} \vec{v} \operatorname{grad}_r f \, d^3k = \frac{\partial}{\partial \alpha} n_i k T_i \\ & + m_i^* \overline{v_{xi}} \operatorname{div}_r n_i \overline{v_i} + A_{xi} \end{aligned}$$

Enfin 
$$\int_{V_R} m_i^* v_x \left( \frac{\partial P}{\partial E} \right)_c d^3k = n_i \frac{m_i^* \overline{v_{xi}}}{\mathcal{L}_m(\overline{\varepsilon}_i)}$$

La projection de l'équation de conservation du moment sur les axes  $oy$  et  $oz$  peut s'effectuer de façon identique. Nous pouvons alors écrire l'équation de conservation de façon vectorielle en remarquant que le vecteur de composante  $(A_{xi}, A_{yi}, A_{zi})$  représente la dérivée vectorielle de  $m_i^* \overline{v_i}$  par rapport à  $n_i \overline{v_i}$

Soit :

$$\begin{aligned} \text{[B.23]} \quad \frac{\partial}{\partial E} (n_i m_i^* \overline{v_i}) &= q n_i \overline{E} - g \overrightarrow{\text{grad}}_r (n_i k T_i) \\ &- m_i^* \overline{v_i} \operatorname{div}_r n_i \overline{v_i} - \frac{d m_i^* \overline{v_i}}{d n_i \overline{v_i}} - n_i \frac{m_i^* \overline{v_i}}{\mathcal{L}_m(\varepsilon_i)} \end{aligned}$$

En sommant sur les trois vallées nous obtenons :

$$\begin{aligned} \text{[B.24]} \quad \frac{\partial}{\partial E} (n \cdot m^* \overline{v}) &= q n \overline{E} - g \overrightarrow{\text{grad}}_r (n k T) \\ &- m^* \overline{v} \cdot \operatorname{div}_r n \overline{v} - \frac{d m^* \overline{v}}{d n \overline{v}} - n \frac{m^* \overline{v}}{\mathcal{L}_m(\varepsilon)} \end{aligned}$$

Les approximations permettant de passer de l'équation [B.23] à [B.24] sont identiques à celles utilisées dans le cas unidimensionnel.

Lorsque dans l'équation [B.22] la masse efficace  $m_i^*$  est sortie des signes de dérivées partielles, nous obtenons après sommation sur les trois vallées

$$[B.25] \quad \frac{\partial}{\partial \epsilon} (n \cdot \vec{v}) = \frac{q n \vec{E}}{m^*} - \text{grad}_z \left( \frac{n k T}{m^*} \right)$$

$$- \vec{v} \cdot \text{div}_z (n \vec{v}) - \frac{d \vec{v}}{d n \vec{v}} - n \frac{\vec{v}}{\tau_m(\epsilon)}$$

11 - 3 - Equation de conservation de l'énergie

Multiplions [B.19] par  $\epsilon$  et intégrons sur l'espace réciproque

$$\int_{V_k} \epsilon \cdot \frac{\partial f}{\partial \epsilon} d^3k + \frac{q \vec{E}}{\hbar} \cdot \int_{V_k} \epsilon \cdot \text{grad}_k f d^3k$$

$$+ \int_{V_k} \epsilon \vec{v} \cdot \text{grad}_z f d^3k = \int_{V_k} \epsilon \left( \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right)_c d^3k$$

Pour une vallée donnée nous obtenons

$$* \int_{V_k} \epsilon \cdot \frac{\partial f}{\partial \epsilon} d^3k = \frac{\partial}{\partial \epsilon} (n_i \bar{\epsilon}_i)$$

$$* \int_{V_k} \epsilon \cdot \text{grad}_k f d^3k = \overbrace{\int_{V_k} \text{grad}_k (\epsilon f) d^3k}^{=0} - \int_{V_k} f \cdot \text{grad}_k \epsilon d^3k$$

donc 
$$\int_{V_k} \epsilon \cdot \text{grad}_k f \cdot d^3k = -\hbar \int_{V_k} f \cdot \vec{v} d^3k = -\hbar n_i \cdot \overline{\vec{v}_i}$$

\* 
$$\begin{aligned} \int_{V_k} \epsilon \cdot \vec{v} \text{grad}_k f \cdot d^3k &= \int_{V_k} \epsilon \text{div}_k \vec{v} \cdot f \cdot d^3k = \int_{V_k} \text{div}_k (\epsilon \cdot \vec{v} \cdot f) d^3k \\ &= \text{div}_k \left( \int_{V_k} \epsilon \cdot \vec{v} \cdot f \cdot d^3k \right) = \text{div}_k (n_i \cdot \overline{\epsilon_i \cdot \vec{v}_i}) \end{aligned}$$

Soit en supposant que la distribution des vitesses est symétrique

$$\begin{aligned} \text{div}_k (n_i \overline{\epsilon_i \cdot \vec{v}_i}) &= \text{div}_k (n_i \overline{\vec{v}_i} \cdot (\overline{\epsilon_i} + kT_i)) \\ &= (\overline{\epsilon_i} + kT_i) \cdot \text{div}_k (n_i \overline{\vec{v}_i}) + n_i \overline{\vec{v}_i} \cdot \text{grad}_k (\overline{\epsilon_i} + kT_i) \end{aligned}$$

Pour une vallée  $i$ , l'équation de conservation de l'énergie peut donc s'écrire :

[B.24] 
$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (n_i \overline{\epsilon_i}) &= q n_i \overline{E} \cdot \overline{\vec{v}_i} - (\overline{\epsilon_i} + kT_i) \text{div}_k (n_i \overline{\vec{v}_i}) \\ &\quad - n_i \overline{\vec{v}_i} \cdot \text{grad}_k (\overline{\epsilon_i} + kT_i) - n_i \frac{\overline{\epsilon_i} - \epsilon_0}{T_E(\overline{\epsilon_i})} \end{aligned}$$

Soit en sommant sur les trois vallées

$$\begin{aligned}
 \text{[B.25]} \quad \frac{\partial}{\partial E} (n\varepsilon) &= qn\vec{E} \cdot \vec{v} - (\varepsilon + kT) \operatorname{div}_r (n\vec{v}) \\
 &- n \cdot \vec{v} \cdot \operatorname{grad}_r (\varepsilon + kT) - n \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}
 \end{aligned}$$

Conclusion

Dans le cas de variations tridimensionnelles de champ électrique et si les hypothèses du cas unidimensionnel sont conservées, les équations de conservation prennent la forme suivante :

$$* \quad \frac{\partial n}{\partial E} + \operatorname{div}_r (n\vec{v}) = 0$$

$$\left\{ \begin{aligned}
 * \quad \frac{\partial}{\partial E} (n \cdot m^* \vec{v}) &= qn\vec{E} - \operatorname{grad}_r (nkT) \\
 &- m^* \vec{v} \cdot \operatorname{div}_r (n\vec{v}) - \frac{dm^* \vec{v}}{dn \cdot \vec{v}} - n \frac{m^* \vec{v}}{\tau_m(\varepsilon)} \\
 * \quad \frac{\partial}{\partial E} (n\vec{v}) &= \frac{qn\vec{E}}{m^*} - \operatorname{grad}_r \left( \frac{nkT}{m^*} \right) \\
 * \quad \vec{v} \cdot \operatorname{div}_r (n\vec{v}) &- \frac{d\vec{v}}{dn\vec{v}} - n \frac{\vec{v}}{\tau_m(\varepsilon)}
 \end{aligned} \right.$$



RELATION ENTRE  $F_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}}$  ET  $F_t = \frac{1}{2\pi \tau}$

La relation simple entre  $f_c$  et  $f_t$  que nous allons déduire repose sur deux hypothèses. D'une part, dans le canal conducteur la densité de porteurs libres est toujours égale à la densité d'impuretés. D'autre part, nous négligeons les effets de couche tampon.

Avec les notations de la figure [C.1], nous pouvons définir l'épaisseur moyenne du canal par :

$$\bar{y} = \frac{1}{L} \int_0^L y(x) dx$$

Le courant drain pouvant s'écrire :

$$I_{ds} = q Z \cdot N_d \cdot y(x) \cdot v(x)$$

Nous avons :

$$I_{ds} = \frac{1}{L} \int_0^L I_{ds} \cdot dx = \frac{q Z N_d}{L} \int_0^L y(x) \cdot v(x) dx$$

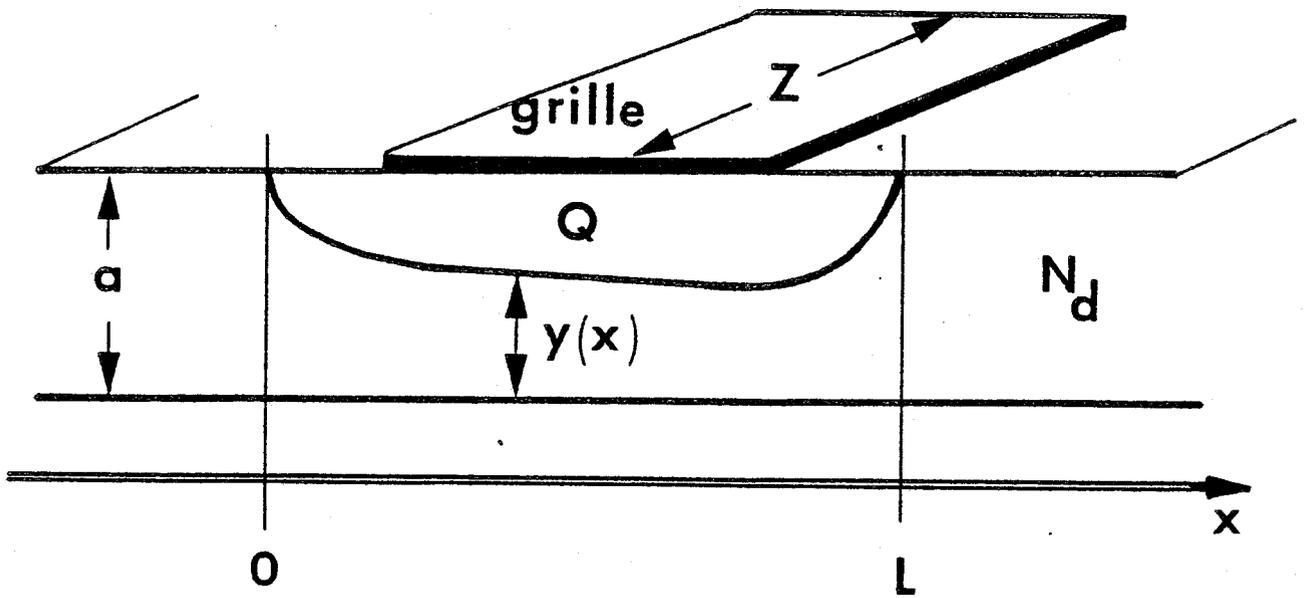


Figure [C.1] Définition des différentes grandeurs utilisées dans l'annexe III

En appliquant le théorème de la moyenne il existe une vitesse  $\bar{v}$  telle que :

$$- \frac{1}{L} \int_0^L y(x) v(x) dx = \frac{\bar{v}}{L} \int_0^L y(x) dx = \bar{v} \cdot \bar{y}$$

Soit finalement :

$$- I_{ds} = qZ N_d \bar{v} \cdot \bar{y}$$

La transconductance  $G_m$  s'écrit alors :

$$- g_m = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} = qZ N_d \left[ \bar{y} \frac{\partial \bar{v}}{\partial V_{gs}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{y}}{\partial V_{gs}} \right]$$

D'autre part la charge emmagasinée dans la zone désertée a pour expression :

$$- Q = qZ N_d \int_0^L (a - y(x)) dx = qZ N_d \cdot L (a - \bar{y})$$

La capacité  $C_{gs}$  étant définie par :

$$C_{gs} = - \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}}$$

Nous avons :

$$C_{gs} = q Z N_d L \frac{\partial \bar{y}}{\partial V_{gs}}$$

Le temps de transit des porteurs sous la grille a pour définition :

$$\tau = \int_0^L \frac{dx}{v(x)}$$

Ce que nous pouvons écrire :

$$\tau = \int_0^L \frac{y(x) dx}{y(x) \cdot v(x)} = \frac{q Z N_d}{I_{ds}} \int_0^L y(x) dx$$

$$\frac{1}{\bar{y} \cdot \bar{v}} \int_0^L y(x) dx$$

$$I_{ds} = q Z N_d \bar{v} \cdot \bar{y}$$

$$\bar{v} \cdot \bar{y} = I_{ds} / q Z N_d$$

Soit 
$$\tau = \frac{L}{\bar{v}}$$

avec la définition de  $\bar{v}$  donnée précédemment.

Finalement, la fréquence de coupure  $f_c$  s'écrit :

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{qZNd \left[ \bar{y} \frac{\partial \bar{v}}{\partial V_{gs}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{y}}{\partial V_{gs}} \right]}{qZNdL \frac{\partial \bar{y}}{\partial V_{gs}}}$$

$$f_c = \frac{\bar{v}}{2\pi L} \left[ 1 + \frac{\bar{y}}{\bar{v}} \frac{\frac{\partial \bar{v}}{\partial V_{gs}}}{\frac{\partial \bar{y}}{\partial V_{gs}}} \right]$$

en posant 
$$\epsilon(V_{gs}) = \frac{\bar{y}}{\bar{v}} \frac{\frac{\partial \bar{v}}{\partial V_{gs}}}{\frac{\partial \bar{y}}{\partial V_{gs}}}$$

La relation entre la fréquence de coupure et la fréquence de transit s'exprime donc par :

$$F_c = F_t \left( 1 + \varepsilon(V_{gs}) \right)$$

Notons que dans les modèles classiques la vitesse moyenne est indépendante de la tension  $V_{gs}$  et dans ce cas  $f_c = f_t$ .

Bien sûr, cette relation est approximative mais nous avons vérifié que le terme  $\varepsilon(V_{gs})$  reste relativement petit dans les modes de fonctionnement "classiques" et peut atteindre au maximum une valeur de l'ordre de un. Enfin et ceci est très bien vérifié par notre procédure numérique, cette relation montre que les évolutions de  $f_c$  et  $f_t$  en fonction des paramètres technologiques sont identiques.

Ce résultat nous sera utile lors de la recherche d'un ensemble de paramètres assurant un fonctionnement optimal à la structure.

