

N° d'ordre : 222

50376
1988
147

50376
1988
147

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

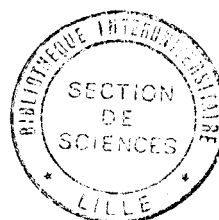
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Jean-Luc THOBEL



SIMULATION MONTE CARLO DE COMPOSANTS SUBMICRONIQUES

A EFFET DE CHAMP ET A HETEROJONCTIONS

APPLICATION AU T.E.G.F.E.T ET A SES STRUCTURES DERIVEES

Soutenue le 28 Avril 1988 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	M. CONSTANT :	Président
	M. FAUQUEMBERGUE :	Directeur de thèse
	M. NOUGIER :	Rapporteur
	M. SALMER :	Rapporteur
	M. CAQUOT :	Examineur
	M. PONS :	Examineur
	M. CAPPY :	Examineur

1988-1989
2002

à ma famille,
à mes amies.



© Francis Masse
et Les Humanoïdes associés

Francis Masse

"L'avalanche" tome 2 p. 48

Ed. Humanoïdes associés 1983

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

Monsieur le Professeur E. Constant me fait l'honneur de présider la commission d'examen et je l'en remercie vivement.

Je tiens à exprimer ici toute ma reconnaissance envers Renaud Fauquembergue qui a dirigé ce travail et m'a fait profiter de son aide efficace et amicale.

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur J.P. Nougier et Monsieur le Professeur G. Salmer qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

J'exprime également mes plus vifs remerciements à :

- Monsieur E. Caquot, directeur de recherches au C.N.E.T. Bagneux,
- Monsieur D. Pons, responsable de laboratoire au L.C.R. Thomson,
- Monsieur A. Cappy, maître de conférences à l'Université de Lille I,

qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen.

Ce travail a bénéficié du soutien de la D.R.E.T. et de Thomson C.S.F., laboratoire de Corbeville, qu'ils en soient ici remerciés.

Messieurs M. Pernisek, P. Descheerder, P. Bourel ont participé directement à la réalisation de ce travail. Je voudrais leur témoigner ma reconnaissance pour l'aide constante et la sympathie qu'ils m'ont prodiguées.

Je tiens également à associer à ces remerciements tous mes camarades du C.H.S. pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Mes remerciements s'adressent également au personnel du Centre de Traitement de l'Information de Lille.

La réalisation de ce mémoire a été faite au C.I.T.I., à l'aide du logiciel MINT. Je tiens à remercier vivement M. Vandaele et le personnel du secrétariat du C.I.T.I. pour la compétence, le soin et la patience avec lesquels cette tâche a été accomplie.

Enfin J.P. Dehorter a assuré la réalisation finale de ce mémoire : impression et brochage, je l'en remercie sincèrement.

Introduction

Les transistors à effet de champ sont de plus en plus utilisés pour remplir les différentes fonctions de la microélectronique : amplification, logique ...

Dans tous ces domaines, une des qualités essentielles requises est la rapidité de fonctionnement, c'est-à-dire la montée en fréquence. Cette exigence a conditionné les aspects essentiels de l'évolution des composants à effet de champ, qui sont la miniaturisation des dimensions et l'utilisation de "nouveaux" matériaux semiconducteurs, caractérisés par leurs bonnes propriétés de transport, tel l'Arséniure de Gallium, de plus en plus utilisé dans les applications de pointe.

La réduction des dimensions des zones actives en deçà du micron permet d'augmenter les vitesses électroniques et donc la fréquence de fonctionnement, grâce au phénomène de survitesse. Cependant les vitesses électroniques restent limitées par la présence dans le matériau semiconducteur des impuretés donneuses qui doivent être incorporées en grand nombre afin d'atteindre des densités de porteurs élevées. Il est possible de surmonter ce problème en utilisant comme canal conducteur la couche d'accumulation d'une hétérojonction entre un matériau à grand gap fortement dopé et un matériau à petit gap intrinsèque.

De telles hétérojonctions ont fait l'objet, depuis une dizaine d'années de très nombreux travaux. Ceux-ci ont montré l'existence de la couche d'accumulation, la valeur élevée de la mobilité et le caractère quasi-bidimensionnel du mouvement des électrons de cette couche. C'est cette dernière propriété qui a donné son nom au prototype des composants à hétérojonctions et à effet de champ : le T.E.G.F.E.T.¹ (Two Dimensional Field Effet Transistor).

Les principales tendances qui se manifestent dans l'évolution de ce composant sont :

- la réduction des longueurs de grille jusqu'au quart de micron,
- la diversification des configurations de la couche active, qui donne naissance à divers "nouveaux" composants à hétérojonctions, plus ou moins proches parents du T.E.G.F.E.T.

Bien qu'un nombre important de travaux aient été consacrés au T.E.G.F.E.T., certains aspects de son fonctionnement sont encore mal connus. Ceci est particulièrement vrai pour les composants récemment conçus, caractérisés par des longueurs de grille très faibles et des couches actives complexes. C'est pourquoi, nous nous sommes proposés d'étudier de façon assez

¹ Ce composant est également connu sous divers autres noms qui font chacun allusion à un aspect particulier de son fonctionnement ou de sa structure (H.E.M.T., MODFET, S.D.H.T., etc ...), cependant, par souci d'homogénéité, nous conservons la dénomination T.E.G.F.E.T. tout au long de ce mémoire.

complète le T.E.G.F.E.T. à grille submicronique et quelques unes des nouvelles structures qui en dérivent.

Nous nous sommes intéressés essentiellement au fonctionnement à température ambiante et aux polarisations correspondant à un gain élevé. Nous avons tâché de décrire finement les phénomènes de dynamique électronique dont la structure est le siège, de façon à interpréter physiquement les caractéristiques électriques que nous avons calculés.

Pour atteindre le but fixé, la méthode la plus appropriée nous a semblé être la simulation Monte-Carlo. En effet, cette méthode décrit précisément le transport électronique en tenant compte des phénomènes non stationnaires et de la dynamique d'électrons chauds. Lorsqu'elle est couplée à la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson, elle rend compte de tous les aspects de la dynamique électronique dans un composant submicronique. Bien qu'en toute rigueur la description du gaz bidimensionnel d'électrons fasse appel à la mécanique quantique, pour les régimes de fonctionnement que nous considérons la description classique du transport électronique constitue une excellente approximation, c'est pourquoi nous l'avons utilisé dans notre modèle.

La première partie de ce mémoire est consacrée à la description de cette méthode de simulation.

Dans le premier chapitre, le problème de la modélisation des composants à effet de champ et à hétérojonctions est exposé sous sa forme la plus générale. Les différentes méthodes envisageables sont ensuite discutées et le choix de la méthode de Monte-Carlo est justifié. Les chapitres suivants sont consacrés chacun à une des "composantes" du modèle : la description de la dynamique électronique, la résolution de l'équation de Poisson, les conditions aux limites et conditions de passage. Toutes les hypothèses que comporte le modèle sont soigneusement explicitées et discutées.

La seconde partie est consacrée à une étude assez complète du T.E.G.F.E.T. "classique" GaAlAs/GaAs. Dans le premier chapitre les données utilisées pour décrire le couple GaAlAs/GaAs sont présentées et quelques résultats concernant le transport électronique dans GaAlAs sont exposés.

Le second chapitre est consacré à l'étude exhaustive d'une structure T.E.G.F.E.T. submicronique, suffisamment typique pour avoir valeur d'exemple. Les phénomènes importants conditionnant son fonctionnement sont mis en évidence. Ce sont en particulier les phénomènes d'électrons chauds, les effets de canal court, ainsi que la conduction dans le GaAlAs.

Dans le troisième chapitre, l'influence de la température et des paramètres technologiques sur les phénomènes physiques et les performances est étudiée.

Enfin, le quatrième chapitre présente une comparaison théorie-expérience et quelques directives d'optimisation de la structure. Les performances potentielles du T.E.G.F.E.T classique sont estimées et les causes physiques qui tendent à les dégrader sont discutées.

Le but de la troisième partie est l'étude des variantes du T.E.G.F.E.T. classique, qui permettent d'en éviter certains inconvénients.

Le premier chapitre est consacré aux composants basés sur d'autres couples de matériaux que GaAlAs/GaAs, en particulier AlInAs/GaInAs, dont l'avantage potentiel réside non seulement dans la bonne mobilité de GaInAs, mais aussi dans la forte valeur de la hauteur de barrière.

Le second chapitre concerne les variantes basées sur des modifications de la géométrie de la structure. Le T.E.G.F.E.T. à couche tampon qui doit permettre un meilleur confinement du gaz électronique est étudié succinctement. Le T.E.G.F.E.T inversé est l'objet de la suite de cette partie. La géométrie de ce composant permet d'éviter à la fois les effets de canal court et la conduction parasite dans le GaAlAs. Les performances potentielles apparaissant comme extrêmement intéressantes, l'étude de ce composant est poussée assez loin pour que des directives d'optimisation puissent en être dégagées. Cette partie se conclut avec une brève présentation d'un composant dont l'intérêt potentiel tient à la géométrie et aux matériaux utilisés : le T.E.G.F.E.T inversé GaInAs/AlInAs.

La quatrième et dernière partie est purement prospective et présente quelques résultats concernant un composant à hétérojonctions qui diffère assez fortement du T.E.G.F.E.T : le transistor à modulation de vitesse.

PARTIE I

"Outils" pour la modélisation des composants à hétérojonctions

Table des Matières

1. PRESENTATION DU T.E.G.F.E.T. PROBLEMES POSES PAR SA MODELISATION	3
1.1 Présentation du composant et de son fonctionnement	3
1.1.1 Du M.E.S.F.E.T. au T.E.G.F.E.T.	3
1.1.2 L'hétérojonction à l'équilibre	5
1.1.3 L'hétérojonction polarisée. Mécanisme de fonctionnement du composant	7
1.1.4 Variantes de structure. Nécessité d'une modélisation	8
1.2 La modélisation des composants à hétérojonctions	9
1.2.1 Le problème à résoudre dans le cas le plus général	9
1.2.2 Les solutions partielles obtenues à ce jour	10
1.2.2.1 Etude des niveaux d'énergie d'une hétérojonction	11
1.2.2.2 Etude du transport électronique parallèlement à l'hétérojonction	13
1.2.3 Possibilités de modélisation des composants à hétérojonctions	14
1.2.4 La méthode choisie	16
 2. Généralités sur la méthode de Monte-Carlo	 19
2.1 Principe de la méthode	19
2.1.1 Philosophie générale	19
2.1.2 Méthode à discrétisation régulière du temps	20
2.1.3 Principales limitations de la méthode	20
2.2 Cas des matériaux III-V	21
2.2.1 Modélisation des matériaux III-V	21
2.2.2 Validité du modèle	22
2.3 Application à l'étude du transport électronique dans les matériaux en volume	24
 3. RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON PAR LA METHODE DE HOCKNEY [49 à 53]	 27
3.1 Définition du domaine de résolution	27
3.2 Conditions aux limites	29
3.3 Principe de la méthode de la matrice de capacité	30
3.3.1 Traitement des électrodes [51]	30
3.3.2 Traitement des interfaces diélectriques [52]	31
3.4 Organigramme du programme. Tests d'exécution	32

4. MISE EN OEUVRE DE LA METHODE DE MONTE-CARLO APPLIQUEE A LA SIMULATION DE COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS	35
4.1 Collisions des porteurs avec les surfaces libres.	35
4.2 Conditions de passage aux hétérojonctions	36
4.3 Conditions aux contacts	41
4.3.1 Contact Schottky de grille	41
4.3.2 Contacts ohmiques de source et de drain	41
4.4 Calcul de la charge équivalente d'une particule simulée	41
4.5 Schéma général de la simulation	42

Chapitre 1

PRESENTATION DU T.E.G.F.E.T.

PROBLEMES POSES PAR SA MODELISATION

1.1 Présentation du composant et de son fonctionnement

1.1.1 Du M.E.S.F.E.T. au T.E.G.F.E.T.

Le T.E.G.F.E.T. (Two Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), ainsi que de nombreux autres composants à hétérojonctions, fait partie de la vaste famille des transistors à effet de champ. Le fonctionnement de ces composants est basé sur le principe suivant : une structure semiconductrice est munie de deux contacts ohmiques, appelés source et drain, entre lesquels circule le courant, et d'une électrode de commande, la grille, dont la polarisation permet de moduler la conductance de la structure donc le courant la traversant. La variation de conductance est, pour toutes les structures réalisées à ce jour, due à une variation du nombre des porteurs libres dans le semiconducteur. Dans le cas du M.E.S.F.E.T. - le plus employé des composants à effet de champ - ceci s'opère par la variation d'épaisseur de la zone désertée d'une jonction métal-semiconducteur (fig. 1).

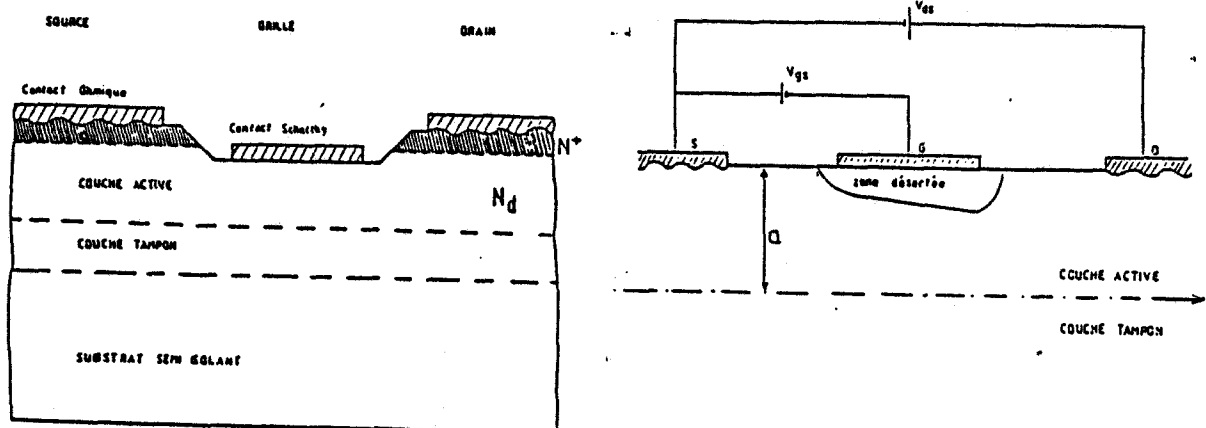


figure 1

Représentation schématique d'un M.E.S.F.E.T. et principe de son fonctionnement

Pour obtenir des fréquences de travail élevées, le temps de transit des porteurs dans la structure doit être le plus court possible. Ceci implique l'utilisation de grilles courtes et de matériaux à bonne mobilité, tels les composés III-V. La faible longueur de grille permet, non seulement de diminuer la longueur du trajet des électrons, mais aussi, sous certaines conditions, d'augmenter leur vitesse moyenne ("effet de survitesse"). Cependant, dans le cas du M.E.S.F.E.T., cette vitesse est dégradée par les interactions des porteurs avec les impuretés ionisées, ce qui constitue une des limitations de ce composant. Une idée pour dépasser cette limitation est donc de réaliser la séparation spatiale entre les impuretés donneuses et les électrons libres. Pour arriver à cette fin, il est possible d'utiliser une hétérojonction entre un matériau à grand gap fortement dopé et un matériau à petit gap non intentionnellement dopé. En effet, dans une telle hétérojonction, les électrons transfèrent vers le matériau à petit gap où ils forment une couche d'accumulation à l'interface. Le T.E.G.F.E.T. ainsi réalisé utilise le courant transporté par ces charges accumulées qui circulent dans un matériau non dopé et qui, n'étant plus soumises aux interactions sur impuretés ionisées, peuvent atteindre des vitesses importantes.

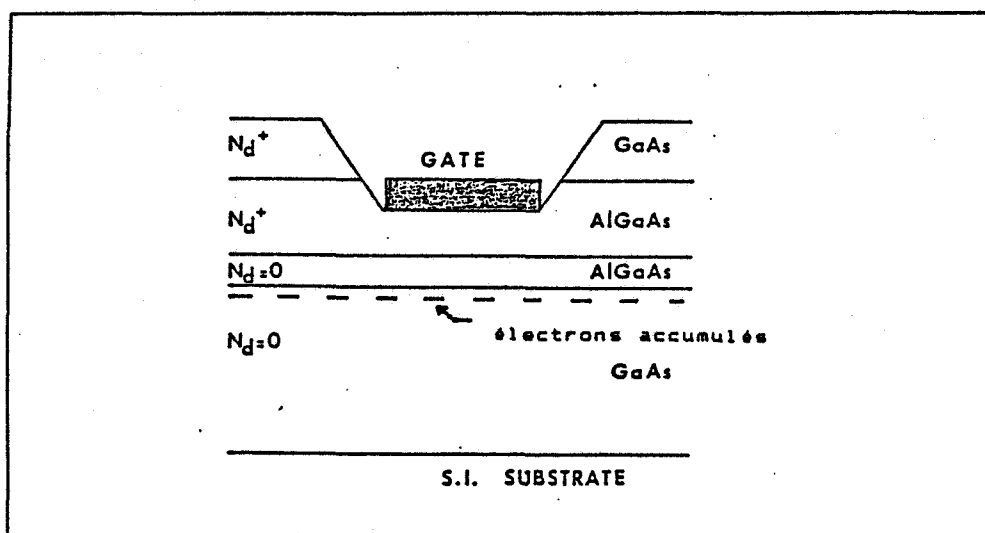


figure 2

Structure de base d'un T.E.G.F.E.T.

La structure de base du T.E.G.F.E.T. est représentée sur la figure 2, on y remarque une couche de matériau grand gap non intentionnellement dopé, appelée spacer, qui est destinée à accroître la séparation électrons/impuretés et à réduire ainsi les interactions correspondantes. L'obtention de bonnes épitaxies exige un bon accord de maille entre les deux matériaux constituant l'hétérojonction (sauf à utiliser des couches "contraintes"). Comme le GaAs est le

matériau III.V dont la technologie est la mieux maîtrisée et que le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, dont le gap est supérieur à celui du GaAs, est adapté en maille à mieux que 0,2% près, c'est tout naturellement le couple GaAlAs/GaAs qui a été le plus utilisé pour la réalisation des T.E.G.F.E.T.

1.1.2 L'hétérojonction à l'équilibre

Il a été montré que les électrons de la couche d'accumulation d'une hétérojonction ont un comportement quasi-bidimensionnel [1], c'est-à-dire que leur mouvement n'a que deux degrés de liberté et ne peut avoir lieu que parallèlement au plan de l'hétérojonction. L'énergie cinétique dans la direction transversale est quantifiée et ne peut prendre qu'une suite discrète de valeurs. Cette situation est analogue à celle qui se produit dans la couche d'inversion d'un M.O.S. - Silicium, et s'explique au vu de la structure de bande.

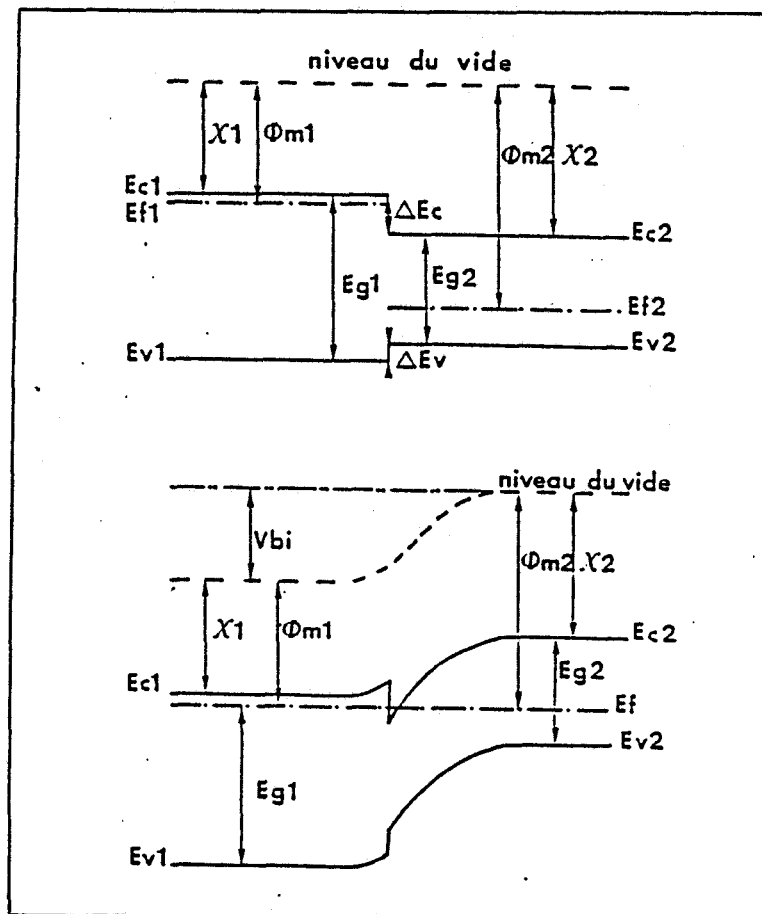


figure 3

Modèle d'Anderson d'une hétérojonction $\text{GaAlAs N}^+/\text{GaAs P}^-$

Il existe différents modèles théoriques permettant le calcul de la structure de bande d'une hétérojonction à l'équilibre [2-4], le plus fréquemment utilisé étant celui d'Anderson [2], basé sur la condition d'alignement des niveaux de Fermi. On montre que, dans le cas qui nous intéresse, la différence de gap entre les deux matériaux, entraîne l'existence d'une discontinuité ΔE_c de la bande de conduction et la formation d'un puits de potentiel au voisinage de l'hétérojonction (fig. 3), dans lequel s'accumulent les électrons qui transfèrent du matériau à grand gap vers celui à petit gap. Ce puits étant de très faible largeur, quelques centaines d'Angströms typiquement, l'étude de l'état des électrons qui y sont "piégés" est du ressort de la mécanique quantique.

Les conclusions en sont les suivantes :

- la composante du vecteur d'onde perpendiculaire à l'interface : $k_{\perp}$ est quantifiée et prend des valeurs discrètes correspondant aux énergies propres : ε_i .
- la composante parallèle à l'interface : $k_{\parallel}$, reste elle quasi-continue, puisqu'il y a toujours symétrie de translation suivant le plan de l'hétérojonction.

Il en résulte que l'énergie d'un électron peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel} \\ &= \varepsilon_i + \varepsilon_{\parallel,i}(k_{\parallel}) ,\end{aligned}$$

ce que l'on interprète comme la "séparation" de la bande de conduction en différentes "sous-bandes". ε_i est alors l'énergie du fond de la sous-bande n° i et $\varepsilon_{\parallel,i}$ la relation de dispersion décrivant cette sous-bande. On admet généralement que les sous-bandes sont paraboliques et ont la même masse effective : m^* , d'où :

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_{\parallel}^2}{2m^*}$$

Notons que les niveaux d'énergie ε_i forment une suite discrète infinie correspondant aux états liés du puits, mais qu'il existe également des états du continuum correspondant à des valeurs d'énergie supérieures à celle du "bord du puits". L'électron qui se trouve dans un état du continuum est alors délocalisé et son mouvement doit à nouveau être considéré comme tridimensionnel.

Nous allons maintenant nous intéresser aux modifications du puits de potentiel et de l'état des électrons, sous l'effet d'un champ électrique extérieur appliqué.

1.1.3 L'hétérojonction polarisée.

Mécanisme de fonctionnement du composant

Dans un T.E.G.F.E.T. classique les contacts ohmiques de source et de drain sont déposés sur l'hétérojonction et l'application d'une tension drain-source, crée un champ accélérateur : $E_{||}$, parallèle au plan de l'interface, qui entraîne un mouvement de dérive des porteurs. A priori, le courant ainsi créé est transporté, non seulement par les électrons de la couche d'accumulation, mais aussi par ceux de la couche supérieure dopée.

Le contrôle de ce courant s'effectue en modulant le nombre de porteurs par la tension de grille. Dans le cas général, cette tension agit à la fois sur le matériau dopé et sur la couche d'accumulation. Pour bénéficier pleinement de la conduction dans un matériau intrinsèque, il faut que le potentiel de grille déserte toute l'épaisseur de la couche dopée. La commande de grille agit sur la densité de porteurs accumulés en modifiant la structure de bande et donc la forme du puits de potentiel, qui s'élargit et peut aller jusqu'à disparaître. Ce mécanisme est illustré qualitativement sur la figure 4.

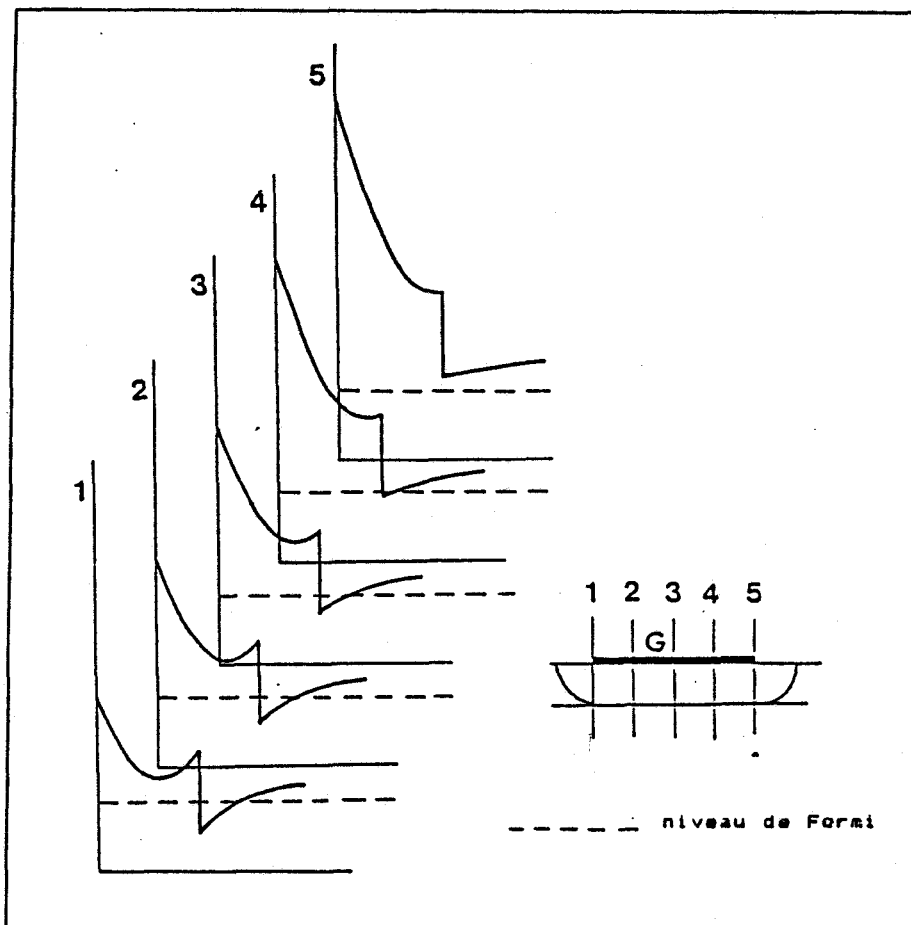


figure 4

Forme du puits de potentiel en régime hors équilibre et son évolution
sous la grille

Dans les cas réels, la forme du puits de potentiel évolue continûment entre source et drain, cette évolution pouvant être très brutale en sortie de grille. Le champ accélérateur varie lui aussi très rapidement, ce qui fait que les effets de dynamique non stationnaire peuvent devenir très importants. De plus, les porteurs, échauffés par le champ, peuvent passer d'un état lié à un état du continuum. Leur mouvement étant alors tridimensionnel ils peuvent, si leur énergie est suffisante, transférer dans le matériau à grand gap (phénomène de "transfert dans l'espace réel").

On voit donc que le fonctionnement du T.E.G.F.E.T., bien que basé sur le principe simple de l'effet de champ, met en jeu une série de phénomènes complexes.

1.1.4 Variantes de structure. Nécessité d'une modélisation

Nous avons choisi, pour illustrer ce qui précède, le plus courant des composants à effet de champ et à hétérojonction qui est le T.E.G.F.E.T.. Ce composant est caractérisé par un nombre important de paramètres technologiques, tels que :

- l'épaisseur et le dopage de la couche dopée,
- la dimension et la position des électrodes,
- la nature des matériaux utilisés et leur composition d'alliage
- la présence éventuelle de couches supplémentaires et leurs caractéristiques. (spacer, couche supérieure surdopée, couche tampon...).

De plus, cette structure possède de nombreuses variantes :

- La grille peut être déposée sur le matériau à faible gap (structure inversée) [5].
- Le gaz bidimensionnel peut être confiné entre deux hétérojonctions (S.Q.W.T.) [6], et de façon générale, un nombre quelconque d'hétérojonctions peut être utilisé.
- La couche supérieure de matériau à grand gap peut être non dopée (M.I.S.-like-F.E.T., H.I.G.F.E.T.) [7].

La liste est loin d'être exhaustive, régulièrement de nouvelles structures utilisant des hétérojonctions sont proposées, enrichissant constamment un bestiaire déjà impressionnant.

Il va de soi que, dans ces conditions, la réalisation technologique ne peut être entreprise sans une étude théorique préalable, permettant de préciser les avantages des différentes structures, et d'en optimiser les caractéristiques. Il est donc absolument nécessaire de posséder un outil de modélisation permettant l'étude de ces composants.

Cependant, nous allons montrer dans ce qui suit qu'il s'agit là, dans le cas général d'un problème ardu, qui nécessite pour être résolu le choix judicieux d'hypothèses simplificatrices.

1.2 La modélisation des composants à hétérojonctions

1.2.1 Le problème à résoudre dans le cas le plus général

La simulation d'un composant semiconducteur requiert la résolution self-consistante de l'équation de Poisson et de l'équation de transport de Boltzmann (E.T.B.).

- L'équation de Poisson relie le potentiel électrostatique V à la distribution de charges q par :

$$\Delta V = - \frac{q}{\epsilon} \quad (1-1)$$

où ϵ est la permittivité diélectrique du milieu.

- L'équation de transport exprime l'évolution au cours du temps de la répartition des électrons dans l'espace des phases. Celle-ci est décrite par la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$, définie de la façon suivante :

"La probabilité à l'instant t , de trouver un électron de vecteur d'onde $\vec{k}$ à $d\vec{k}$ près, à la position $\vec{r}$ à $d\vec{r}$ près est : $f(\vec{r}, \vec{k}, t) d\vec{r} d\vec{k}$."

L'E.T.B. peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{k}, t)}{dt} = \left[\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} \right]_{\text{collisions}} \quad (1-2)$$

Cette écriture masque la redoutable complexité de cette équation, due pour beaucoup à la forme complexe du second membre qui doit traduire toutes les interactions que peuvent subir les porteurs. Cette équation peut être résolue par des méthodes itératives [8] ou par la méthode de Monte Carlo qui sera abondamment décrite plus loin. Il est nécessaire de bien connaître toutes les caractéristiques du matériau semiconducteur et en particulier, bien sûr, sa structure de bande.

Dans le cas d'un composant à hétérojonctions, nous avons vu que la bande de conduction se décompose en une infinité de sous-bandes. De plus, la "structure de sous-bandes" dépend du

potentiel dans le semiconducteur, donc de la répartition des charges. Pour la calculer, il faut donc résoudre l'équation de Schrödinger couplée avec les équations de Boltzmann et Poisson. L'équation de Schrödinger s'écrit, dans l'approximation de la masse effective :

$$-\frac{(\hbar/2\pi)^2}{2m^*}\Delta\varphi(\vec{r},t) - qV(\vec{r},t)\varphi(\vec{r},t) = i\hbar/2\pi \frac{\partial\varphi(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (1-3)$$

En se limitant au problème stationnaire, (1-3) devient :

$$-\frac{(\hbar/2\pi)^2}{2m^*}\Delta\varphi_i(\vec{r}) - qV(\vec{r})\varphi_i(\vec{r}) = \varepsilon_i\varphi_i(\vec{r}) \quad (1-4)$$

où les ε_i sont les énergies propres et les φ_i , les fonctions propres. La densité de probabilité de présence d'un électron dans l'état ε_i est $|\varphi_i(\vec{r})|^2$.

Les "fonctions d'onde" φ_i interviennent dans le calcul des probabilités d'interaction, donc dans le second membre de l'E.T.B.. Celle-ci prend alors une forme particulièrement complexe, puisqu'elle doit tenir compte de tous les mécanismes de transfert entre sous-bandes et vers les états du continuum.

On aura à traiter en général plusieurs équations concernant plusieurs systèmes bidimensionnels ou tridimensionnels décrits chacun par une fonction de distribution, en tenant compte des couplages entre ces systèmes. Dans tous les cas il s'agit là d'un problème très compliqué qui ne peut être traité dans toute sa généralité.

Nous allons maintenant examiner quels sont les cas "simples", pour lesquels des solutions peuvent être obtenues.

1.2.2 Les solutions partielles obtenues à ce jour

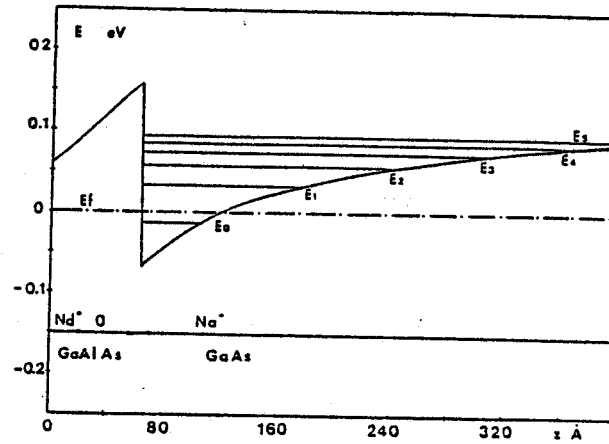
Si le problème, tel qu'il vient d'être posé plus haut dans toute sa généralité, semble insoluble, il existe certains cas particuliers pour lesquels il peut être résolu assez rigoureusement. Les résultats correspondants permettent de se faire une idée du fonctionnement des composants à hétérojonctions et en particulier de l'incidence de la quantification. Les études faites en ce sens concernent principalement :

- La détermination de la forme du puits de potentiel, des énergies propres et fonctions propres, pour des hétérojonctions de diverses caractéristiques (épaisseur des couches, dopage, température) et pour diverses polarisations de grille, mais en l'absence de mouvement de dérive des porteurs.

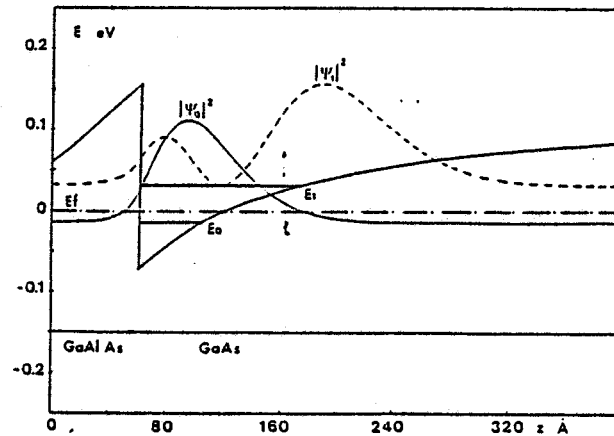
- La description du transport électronique parallèlement à l'hétérojonction , sous l'effet d'un champ électrique uniforme.

1.2.2.1 Etude des niveaux d'énergie d'une hétérojonction

Ce problème se traite par la résolution self-consistante des équations de Poisson et de Schrödinger à une dimension, généralement en utilisant une méthode dérivée de celle proposée par Stern pour les couches d'inversion des M.O.S. Silicium [9,10,11]. Nous ne détaillerons pas cette méthode ; signalons seulement qu'elle permet de résoudre, pratiquement dans tous les cas, le problème de l'hétérojonction à l'équilibre et que sa principale limitation est liée au nombre de sous-bandes à prendre en compte (qui croît avec la température). Un exemple de résultats obtenus par cette méthode est présenté sur la figure 5.



Solution autocohérente des équations de Schrödinger et de Poisson. $N_d = 10^{24}$ At/m³
 $n = 40$ Å; $N_a = 10^{20}$ At/m³; $E_D = 0$



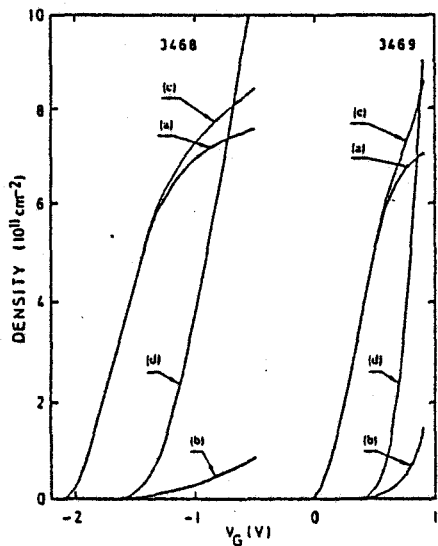
Représentation des fonctions d'ondes associées aux deux premiers niveaux énergétiques.

figure 5

Exemple de résultats obtenus par une résolution self-consistante des équations de Poisson et Schrödinger

Les études ont surtout été menées sur le couple GaAlAs/GaAs. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

- Le principal paramètre caractérisant l'état de l'hétérojonction est la densité surfacique de charges accumulées à l'interface : n_s . Ce paramètre doit éventuellement être corrigé pour tenir compte des charges fixes dues au dopage résiduel, généralement de type P : N_A . Pour une valeur donnée de n_s et N_A , les niveaux d'énergie et surtout leur espacement sont peu sensibles à la température et à la hauteur de barrière ΔE_c , tant que celle-ci n'est pas trop faible [12].
- La densité surfacique n_s croît avec le dopage du GaAlAs et diminue avec l'épaisseur du spacer [10,13].
- Les lois de commande de charges, caractérisant l'évolution de la densité surfacique n_s en fonction de la tension de grille V_g , montrent que, si une loi linéaire est applicable pour une certaine plage de variation du potentiel, pour les valeurs élevées de V_g n_s sature et la couche de GaAlAs se peuple en électrons [11]. Ceci est illustré sur la figure 6.



(a) : électrons libres du GaAs
(b) : électrons libres du GaAlAs
(c) : total électrons libres
(d) : donneurs neutralisés

Paramètres utilisés pour la calcul		3468	3469
x	concentration d'Al	0.26	0.28
Nd	dopage du GaAlAs (10^{18} cm^{-3})	1.3	0.6
d_2	épaisseur de GaAlAs n^+ (Å)	550	400
d_3	épaisseur de spacer (Å)	75	65
d_1	épaisseur de GaAs (microns)	1.0	0.8
ΔE_c	discontinuité de bande de cond. (meV)	260	280
E_B	énergie d'activation des donneurs (meV)	50	50
V_0	potentiel en "bout de composant" (eV)	1	1

figure 6

Exemple de la loi de commande de charge calculée par un modèle auto-cohérent d'après [11]

1.2.2.2 Etude du transport électronique parallèlement à l'hétérojonction

Pour mener à bien cette étude, il est nécessaire de calculer les différentes probabilités d'interaction. On démontre, en utilisant la règle d'or de Fermi, que l'on peut déduire la probabilité d'interaction électron-phonon d'un système bidimensionnel à partir de celle du système tridimensionnel [14,15]. Cependant, ce calcul fait intervenir la fonction d'onde et par conséquent, son résultat dépend non seulement de la forme du puits de potentiel mais aussi de la sous-bande considérée. Il faut de plus, dans le cas le plus général, envisager les mécanismes inter-sous-bandes, qui permettent le passage d'un électron d'une sous-bande à l'autre.

Le problème est donc d'autant plus complexe que le nombre de sous-bandes à prendre en compte est important, c'est pourquoi les calculs sont le plus souvent effectués à basse température et pour de faibles champs appliqués, de façon à ce que seuls les niveaux de basse énergie soient occupés.

Un certain nombre de calculs ont été réalisés en considérant une forme idéalisée du puits de potentiel (carrée ou triangulaire), qui permet d'obtenir les fonctions d'onde sous forme analytique [16]. La mobilité faible champ à basse température a été calculée par différentes techniques [10,17].

Pour des champs plus élevés, c'est la méthode de Monte-Carlo qui est la plus appropriée, toutefois sa mise en oeuvre est assez complexe. En effet :

- Lorsque le champ augmente, les niveaux d'énergie supérieurs se peuplent et, les fonctions d'onde correspondant aux différents niveaux étant différentes, la répartition de la charge électronique se modifie, entraînant une modification de la forme du puits de potentiel. Autrement dit, l'application d'un champ, même parallèle à l'hétérojonction déforme le puits de potentiel. Ceci réagit sur les probabilités d'interaction et nécessite un calcul self-consistant [18].
- Lorsque l'électron atteint des énergies suffisamment élevées, son mouvement peut redevenir tridimensionnel. Il est donc nécessaire de disposer d'une modélisation correcte des transferts entre systèmes bidimensionnel et tridimensionnel [19].

On le voit, ce problème, même dans le cas d'un champ parallèle uniforme, est très complexe et très ouvert. Cependant on peut retenir que, diverses études théoriques [20] et expérimentales [21], montrent que, au moins à température ambiante, la mobilité dans le gaz bidimensionnel n'est jamais très différente de celle du matériau en volume. De plus, l'on peut supposer que, pour des champs suffisamment forts, l'énergie des électrons pouvant excéder la hauteur du puits, une fraction non négligeable d'entre eux acquièrent un mouvement tridimensionnel et ont une vitesse sensiblement égale à celle qu'ils auraient dans le matériau en volume.

A partir de ces résultats partiels on peut concevoir différentes modélisations du composant complet. Nous allons maintenant passer en revue ces méthodes.

1.2.3 Possibilités de modélisation des composants à hétérojonctions

La modélisation des composants à hétérojonctions s'effectue en adaptant une des méthodes

utilisées pour les composants "classiques". Ces méthodes sont variées et visent des objectifs différents.

- Les modèles analytiques permettent d'obtenir les paramètres de sortie du composant (éléments du schéma équivalent). Les différents effets sont décrits de façon phénoménologique en faisant appel à un certain nombre de paramètres ajustables. Ces méthodes ne nécessitant que peu de calculs, elles peuvent être utilisées pour l'optimisation rapide de composants [22 à 27].
- Les modèles "physiques" utilisent la résolution des équations du paragraphe 1.2.1, moyennant des approximations plus ou moins sévères. Nous distinguerons les modèles unidimensionnels et bidimensionnels.
 - Les modèles unidimensionnels sont basés sur la résolution des équations de Poisson et Boltzmann suivant une seule direction, généralement parallèle à l'interface. L'équation de transport de Boltzmann est, le plus souvent, résolue dans l'approximation des temps de relaxation. Les effets bidimensionnels peuvent être pris en compte de façon phénoménologique [28]. La quantification peut être introduite, de façon approximative, par des lois analytiques déduites des résultats self-consistants, par exemple la loi de commande de charge $n_s(V_g)$. Ces modèles présentent l'avantage de ne demander qu'un volume de calculs raisonnable et sont donc précieux pour l'étude systématique des composants.
 - Les modèles bidimensionnels, plus exacts mais plus lourds à mettre en oeuvre, peuvent être de deux types "hydrodynamique" ou "particulaire".
 - Les modèles hydrodynamiques sont basés sur la résolution des équations de conservation découlant de l'équation de Boltzmann. Largement utilisés pour l'étude des M.E.S.F.E.T. [29,30,31], ils peuvent également être adaptés aux T.E.G.F.E.T.. Dans ce cas, les effets de quantification peuvent être, soit négligés [32], soit pris en compte de façon approximative. Par exemple, Widiger [33] considère deux sous-bandes et utilise une relation analytique liant la valeur des niveaux d'énergie à celle du champ transverse à l'interface. Notons qu'il est nécessaire de tenir compte des électrons bidimensionnels et tridimensionnels, ce qui nécessite une relation de couplage
 - Les modèles particuliers Monte-Carlo ont comme principe de suivre l'histoire d'une population de porteurs, dans l'espace réel et dans l'espace réciproque, en tenant compte des différentes interactions avec leurs probabilités respectives. Ils sont à la fois les plus rigoureux et les plus gros consommateurs de temps calcul. L'introduction de la quantification dans ces modèles n'est pas chose aisée, principalement parce qu'elle complique considérablement le calcul des probabilités d'interaction qui dépendent de la

forme du puits de potentiel et varient donc dans l'espace. Plusieurs solutions sont envisageables :

- La première est de négliger totalement les phénomènes quantiques [34,35].
- Une autre solution consiste à n'en tenir compte que de façon approximative, par exemple en faisant l'approximation du puits triangulaire [36].
- Enfin, le modèle le plus complet prévoit une résolution périodique de l'équation de Schrödinger, afin de rendre la méthode self-consistante [37].

Toutes ces méthodes se différencient par leur domaine de validité, mais aussi par leur coût en ressources informatiques. Le choix de la modélisation la plus appropriée résultera d'un compromis entre la précision attendue et l'effort consenti en coût calcul. Dans le paragraphe qui suit, nous présentons le choix qui nous a semblé le meilleur compte tenu de l'objectif que nous nous sommes fixé.

1.2.4 La méthode choisie

La philosophie qui sous-tend notre étude est la suivante : nous attendons d'un modèle qu'il nous fournisse à la fois les caractéristiques de sortie d'un composant et toutes les grandeurs physiques internes, de sorte que le fonctionnement du composant puisse être analysé à la lumière des phénomènes physiques qui le régissent.

Cet objectif nous impose évidemment l'usage d'un modèle physique aussi rigoureux que possible. Nous disposons d'un modèle Monte-Carlo bidimensionnel qui a largement fait ses preuves en ce qui concerne l'étude des M.E.S.F.E.T., c'est donc tout naturellement à partir de celui-ci que nous bâtirons notre modélisation des composants à hétérojonctions.

Il nous reste à définir le parti à prendre en ce qui concerne la description des effets quantiques. Pour cela deux critères sont à considérer :

- l'effort consenti en coût calcul,
- le domaine de validité que nous désirons.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, l'étude doit pouvoir être poussée jusqu'à l'obtention des paramètres du schéma équivalent. D'autre part, si nous n'espérons pas faire à proprement parler de l'optimisation, nous désirons au moins déterminer l'incidence des différents

paramètres technologiques sur le fonctionnement des composants. Or nous avons vu que les composants à hétérojonctions se caractérisaient par une grande variabilité, une vue à peu près complète du problème demande donc d'envisager un assez grand nombre de cas. Pour que cela puisse être mené à bien, il est indispensable de disposer d'un programme de simulation fonctionnant en un temps raisonnable et qui soit suffisamment souple pour être appliqué aux situations les plus diverses. Or, malheureusement, une approche un tant soit peu rigoureuse des problèmes liés à la quantification ne peut s'envisager qu'au prix d'un important accroissement du coût calcul.

De plus, il convient de remarquer que tous les modèles quantiques font appel à des approximations, par exemple :

- l'équation de Schrödinger n'est jamais résolue à deux dimensions,
- seul un nombre assez limité de sous-bandes est pris en compte.

Notons également que la modélisation des transferts entre états bidimensionnels et tridimensionnels doit être faite à partir d'hypothèses, les plus réalistes et raisonnables possibles, mais dont il est toujours difficile d'estimer la validité.

On le voit, à ce jour, les modèles quantiques ne peuvent qu'approcher d'une solution rigoureuse, et ce au prix d'un surcoût important. Les modèles Monte-Carlo "classiques" sont, eux, éprouvés et permettent de conserver un temps calcul raisonnable, ils constituent donc une solution tentante. Il faut cependant se poser la question de leur validité lorsqu'ils sont appliqués à l'étude de composants à hétérojonctions. Dans ces composants, la conduction est assurée par des électrons bidimensionnels et tridimensionnels. Bien entendu, plus la température électronique sera importante, plus les électrons tridimensionnels seront dominants numériquement. Or nous nous intéresserons principalement à des composants fonctionnant à température ambiante et en régime de saturation de courant. Dans ces conditions il existe dans l'espace grille-drain et spécialement en sortie de grille, une zone d'électrons chauds dans laquelle on peut supposer que les porteurs sont pratiquement tous tridimensionnels. Le modèle classique fera donc une description convenable de la dynamique de ces porteurs et des phénomènes physiques se situant dans cette zone.

Il n'en reste pas moins que, dans les zones de champ faible, en particulier entre source et grille, le fait de négliger la quantification est une hypothèse sévère. Cependant, nous avons déjà mentionné que, à température ambiante, la vitesse des porteurs dans le gaz bidimensionnel n'est pas très différente de celle qu'ils auraient dans le matériau en volume. On peut donc espérer qu'un modèle classique fournisse des résultats assez corrects sur ce point. C'est pourquoi nous avons choisi d'adopter un modèle "Monte-Carlo classique". Toutefois, nous devons toujours

conserver présent à l'esprit le fait que sa validité ne sera totalement assurée que lorsque le composant sera :

- dominé par la dynamique d'électrons chauds,
- à une température de fonctionnement pas trop basse.

Dès que nous nous éloignerons de ces conditions, il faudra s'interroger sur la validité des résultats. De façon générale, nous effectuerons chaque fois que possible la comparaison entre nos résultats "classiques" et ceux des théories quantiques existantes, de façon à essayer de cerner l'importance des effets purement quantiques pour les composants à hétérojonctions.

La description détaillée de la méthode fait l'objet des chapitres suivants.

Chapitre 2

Généralités sur la méthode de Monte-Carlo

Ainsi que nous l'avons dit au cours du chapitre précédent, la simulation d'un composant nécessite la résolution auto-cohérente de l'équation de transport de Boltzmann et de l'équation de Poisson. En toute rigueur, il faudrait y adjoindre l'équation de Schrödinger, mais, pour les raisons exposées plus haut, nous négligerons ce point. Au cours des chapitres 2 et 3, nous exposerons successivement les méthodes employées pour résoudre l'équation de transport de Boltzmann et l'équation de Poisson. La procédure probabiliste de résolution de l'équation de transport est ce qui caractérise la méthode de Monte-Carlo. Comme pour tout système différentiel, des conditions aux limites sont nécessaires, nous préciserons celles-ci au cours du chapitre 4 et nous donnerons le schéma général de la méthode.

2.1 Principe de la méthode

2.1.1 Philosophie générale

Le principe de la méthode de Monte-Carlo, appliquée à l'étude des phénomènes de transport dans les semiconducteurs, est de suivre au cours du temps l'évolution dans l'espace des phases $(\vec{r}, \vec{k})$ d'un ensemble de particules, supposé représenter la population électronique réelle dans le composant. Le mouvement d'une particule est décrit par une suite de vols libres, interrompus par des interactions supposées instantanées, qui ont pour effet de modifier le vecteur d'onde et éventuellement l'énergie de la particule.

Pendant les phases de vols libres, la particule est uniquement soumise au champ local, généralement le champ électrique $\vec{E}$, et son évolution est parfaitement déterministe. La variation du vecteur d'onde est décrite par :

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{q\vec{E}}{(\hbar/2\pi)} \quad (2-1)$$

La vitesse se déduit de la structure de bande $\epsilon(\vec{k})$ par :

$$\vec{v} = \frac{1}{(\hbar/2\pi)} \frac{\partial \epsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \quad (2-2)$$

et la position est connue à chaque instant par simple intégration de la vitesse.

En revanche, les interactions sont des phénomènes aléatoires, décrits par les lois de probabilité $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$. Par définition $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$ est la densité de probabilité de transition d'un état $\vec{k}$ à un état $\vec{k}'$ par le mécanisme d'interaction indicé i . Ce caractère probabiliste est introduit dans la simulation par une procédure de tirage aléatoire, qui donne son nom à la méthode de Monte-Carlo.

2.1.2 Méthode à discrétisation régulière du temps

Pour mettre en oeuvre la méthode de Monte-Carlo, nous utilisons une discrétisation régulière du temps en pas ΔT . Cette procédure est abondamment décrite par ailleurs ([38,39]), aussi nous contenterons nous d'en rappeler ici les grandes lignes.

Pendant chaque pas de simulation nous étudions successivement l'évolution des N_i particules simulées. Pour cela, nous faisons subir à chacune un vol libre de durée ΔT , sous l'effet du champ local, puis nous déterminons par tirage au sort si elle a subi une interaction durant ΔT . Si c'est le cas, un autre tirage aléatoire nous permet de connaître son nouveau vecteur d'onde. Ainsi, à l'issue de chaque pas de temps, vitesse et position de toutes les particules sont connues, ce qui permet de calculer en chaque point la densité de courant et la densité de charges. L'équation de Poisson peut alors être résolue, de façon à réajuster le champ électrique qui sera appliqué aux particules pendant le pas suivant, ce qui permet à la simulation de se dérouler de façon auto-cohérente.

Remarque : Cette méthode cesse d'être valide lorsque le pas ΔT n'est plus assez petit devant le temps de libre parcours moyen τ (temps moyen entre deux collisions), c'est pourquoi une procédure spéciale permet dans ce cas de réduire automatiquement le pas ΔT .

2.1.3 Principales limitations de la méthode

Dans la mesure où tous les phénomènes qui constituent la "vie" d'un électron dans le semiconducteur sont reproduits exactement, cette méthode fournit théoriquement la solution exacte du problème du transport dans le semiconducteur. En fait ce modèle, comme tout autre, connaît un certain nombre de limitations, et nous allons signaler maintenant celles qui nous semblent être les principales.

- Cette description n'est valide que tant que l'image de l'électron comme particule ponctuelle et individualisée garde un sens, c'est-à-dire tant que l'on reste dans le cadre quasi-classique. Cette limitation s'applique en fait à l'équation de Boltzmann elle-même, qui, puisqu'elle fait intervenir simultanément $\vec{r}$ et $\vec{k}$, ignore les relations d'incertitude. Elle est donc commune à tous les modèles classiques.

- Plus gênante est la limitation due à la nécessité, pour conserver un temps calcul et un encombrement mémoire raisonnable, de ne considérer qu'un nombre restreint de particules. Ceci introduit une "erreur statistique", variant approximativement en $1/\sqrt{N_s}$, ce qui peut rendre les résultats très imprécis. Ce problème est crucial lorsque l'on étudie les phénomènes transitoires, car alors la population électronique doit être correctement représentée à tout instant t . Par contre, si l'on ne s'intéresse qu'au régime statique, le principe de l'ergodisme nous permet d'opérer des moyennes sur le temps et ainsi de conserver une précision raisonnable même avec un nombre restreint de particules.
- Enfin l'exactitude du modèle dépend bien sûr de celle des données qui y sont utilisées. Celles-ci sont très nombreuses puisque, pour décrire la dynamique des porteurs, nous devons connaître la structure de bande $\epsilon(\vec{k})$, ainsi que toutes les fonctions $S_j(\vec{k}, \vec{k}')$. Dans la pratique, nous serons amenés, soit par manque de données, soit par souci de simplicité, à utiliser des formes idéalisées de la structure de bande et à négliger ou simplifier certains mécanismes d'interaction. Dans le paragraphe suivant nous revenons sur ce point, dans le cas des matériaux III-V.

2.2 Cas des matériaux III-V

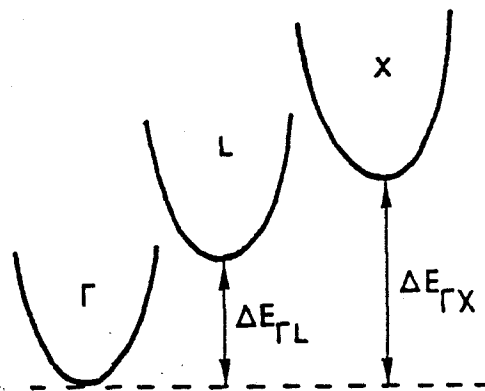
2.2.1 Modélisation des matériaux III-V

Nous utilisons une modélisation à 3 vallées de la structure de bande :

$$\epsilon(1 + \alpha_i \epsilon) = \frac{(\hbar / 2\pi)^2 |\vec{k}|^2}{2m_i^*} \quad (2-3)$$

avec : $i = \Gamma, L, X$

ϵ et $\vec{k}$ étant définis par rapport au fond de la vallée considérée.



Les interactions que nous prenons en compte sont les suivantes :

1. optique polaire
2. intervallées
3. piézoélectrique
4. optique non polaire
5. acoustique
6. impuretés ionisées
7. interaction d'alliage dans le cas des matériaux composés.

Les expressions des $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$ pour chacune de ces interactions sont données par RODE [40], et les calculs nécessaires à leur utilisation dans la méthode sont détaillés par KASZYNSKI [38].

Le modèle ainsi construit est suffisamment complet pour décrire la dynamique électronique dans la plupart des cas d'intérêt pratique. Cependant, il n'est pas inintéressant de préciser les approximations qu'il comporte, afin d'en bien cerner le domaine de validité.

2.2.2 Validité du modèle

La structure de bande (2-3) diffère de la réalité pour les énergies élevées. Par exemple, dans le cas du GaAs, la courbe $\varepsilon(\vec{k})$ présente dans la direction $\Gamma - X$ un point d'inflexion pour $\varepsilon \approx 1 \text{ eV}$. D'autre part, la vallée X est fortement non isotrope, ce dont nous ne tenons pas compte [41,42]. Ceci peut limiter la validité des simulations dans le cas de champs appliqués très forts ($> 100 \text{ KV/cm}$ pour GaAs en volume).

La description de certaines interactions est approximative, par exemple les interactions acoustiques et piézoélectriques sont traitées comme étant élastiques, alors que l'énergie du phonon échangé est de l'ordre de 22 meV pour GaAs [43]. Ceci ne devient gênant que lorsque, à bas champ et à basse température, l'échange d'énergie des électrons avec le réseau doit se faire par l'intermédiaire de ces phonons et non de celui optique polaire d'énergie supérieure.

L'interaction sur impuretés ionisées est, elle aussi, traitée dans un cadre approximatif, qui est celui du modèle de Brooks-Herring [44].

Certaines interactions sont, elles, totalement négligées, c'est le cas de l'interaction sur impuretés neutres. Nous supposons, en effet, que tous les donneurs sont ionisés, hypothèse qui peut être prise en défaut, par exemple dans le cas du GaAlAs. Cependant, il convient de

remarquer que le calcul du nombre de donneurs ionisés nécessite la connaissance de la position du niveau de Fermi, à laquelle nous n'avons pas accès directement.

Nous négligeons également l'interaction électron-électron. Les procédures pour l'inclure dans un tel modèle sont difficiles à mettre en oeuvre, car elles nécessitent la connaissance de la fonction de distribution $f(\vec{k})$ [45]. Cependant il a été montré que, dans GaAs, pour des densités de porteurs allant jusqu'à 10^{18} cm^{-3} , seule la forme de $f(\vec{k})$ est affectée par cette interaction et non la vitesse moyenne [35].

Les phénomènes d'ionisation par choc ne sont pas non plus pris en compte. L'effet de cette approximation est de limiter la validité du modèle lorsque le champ est fort. Ceci dépend essentiellement de la nature du matériau : par exemple pour le GaAs le seuil d'ionisation est de l'ordre de 1.7 eV [41], énergie qui n'est pratiquement jamais atteinte au cours de nos simulations ; par contre pour l'InAs le seuil d'ionisation n'est que d'environ 0.4 eV, énergie qui peut être atteinte pour des champs de l'ordre de 3 KV/cm [41].

Enfin, signalons que d'autres approximations qui sont faites implicitement peuvent se révéler fausses dans des conditions "extrêmes" :

- Nous négligeons le principe de Pauli.
- Les interactions sur phonons sont considérées comme non écrantées.
- On suppose que la population des phonons est en équilibre thermique à la température du réseau.
- Les interactions sont supposées instantanées.

Cette liste n'est pas limitative ...

Il existe différents travaux visant à étudier l'importance de ces phénomènes, mais ils sont plus proches de la physique théorique que de l'application au composant.

Tel qu'il est, le modèle permet de décrire la plupart des cas pratiques. Son domaine de validité, qui ne peut être précisé quantitativement qu'en distinguant les différents matériaux est défini par :

- une température électronique supérieure à celle du phonon optique polaire,
- des champs électriques raisonnables, de façon en particulier à ce que l'énergie électronique n'atteigne pas le seuil d'ionisation,
- des concentrations électroniques pas trop importantes, de façon à éviter les problèmes

liés au principe de Pauli, aux effets de dégénérescence, à l'écrantage des phonons et à l'interaction électron-électron,

- enfin, une concentration de dopant suffisamment faible, pour que toutes les impuretés soient ionisées.

Cette dernière limitation se révèle la plus gênante en pratique, pour le reste on constate que la validité du modèle est assurée dans un domaine assez large.

2.3 Application à l'étude du transport électronique dans les matériaux en volume

Le cas le plus simple que l'on puisse considérer est celui des matériaux en volume, car le champ électrique étant indépendant de la position, l'équation de Poisson n'a pas à être résolue. De plus, si on se limite au régime statique, le champ est également indépendant du temps et le principe de l'ergodisme nous permet alors de n'étudier qu'un seul électron et de remplacer les moyennes d'ensemble par des moyennes temporelles [38,39,46]. Nous pouvons ainsi obtenir facilement les différentes grandeurs caractéristiques du transport électronique (vitesse et énergie moyenne, répartition par vallées...) en fonction du champ appliqué E.

Malgré sa simplicité, ce cas est d'une grande importance pratique, puisqu'il permet de calculer tous les paramètres qui sont utilisés dans les modèles "hydrodynamiques", basés sur la résolution de l'équation de transport dans l'approximation des temps de relaxation [47]. En effet, si $\bar{v}$ est la vitesse moyenne et $\bar{\epsilon}$ l'énergie moyenne, les temps de relaxation de l'énergie et du moment τ_ϵ et τ_p sont donnés par [48] :

$$\tau_\epsilon = \frac{\bar{\epsilon} - \epsilon_0}{qE\bar{v}} \quad \tau_p = \frac{\bar{m}^* \bar{v}}{qE} \quad (2-4)$$

avec q : charge électronique, $\epsilon_0 = 3/2 k T$.

La masse effective moyenne $\bar{m}^*$ est calculée en tenant compte de la non parabolicité et de la répartition par vallées.

La température électronique T_e peut également être calculée à partir du bilan énergétique :

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_p + \frac{1}{2} \bar{m}^* \bar{v}^2 + \frac{3}{2} k T_e \quad (2-5)$$

ϵ_p étant l'énergie potentielle mesurée par rapport au fond de la bande de conduction et k la constante de Boltzmann.

Les résultats obtenus par cette méthode concernant les matériaux GaAlAs et AlInAs seront présentés, à titre d'études préliminaires à celles des composants correspondants, dans les deux parties suivantes.

Chapitre 3

RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON PAR LA METHODE DE HOCKNEY [49 à 53]

La simulation Monte-Carlo d'un composant nécessite de résoudre fréquemment l'équation de Poisson, il est donc de première importance de disposer d'un algorithme rapide et précis. La méthode de Hockney est certainement l'une des plus performantes selon ces critères. Son inconvénient majeur est le manque de souplesse dans le choix de la forme du domaine de résolution et du maillage, ce qui est peu gênant pour l'application que nous voulons en faire.

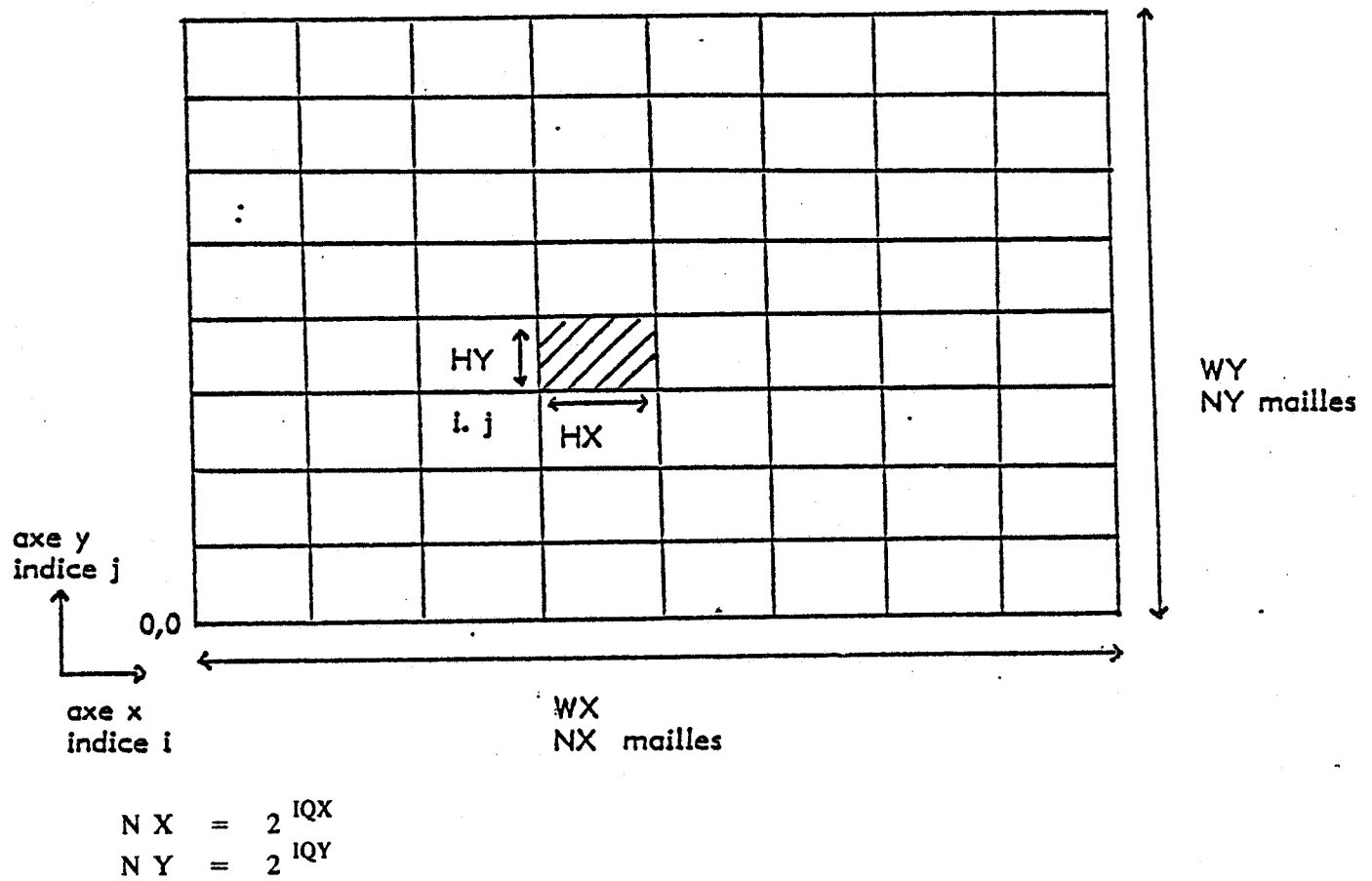
3.1 Définition du domaine de résolution

Cette méthode utilise l'algorithme F.A.C.R.(Fourier Analysis Cyclic Reduction), qui permet d'obtenir une solution directe (et non itérative) de l'équation de Poisson discrétisée aux différences finies. Cet algorithme est longuement décrit par ailleurs ([49,50]).

Le domaine de calcul doit être un rectangle, nous noterons WX et WY les cotés parallèles respectivement aux axes ox et oy , HX et HY les dimensions d'une maille élémentaire, avec $HX = WX/NX$, $HY = WY/NY$. L'algorithme utilisant une procédure de transformée de Fourier rapide, il est nécessaire que NX et NY soient des puissances de 2. Ces différentes notations sont illustrées sur la figure 7.

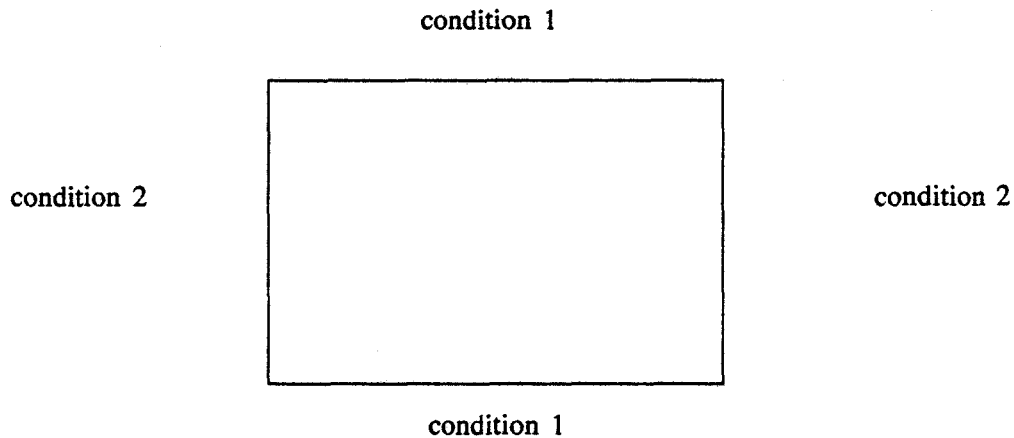
figure 7

a) Configuration de la structure résolue



le potentiel V est déterminé aux noeuds, qui sont les sommets des mailles.

b) Conditions aux limites homogènes pour l'algorithme F.A.C.R.



$$\text{condition 1 : } \left\{ V \text{ donné ou } \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \text{ ou } V \text{ périodique} \right.$$

$$\text{condition 2 : } \left\{ V \text{ donné ou } \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \text{ ou } V \text{ périodique} \right.$$

3.2 Conditions aux limites

L'on considère trois types de conditions aux limites :

- Conditions de Dirichlet : le potentiel est imposé.
- Conditions de Neumann : le champ normal est nul.
- Conditions périodiques : le potentiel suivant ox (resp. oy) est périodique, de période égale à la dimension du rectangle suivant ox (resp. oy).

Dans le cas général, la frontière du domaine de résolution sera divisée en plusieurs zones, sur chacune desquelles sera imposée une contrainte différente. Si l'on ne considère que deux zones : les faces perpendiculaires à ox et celles perpendiculaires à oy , l'on dit alors que les conditions aux limites sont "homogènes". Une condition aux limites homogène étant définie par le choix d'une contrainte selon ox et d'une selon oy , il en existe 9 au total.

Une procédure, dénommée POT1, permet de résoudre l'équation de Poisson dans le cas des conditions aux limites homogènes et lorsque la permittivité du milieu est uniforme.

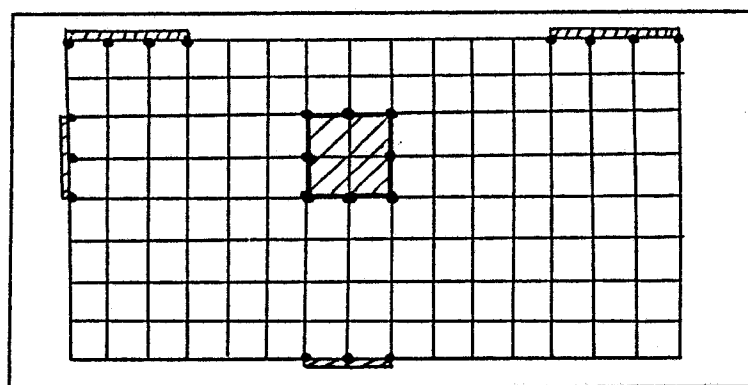
Cependant, cela ne correspond pas à une situation réaliste. En effet, pour un composant, nous devons prendre comme conditions aux limites le fait que le potentiel est imposé à la surface des électrodes, dont la géométrie peut être quelconque. De plus, l'on peut avoir à tenir compte de plusieurs milieux de permittivité différente, par exemple le semiconducteur et l'air dans le cas d'une structure recessée.

La solution peut être obtenue dans tous les cas, mais en général, il faudra faire plusieurs appels à la procédure POT1. La technique de calcul est exposée en annexe, nous nous contenterons ici de donner une justification physique de la méthode, dite "méthode de la matrice de capacité".

3.3 Principe de la méthode de la matrice de capacité

3.3.1 Traitement des électrodes [51]

Le potentiel dans la structure est créé par l'ensemble des charges qui y sont réparties, parmi lesquelles il faut compter non seulement les charges volumiques que sont les porteurs et les impuretés, mais aussi celles qui apparaissent à la surface des électrodes métalliques. Ces dernières ne sont pas connues a priori, cependant nous pouvons les déterminer par la technique dite de la matrice de capacité.



. : point d'électrode

- Les électrodes sur le sommet ou la base du rectangle sont dites "électrodes externes".

Les électrodes sur les faces latérales ou à l'intérieur du rectangle sont dites "électrodes internes".

- Les électrodes sont discrétisées en un certain nombre de "points d'électrode", qui sont les noeuds du maillage, marqués d'un . sur la figure.

En ces points le potentiel est imposé et la charge est calculée par la méthode de la matrice de capacité.

figure 8

Représentation des électrodes

Supposons que les électrodes soient discrétisées en n points, auxquels l'on pourra assigner

une charge et un potentiel (figure 8). Notons Q et V les vecteurs dont les composantes sont respectivement la charge et le potentiel sur les "points d'électrodes". Nous allons utiliser le principe de superposition, qui permet d'affirmer que le potentiel créé en tout point est la somme de celui dû aux charges "libres" volumiques et de celui créé par les charges surfaciques induites.

Le premier appel à POT1 nous fournit le potentiel créé par les charges volumiques en tout point, y compris les points d'électrodes. Notons $V^{(1)}$ le vecteur potentiel d'électrode qu'il fournit. On sait que la solution du système complet doit donner un potentiel d'électrode, imposé, égal à $V^{(0)}$. D'autre part, les potentiels et les charges sur les électrodes sont reliés par une matrice de capacité C_b , avec : $Q = C_b V$. C_b ne dépend que de la géométrie du système et est donc calculée une fois pour toute. La charge induite est donnée simplement par :

$$\begin{cases} \Delta q = C_b \Delta V \\ \text{où } \Delta V = V^{(0)} - V^{(1)} \end{cases} \quad (3-1)$$

Il suffit d'ajouter cette charge à la distribution initiale et d'effectuer une nouvelle résolution de l'équation de Poisson pour obtenir la solution exacte respectant les conditions aux limites.

3.3.2 Traitement des interfaces diélectriques [52]

Dans le cas où le domaine inclut des milieux de permittivités différentes, le problème peut se traiter en conservant la même philosophie, même si les calculs sont un peu plus compliqués.

En effet, physiquement, une permittivité non homogène se traduit par l'apparition de "charges de polarisation" dont il faut tenir compte dans le second membre de l'équation de Poisson.

En notant q la densité de charges libres, ϵ la permittivité et $\vec{E}$ le champ électrique, l'on a :

$$\text{div} (\epsilon \vec{E}) = q \quad (3-2)$$

$$\text{soit } \Delta V = - \frac{ \left(q - \vec{E} \cdot \text{grad} (\epsilon) \right) }{ \epsilon } \quad (3-3)$$

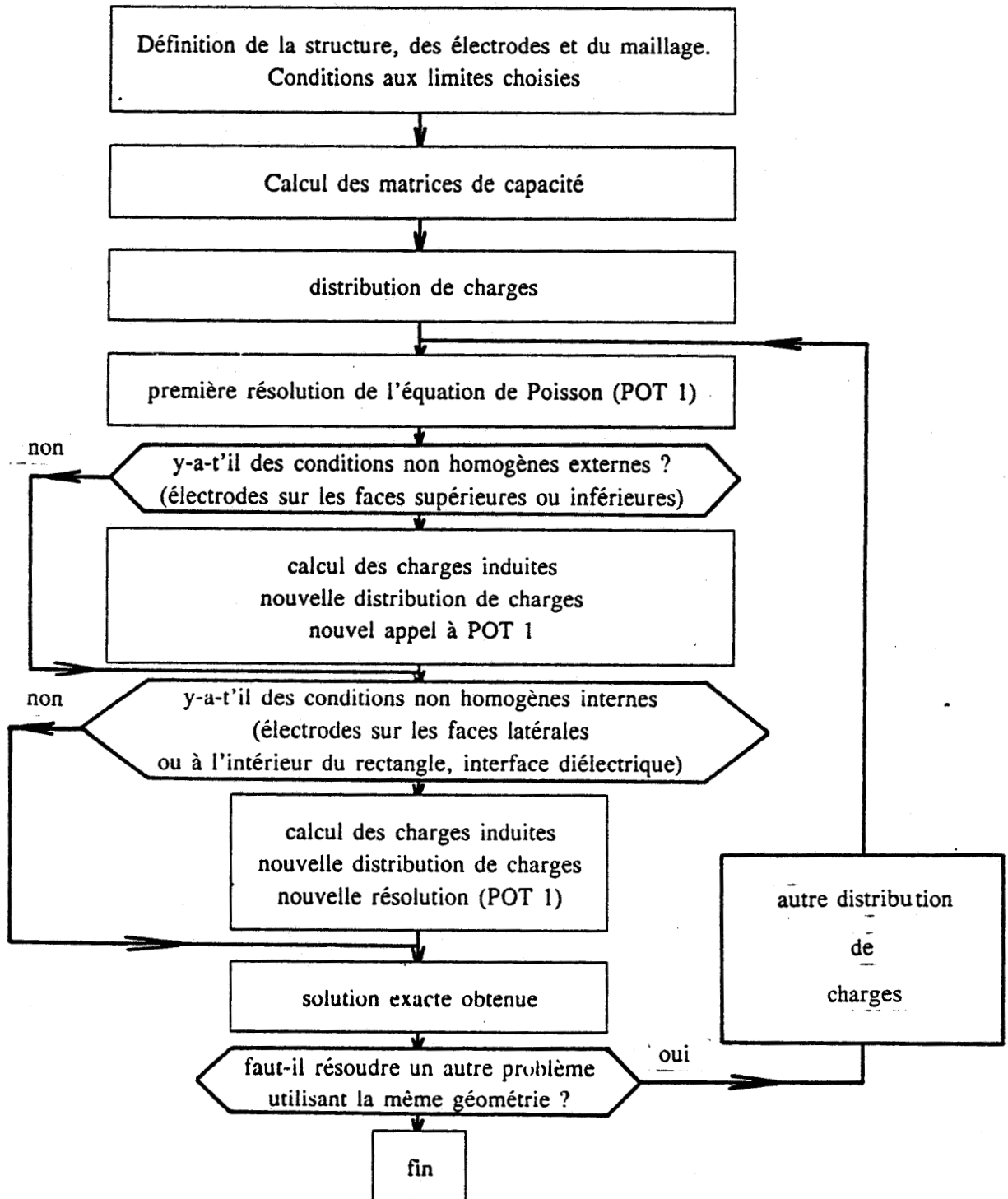
Le terme $-\vec{E} \cdot \text{grad} (\epsilon)$ représente la densité volumique de "charges de polarisation". Dans le cas d'une interface abrupte entre deux milieux de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 , cette charge est concentrée sur la surface et est caractérisée par une densité surfacique σ_{pol} .

Nous avons, là encore, à calculer une charge surfacique "induite", et ceci peut se faire en utilisant la technique de la matrice de capacité. Le calcul est explicité dans l'annexe 1, où l'on trouvera également la façon de traiter les cas dits "singuliers", pour lesquels une solution n'existe que si la charge totale incluse dans le domaine est nulle.

3.4 Organigramme du programme. Tests d'exécution

Les considérations qui précèdent sont résumées sur la figure 9, qui présente l'organigramme de la méthode.

figure 9 : schéma synoptique de la méthode de résolution de l'équation de Poisson.



Ce programme a été testé sur des cas pratiques typiques, les calculs ont été effectués en simple précision sur un ordinateur I.B.M. 3081, dont le processeur fait 8 M.I.P.S Nous obtenons une précision relative de l'ordre de 10^{-5} et un temps d'exécution de l'ordre de 0.13 secondes pour un maillage 64×64 et 0.56 secondes pour 128×128 . Comme annoncé, il s'agit là de performances très honorables devant celles des méthodes itératives. Le calcul des matrices de capacité demande, pour 250 points de contrôle, environ 100 secondes de calcul, mais rappelons que cette opération est effectuée une fois pour toute.

Chapitre 4

MISE EN OEUVRE DE LA METHODE DE MONTE-CARLO

APPLIQUEE A LA

SIMULATION DE COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS

Dans ce chapitre, nous nous proposons de préciser les derniers éléments nécessaires à la simulation de composants. Pour cela, nous devons compléter la description de la dynamique des porteurs en précisant l'effet des collisions sur les surfaces et les conditions de passage aux interfaces. Nous devons également imposer des conditions aux contacts, qui peuvent être interprétées comme les conditions aux limites de l'équation de Boltzmann. Il nous semble également nécessaire de dire quelques mots à propos du calcul de la densité de charge, qui fait intervenir la notion de "charge équivalente d'une particule simulée". Ce dernier point, bien que rarement évoqué, n'étant pas aussi trivial qu'il pourrait le paraître. Disposant de tous ces éléments, nous pourrions conclure ce chapitre en présentant l'organigramme général de la simulation.

4.1 Collisions des porteurs avec les surfaces libres.

La collision d'un porteur avec une surface libre, formant une "frontière" du composant peut être considérée comme une interaction supplémentaire (à ajouter à celles listées au paragraphe 2.2.1), qui n'intervient qu'au voisinage de la surface. Nous en chercherons une description simple et "classique" et nous négligerons l'existence d'états localisés à l'interface et les possibilités de piégeage.

Nous considérons qu'une collision a lieu lorsque la trajectoire de la particule croise la surface et nous devons déterminer l'état $\vec{k}'$ après l'interaction, supposée élastique. Deux modèles très simples sont envisageables [54] :

- Collision diffuse : $\vec{k}'$ pointe vers l'intérieur du cristal mais peut prendre toutes les directions avec une égale probabilité.
- Collision spéculaire : l'état $\vec{k}'$ est parfaitement défini, sa composante parallèle à la surface est inchangée, sa composante normale est inversée.

La réalité est plus complexe et, en général, la distribution de probabilité des états $\vec{k}'$ dépend du vecteur d'onde initial $\vec{k}$, et en particulier de l'angle qu'il fait avec la surface. Si

celui-ci est faible (incidence rasante) la réflexion spéculaire est fort probable, tandis que s'il est voisin de 90° (incidence normale) la réflexion sera pratiquement diffuse [55].

Dans la pratique, les zones où les collisions sont nombreuses sont, naturellement, les zones où le peuplement électronique est important. Il s'agit des régions hors du contrôle de la grille où le champ électrique n'a qu'une composante parallèle à la surface, favorisant ainsi un mouvement de dérive dans cette direction. La réflexion spéculaire constitue alors une approximation acceptable. Dans les zones où la densité électronique est faible, les interactions avec la surface sont très rares et la façon dont elles sont traitées est sans incidence sur le résultat des simulations. Nous conviendrons donc de considérer dans tous les cas les collisions sur les surfaces libres comme des réflexions spéculaires.

4.2 Conditions de passage aux hétérojonctions

Dans notre modèle, les hétérojonctions seront décrites par une barrière de potentiel ΔE_c , qui agit sur le mouvement des porteurs selon les lois de la mécanique classique (figure 10).

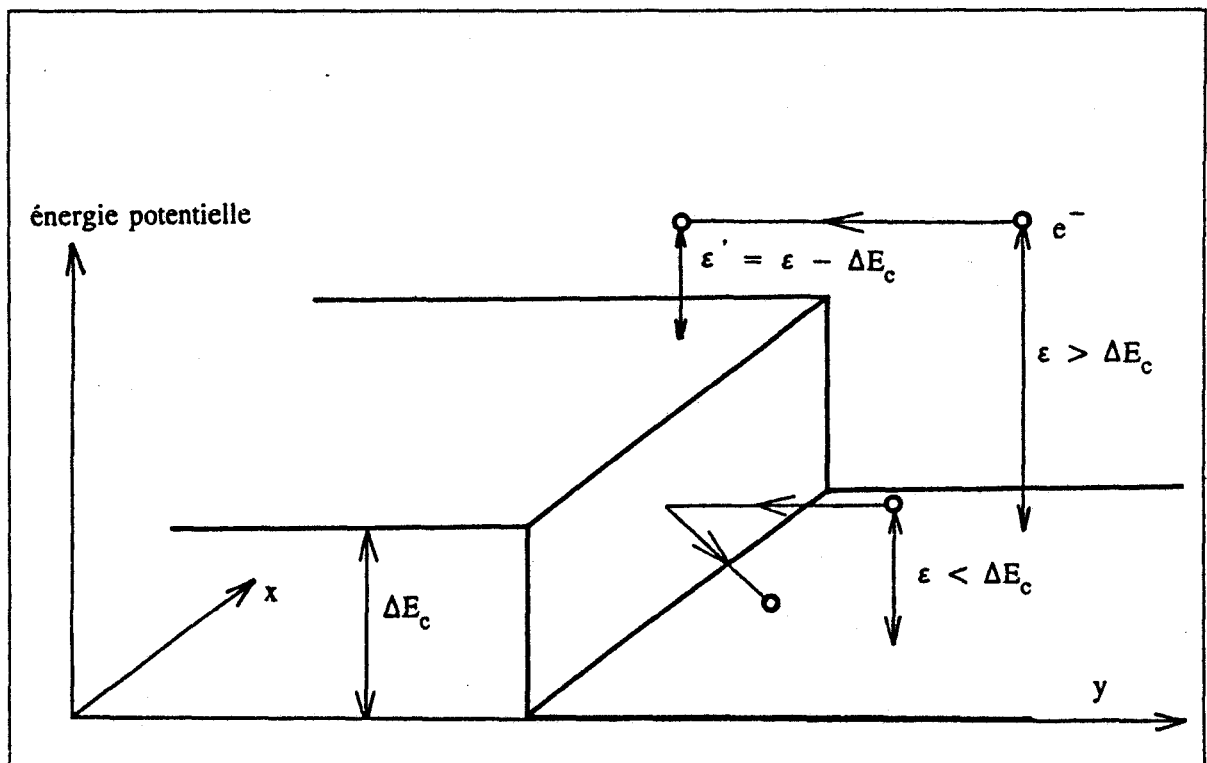


figure 10

Le passage d'un matériau vers l'autre se traduit par une conversion énergie cinétique/énergie potentielle. En première approximation on peut énoncer : "un porteur pourra passer du matériau 1 au matériau 2 et il gagnera l'énergie cinétique ΔE_c . Par contre, il ne pourra retourner dans le matériau 1 que si son énergie cinétique est suffisante et celle-ci diminuera de ΔE_c ".

Nous allons maintenant exposer les choses de façon plus rigoureuse et plus quantitative, en nous plaçant dans le cas réaliste de matériaux à bande de conduction multivallée et non parabolique et en tenant compte des paramètres respectifs de chacun des matériaux.

Les équations de base sont la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement :

$$\varepsilon_{1p} + \varepsilon_{1c} = \varepsilon_{2p} + \varepsilon_{2c} \quad (4-1)$$

$$\vec{k}_{1||} = \vec{k}_{2||} \quad (4-2)$$

ε_{1p} et ε_{2p} désignant l'énergie potentielle.

Nous supposons que les deux matériaux en présence sont des III-IV à bande de conduction 3 vallées : Γ , L, X. Nous admettons que le franchissement de l'hétérojonction ne s'accompagne pas d'un changement de vallée, qui nécessiterait une forte variation du vecteur d'onde $\vec{k}$, difficile à justifier physiquement. Dans ce cas, la barrière de potentiel diffère selon la vallée considérée, puisque les espacements inter-vallées ne sont pas identiques dans les deux matériaux (figure 11).

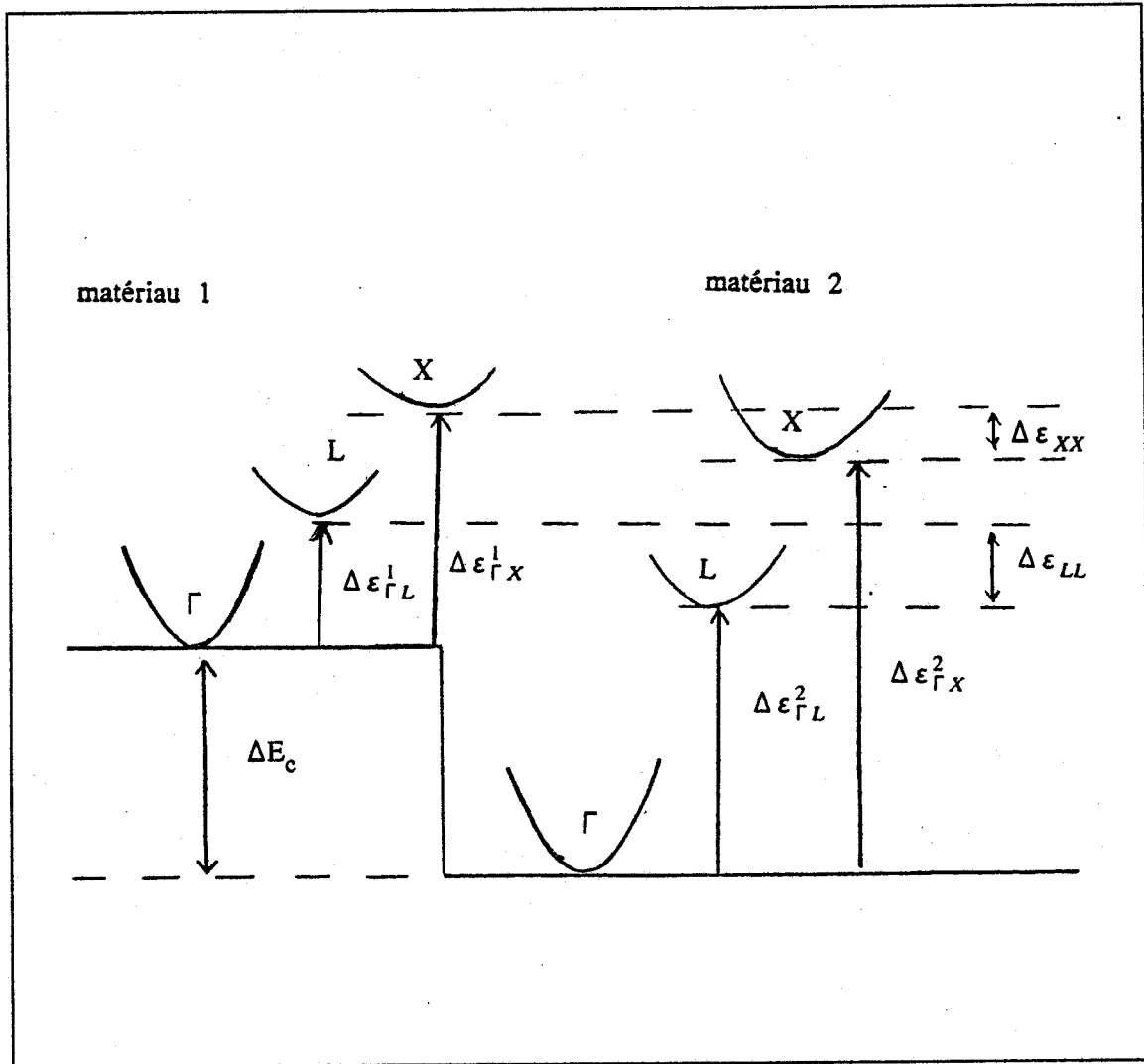


figure 11

Barrière de potentiel effective entre deux matériaux multivallées

L'énergie potentielle est $\varepsilon_i + \Delta\varepsilon_{\Gamma i}$, avec $i = \Gamma, L, X$.

La barrière de potentiel "effective" sera donc, dans le cas général :

$$\Delta E_c + \Delta\varepsilon_{\Gamma i}^1 - \Delta\varepsilon_{\Gamma i}^2, \quad i = \Gamma, L, X.$$

Nous noterons Δ cette "barrière effective". Il faut remarquer que pour certains matériaux ou certaines compositions d'alliage, Δ peut avoir un signe positif ou négatif selon la vallée considérée.

Les structures de bande, pour une vallée donnée, s'écrivent :

$$\varepsilon_1 (1 + \alpha_1 \varepsilon_1) = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_1^2}{2m_1^*} = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_{1\parallel}^2 + k_{1\perp}^2}{2m_1^*} \quad (4-3)$$

$$\varepsilon_2 (1 + \alpha_2 \varepsilon_2) = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_2^2}{2m_2^*} = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_{2\parallel}^2 + k_{2\perp}^2}{2m_2^*} \quad (4-4)$$

Supposons qu'un électron passe d'un matériau 1 à un matériau 2 (on peut sans problème intervertir les rôles des deux matériaux, il suffit pour cela de changer le signe de Δ). Il faut vérifier :

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \Delta \quad (4-5)$$

et

$$k_{2\parallel} = k_{1\parallel} \quad (4-6)$$

La différence d'énergie cinétique se reporte sur la composante transverse du vecteur d'onde :

$$k_{2\perp}^2 = \varepsilon_2 (1 + \alpha_2 \varepsilon_2) \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} - k_{1\parallel}^2 \quad (4-7)$$

d'où finalement :

$$k_{2\perp}^2 = \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + 2\alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right] - k_{1\parallel}^2 \quad (4-8)$$

ce qui implique que le franchissement n'est possible que si :

$$k_{1\parallel}^2 \leq \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + 2\alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right] \quad (4-9)$$

Δ pouvant être positif ou négatif.

Remarque Notons que le seul mécanisme pouvant interdire le franchissement n'est pas la présence d'une barrière de potentiel. Par exemple, si : $\Delta = 0, \alpha_1 = 0, \alpha_2 = 0$ et $m_2^* < m_1^*$, il faut alors vérifier :

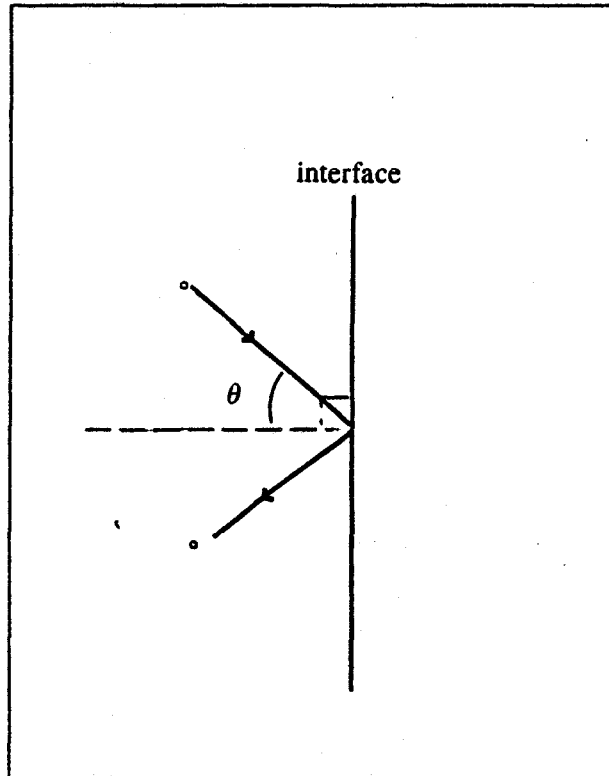
$$k_{1\parallel}^2 \leq \frac{2m_2^* \varepsilon_1}{(h/2\pi)^2} \quad (4-10)$$

soit

$$\frac{k_{1\parallel}^2}{k_{1\parallel}^2 + k_{1\perp}^2} \leq \frac{m_2^*}{m_1^*} \quad (4-11)$$

en notant Θ , l'angle d'incidence

$$\sin^2 \Theta \leq \frac{m_2^*}{m_1^*} \quad (4-12)$$



On voit que, si $m_2^* < m_1^*$, le franchissement n'est possible que pour certains angles d'incidence. Ce phénomène de "filtrage de masse" est tout à fait analogue à celui de la réflexion totale en optique géométrique. Il est d'un impact totalement négligeable pour les couples de matériaux que nous avons utilisés.

Dans le cas où la condition (4-9) n'est pas vérifiée, on supposera que le porteur subit, au moment où sa trajectoire croise l'interface, une réflexion spéculaire, c'est-à-dire que $\vec{k}'_{\perp} = -\vec{k}_{\perp}$. Nous continuons ainsi à suivre l'analogie avec l'optique géométrique.

Cette description est cohérente dans le cadre de la mécanique classique. Cependant, il convient peut-être d'insister sur le fait qu'une modélisation rigoureuse devrait se baser sur la mécanique quantique. Dans ce cadre interviendraient, non seulement la quantification des niveaux énergétiques mais aussi des phénomènes de transmission/réflexion qui joueraient même pour les électrons ayant une énergie supérieure à celle du bord du puits. Nous laisserons de côté ce problème, qu'aucune modélisation de composant ne prend en compte à notre connaissance. Néanmoins, de tels effets peuvent être à la base du fonctionnement de certains composants (Résonnant-Tunneling-Transistors). Ces composants sont bien entendu hors de portée de notre modélisation.

4.3 Conditions aux contacts

4.3.1 Contact Schottky de grille

Dans la grande majorité des cas, la zone sous la grille est désertée et le nombre de porteurs arrivant au contact est négligeable. Les conditions imposées à ces porteurs sont donc sans influence sur le déroulement de la simulation. Nous choisissons, par raison de simplicité, de leur faire subir une réflexion spéculaire.

Dans le cas où, la polarisation de grille étant suffisamment positive, le voisinage de ce contact est peuplé, il faudrait envisager de collecter les électrons, ce qui entraîne l'existence d'un courant de grille qui se soustrait au courant de drain. Bien entendu, il ne s'agit là que d'une première approche, dans la réalité, la nature quantique des électrons fait que le franchissement de la barrière de Schottky met en jeu des phénomènes de réflexion/transmission et d'effet tunnel.

4.3.2 Contacts ohmiques de source et de drain

Dans un composant réel, l'ohmicité des contacts est obtenue grâce à l'existence de zones surdopées. La prise en compte de ces zones imposerait de simuler un très grand nombre de particules et entraînerait un coût calcul prohibitif.

Nous adopterons donc une modélisation simplifiée, qui consiste à délimiter des zones, dites "ohmiques", au voisinage des contacts et dans lesquelles nous imposons à la densité électronique n de rester constante, égale au dopage. Nous pouvons donc être amené à créer ou supprimer des particules dans ces zones, ce qui implique que le nombre de porteurs dans la structure est variable. Lorsque nous créons une particule, son état est déterminé d'après la statistique de Maxwell-Boltzmann, ce qui revient à imposer que les zones ohmiques sont à l'équilibre thermodynamique.

4.4 Calcul de la charge équivalente d'une particule simulée

La densité de charge en tout point de la structure peut être déduite de la connaissance de la position de chaque particule à condition que la charge que "transporte" une particule soit connue. Cette "charge équivalente" tient compte du fait qu'une particule simulée représente un grand nombre de particules réelles et elle s'exprime par :

$$Q_e = q \frac{N_r}{N_s}$$

où q est la charge électronique, N_s le nombre de particules simulées et N_r le nombre d'électrons réellement présents dans le composant.

Il est clair d'après cette formule que la mise en oeuvre de la méthode nécessite la connaissance du nombre d'électrons réellement présents dans la structure, au moins à un instant t donné, qui peut correspondre à un état particulier du système (l'équilibre thermodynamique par exemple). Ce point est rarement évoqué, néanmoins, il s'agit d'une des limitations de la méthode. En effet, la détermination de la charge équivalente repose sur des hypothèses qui sont :

1. N_r est supposé connu à l'instant initial.

Nous faisons l'approximation suivante : "A l'équilibre thermodynamique, le nombre total de porteurs libres est égal au nombres d'impuretés donneuses". Ceci suppose que :

- i) Toutes les impuretés sont ionisées
- ii) Le nombre d'électrons intrinsèques est négligeable devant le nombre d'impuretés.

La validité de cette hypothèse dépend de la position du niveau d'impuretés, de la température et du dopage. Elle peut être prise en défaut dans des cas d'intérêt pratique, et nous devons en tenir compte pour interpréter les résultats.

2. N_r et N_s restent dans le même rapport tout au long de la simulation, ce qui suppose que nous prenons en compte tous les phénomènes entraînant une variation du nombre d'électrons dans le composant. Dans la pratique, nous négligeons les phénomènes de génération-recombinaison, qui interviennent sur des échelles de temps très supérieures à celles de nos simulations et le nombre de porteurs varie uniquement du fait des "échanges avec l'extérieur" que sont les phénomènes d'injection et d'absorption aux contacts. Ceci est modélisé de la façon décrite au paragraphe 4.3.

4.5 Schéma général de la simulation

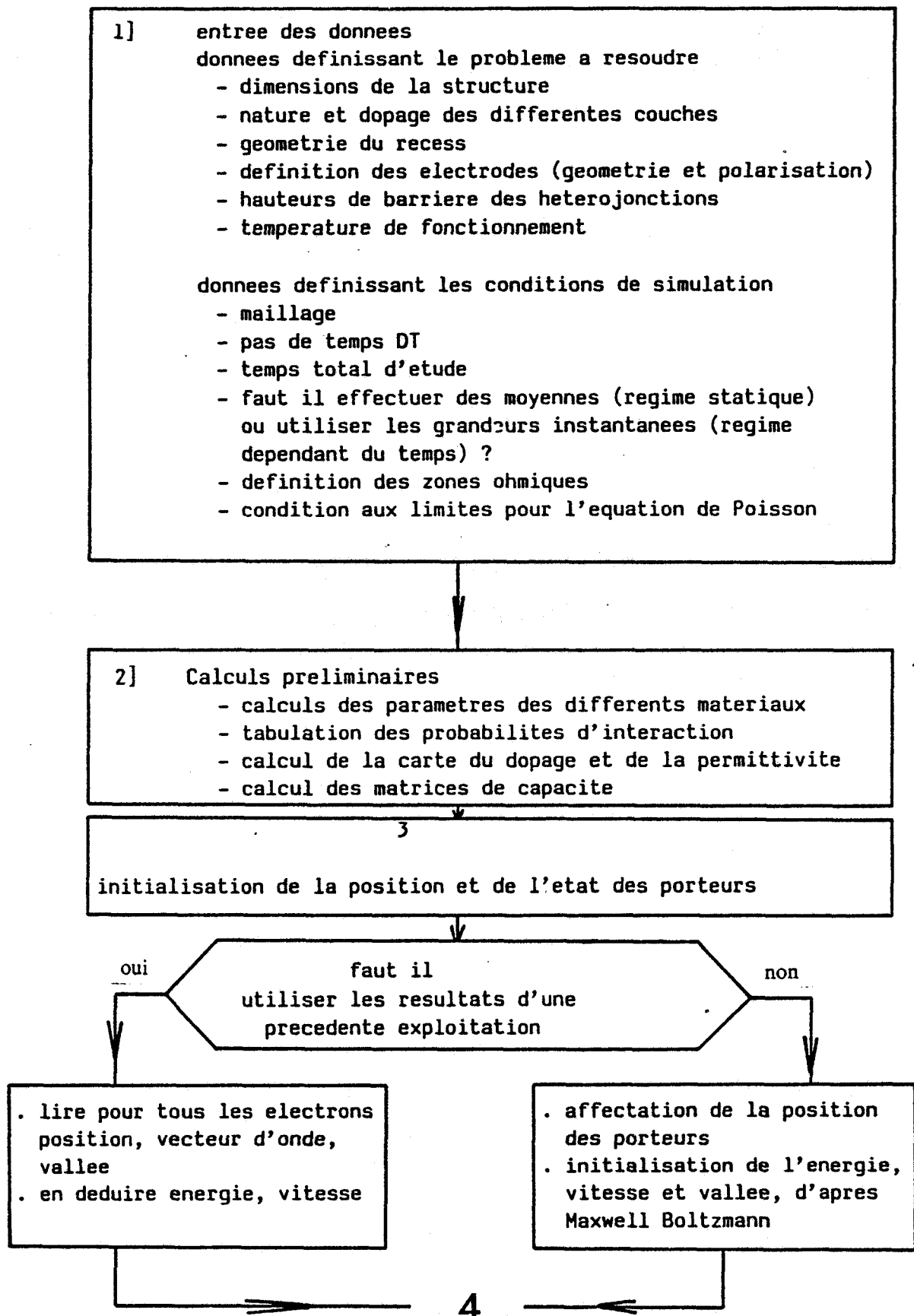
La figure 12 présente les grands traits du déroulement d'une exécution du programme de simulation. Nous la compléterons seulement par quelques remarques :

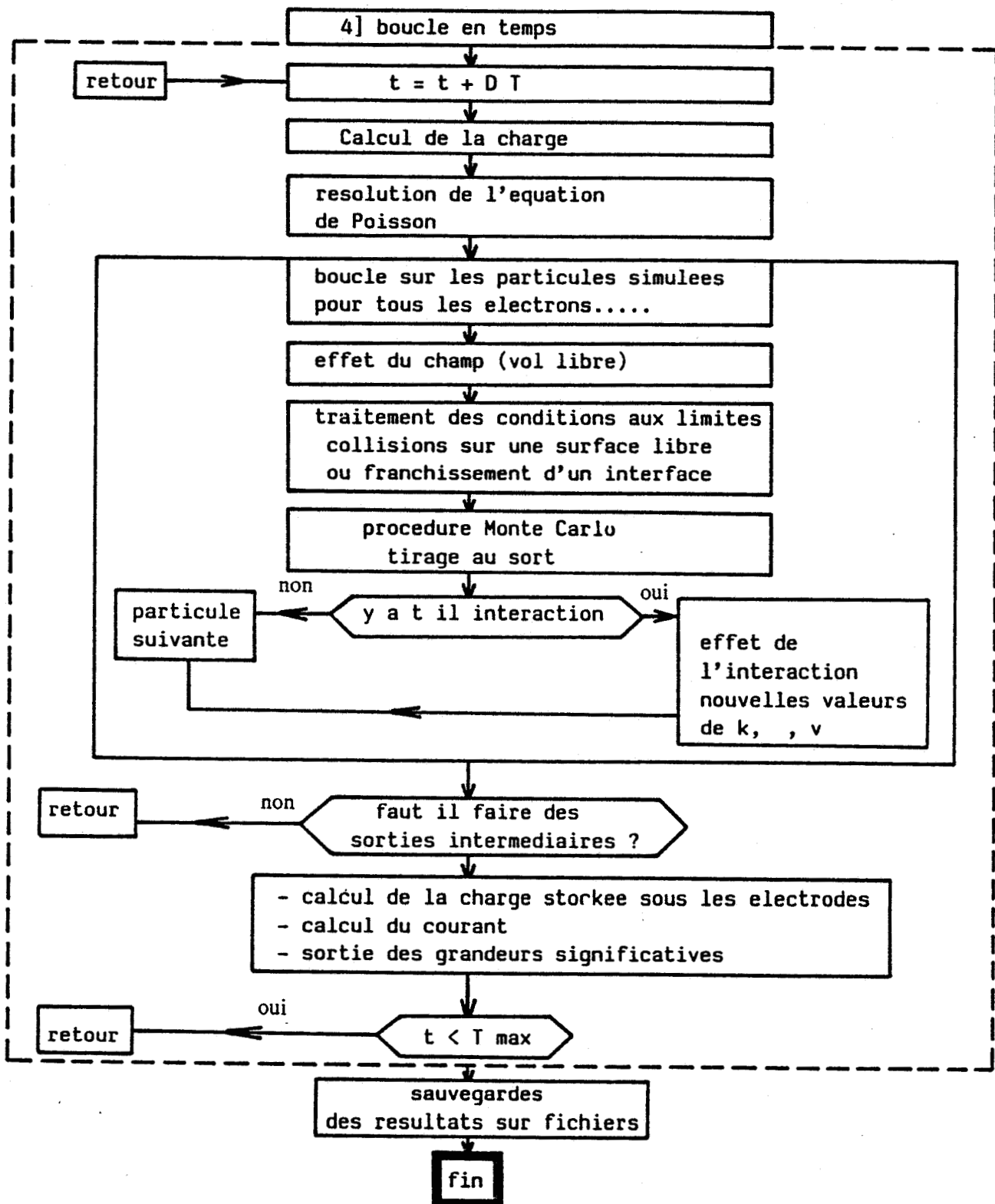
- Même dans le cas d'une étude en régime stationnaire, pendant la première partie de la

simulation nous utilisons les valeurs instantanées de la charge pour résoudre l'équation de Poisson.

- L'équation de Poisson n'est pas nécessairement résolue à chaque itération, la distribution de charge ne variant pas notablement durant DT .
- Bien entendu, nous utilisons pour le traitement d'un électron, les données du matériau dans lequel il se trouve.
- La procédure Monte-Carlo inclut une division automatique du pas de temps lorsque la somme des probabilités d'interactions devient trop grande.

figure 12 : Organigramme du programme de simulation





Références bibliographiques de la première partie

- [1] R. DINGLE, H.L. STÖRMER, A. GOSSARD, W. WIEGMANN
Appl. Phys. Letters, 33 (7), p. 665, 1978
- [2] R.L. ANDERSON
Solid State Electronics, 5, p. 341, 1962
- [3] W.A. HARRISON
J. Vac. Sci. Technol ; 14, p. 1016, 1977
- [4] J. TERSOFF
Phys. Rev. B, 30 (8), p. 4874, 1984
- [5] N.C. CIRILLO, M.S. SHUR, J.K. ABROKWAH
I.E.E.E. Elect. Dev. Letters, vol EDL-7, n°2, 1986
- [6] K. INOUE et H. SAKAKI
Jap. J. of Applied physics, vol 23, n° 2, p. L61, 1984
- [7] K. MATSUMOTO et al.
Elect. Letter vol 20, n° 11, p. 462, 1984
- [8] J.P. NOUGIER, M. ROLLAND
Phys. Rev. B, 8, p. 5728, 1973
- [9] a) F. STERN
Phys. Rev. B, 5 (12), p. 4891, 1972
b) F. STERN
J. Comput. Phys., 6, p. 56, 1970
- [10] T. ANDO
J. of the Phys. Soc. of Japan, vol 51, n° 12, p. 3893, 1982
- [11] B. VINTER
Appl. Phys. Letters 44, (3), p. 307, 1984
- [12] F. STERN
Phys. Rev. B, 30, (2), p. 840, 1984
- [13] H. HIHARA, K. MIYATSUJI, C. HAMAGUCHI
Extended Abstract of the 16th, Conference on Solid State Devices et Materials, Kobe, 1984, p. 599
- [14] P.J. PRICE
Annals of Physics, 133, p. 217, 1981
- [15] J.P. LEBURTON
J. Appl. Phys., 56 (10), p. 2850, 1984

- [16] W. WALUKEWICZ et al
Phys. Rev. B, 30 (8), p. 4571, 1984
- [17] K. TSUBAKI
J. Appl. Phys., 57 (12), p. 5354, 1985
- [18] K. YOKOYAMA, K. HESS
J. Appl. Phys., 59 (11), p. 3798, 1986
- [19] W. YEN
Thèse de Doctorat, Lille, à paraître
- [20] J. ZIMMERMANN, W. YEN, F. PERRI
Physica, 129 B, p. 385, 1985
- [21] T.J. DRUMMOND, W. KOPP, H. MORCOÇ, M. KEEVER
Appl. Phys. Letters, 41 (3), p. 277, 1982
- [22] T.J. DRUMMOND et al.
I.E.E.E. Elect. Dev. Letters, vol. EDL-3, n° 3, p. 207, 1983
- [23] K. PARK, K.D. KWACK
I.E.E.E. Trans. on elect. dev., vol ED-33, n° 5, p. 673, 1986
- [24] G.W. YANG, W.H. KU
I.E.E.E. Trans. on elect. dev., vol ED-33, n° 5, p. 657, 1986
- [25] H. ROHDIN, P. ROBLIN
I.E.E.E. Trans. on elect. dev, vol ED-33, n° 5, p. 664, 1986
- [26] H. HIDA, T. ITOH, K. OHATA
I.E.E.E. Trans. on elect. dev., vol ED-33, n° 10, 1986
- [27] H.R. YEAGER, R.W. DUTTON
I.E.E.E. Trans. on elect. dev., vol ED-33, n° 5, 1986
- [28] A. CAPPY
Thèse, Lille, Juin 1981
- [29] W.R. CURTICE
I.E.E.E. Trans. Elect. dev., vol ED-28, n° 8, p. 954, 1981
- [30] R.K. COOK, J. FREY
I.E.E.E. Trans. Elec. dev., vol. ED-29. n° 6, p. 970, 1982
- [31] M.H. IBRAHIM
Thèse, Le Caire, 1983
- [32] J. YOSHIDA, M. KURATA
I.E.E.E. Elect. dev. Letters, vol EDL-5, n° 12, 1984

- [33] D.J. WIDIGER et Al.
I.E.E.E. Trans. Elec. dev., vol ED-32, n° 6, p. 1092, 1985
- [34] M. MOUIS et al.
in Proc. of Cornell University Conf on advanced concept in high speed semiconductor devices and circuits, p. 145
- [35] T. WANG, K. HESS
J. Appl. Phys., 57, n° 12, p. 5336, 1985
- [36] U. RAVAIOLI, D.K. FERRY
I.E.E.E. Trans. Elect. dev., vol ED-33, n° 5, 1986
- [37] M. AL-MUDARES, B.K. RIDLEY
J. Phys. C., 19, p. 3179, 1986
- [38] A. KASZYNSKI
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1979
- [39] J. ZIMMERMANN
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1980
- [40] D.L. RODE
"Semiconductors and Semimetals", vol 10, Academic Press, 1975
- [41] K. BRENNAN, K. HESS
Solid State electronics, vol 27, n° 4, p. 347, 1984
- [42] J.L. NIERUCHALSKI
Thèse 3^{ième} cycle, Lille, 1985
- [43] P. HESTO
Thèse Doctorat d'Etat, Orsay, 1984
- [44] H. BROOKS
Advan. Electron Phys, 7, 85, 1955
- [45] M. INOUE, J. FREY
J. Appl. Phys, 51, n° 8, p. 4234, 1980
- [46] M. FADEL
Thèse 3^{ième} cycle, Montpellier, 1983
- [47] C.M. SNOWDEN
Journ. of the institution of Electronic and Radio Engineers, vol 57, n° 1 (supplement), p. S51, 1987
- [48] M. SHUR
Electronic Letters, 12, p. 615, 1976

- [49] B.L. BUZBEE et Al.
S.I.A.M. J. Numer. Anal., vol 8, n° 4, 1971
- [50] M. PERNISEK
Thèse 3^{ième} cycle, Lille, 1983
- [51] R.W. HOCKNEY
in "methods in computationnal physics", 9
B. Alder, S. Fernbach and M. Rotenberg eds, p. 135, New York, 1970
- [52] R.W. HOCKNEY
Computer Physics Communications, 36, p. 25, 1985
- [53] M. PERNISEK
Thèse de Doctorat d'Etat, à paraître
- [54] K. FUCHS
Proc. Cambridge phil. Soc., vol 34, p. 100, 1938
- [55] J.E. PARROT
Proc. of the phys. Soc., vol 85, p. 1143, 1965

PARTIE II

Etude du T.E.G.F.E.T. "classique" GaAlAs/GaAs

Table des Matières

1. RECHERCHE DES DONNEES CONCERNANT GaAlAs/GaAs ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS GaAlAs	3
1.1 Choix des paramètres du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	5
1.1.1 Paramètres communs aux binaires et aux ternaires	5
1.1.2 Interaction d'alliage	9
1.2 Etude du transport électronique dans $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	10
1.2.1 Etude de la mobilité en fonction de x	10
1.2.2 Etude du $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$	11
1.3 Niveaux donneurs dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ de type N	16
1.4 Valeur de la discontinuité de bande de conduction DEc	17
 2. ETUDE COMPLETE D'UN CAS "TYPIQUE"	 21
2.1 Introduction. Structure simulée	21
2.2 Mécanismes physiques accompagnant la commande de charge	23
2.2.1 Etude au voisinage de V_{gs} interne = -1.0 V	25
2.2.2 Cas des V_{gs} internes fortement négatifs	36
2.2.3 Cas des V_{gs} internes faiblement négatifs	36
2.2.4 Contrôle du courant et de la charge, caractéristiques de transfert	38
2.3 Etude en fonction de la tension de drain V_{ds}	41
2.3.1 Evolution des grandeurs physiques dans la structure	41
2.3.2 Caractéristiques macroscopiques	44
 3. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES	 47
3.1 Influence de la température de fonctionnement	47
3.1.1 Etude des principales grandeurs physiques dans la structure	51
3.1.2 Caractéristiques de sortie	51
3.2 Influence des dimensions longitudinales	52
3.2.1 Influence de la zone d'accès de source L_{sg}	56
3.2.2 Influence de la distance grille-drain L_{gd}	59
3.2.3 Influence de la longueur de grille L_g	64
3.2.3.1 L_g varie seul	64
3.2.3.2 L_g varie avec L_{sd} = constante	64
3.3 Influence des caractéristiques de la couche de GaAlAs dopé	70
3.3.1 Influence de la composition x	70
3.3.1.1 Etude des grandeurs physiques	70

3.3.1.2	Etude des caractéristiques de sortie	70
3.3.2	Influence de l'épaisseur a et du dopage N_D	75
3.4	Influence de l'existence d'un Spacer et d'un recess de grille	78
3.4.1	Structure avec Spacer	78
3.4.2	Etude d'une structure recessée	78
4.	Potentialités et limites de la structure T.E.G.F.E.T. classique	81
4.1	Discussion succincte des résultats	81
4.1.1	Discussion des résultats "microscopiques"	81
4.1.1.1	Approximations contenues dans le modèle	82
4.1.1.2	Principaux phénomènes mis en évidence	85
4.1.2	Grandeurs macroscopiques. Comparaison théorie-expérience	86
4.2	Le T.E.G.F.E.T. classique : performances ultimes et limitations intrinsèques	94
4.2.1	Eléments d'optimisation pour un fonctionnement à température ambiante	94
4.2.1.1	Caractéristiques de la couche de GaAlAs dopé	94
4.2.1.2	Couche "spacer"	95
4.2.1.3	Dimensions et espacement des contacts	95
4.2.1.4	Conclusion	95
4.2.2	Les limites du T.E.G.F.E.T. classique	96
4.2.3	Perspectives d'amélioration de la structure	98

Introduction

Le T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs est, à ce jour, de loin le plus utilisé des composants à hétérojonctions, c'est pourquoi nous nous proposons dans cette partie d'en faire une étude assez complète. Pour cela, nous utiliserons la modélisation décrite dans la première partie de ce mémoire, en nous limitant toutefois à son application en régime stationnaire.

Dans un premier temps, nous présenterons pour les matériaux GaAlAs et GaAs toutes les données nécessaires à la mise en oeuvre de la simulation, et nous les utiliserons pour quelques études préliminaires des propriétés de transport du GaAlAs en volume.

Nous étudierons ensuite dans le détail une structure T.E.G.F.E.T., simple mais "typique", dans le but de cerner les phénomènes physiques les plus importants intervenant dans le fonctionnement de ce composant et leur influence sur les paramètres de sortie.

Nous étudierons ensuite l'influence de la température de fonctionnement, de la composition d'alliage du GaAlAs et des divers paramètres technologiques, en en cherchant systématiquement l'interprétation physique.

Nous serons alors en mesure de dégager quelques éléments d'optimisation de la structure T.E.G.F.E.T., mais aussi d'en cerner les principales limitations.

Pour s'affranchir de ces limitations, nous serons amenés à envisager diverses structures dérivées du T.E.G.F.E.T., dont l'étude fait l'objet de la troisième partie.

Chapitre 1

RECHERCHE DES DONNEES CONCERNANT GaAlAs/GaAs

ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS GaAlAs

Comme nous l'avons vu dans la première partie, la mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo nécessite la connaissance de nombreux paramètres caractérisant les matériaux utilisés. Le but de ce chapitre est de présenter, d'une part les données relatives aux matériaux GaAs et GaAlAs, et d'autre part, d'exposer quelques résultats concernant le transport électronique dans $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. L'Arséniure de Gallium est désormais un matériau bien connu, qui a été largement étudié. Les données que nous employons pour le décrire (tableau 1) ont été proposées initialement par Litteljohn [1] et sont largement admises. Par contre le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est beaucoup moins bien connu, ce qui justifie que nous nous attardions quelque peu sur son étude. Nous commencerons par discuter du jeu de paramètres que nous avons adopté et qui nous permettra d'obtenir par la méthode de Monte-Carlo quelques résultats concernant le transport électronique dans ce matériau.

Nous dirons ensuite quelques mots à propos des niveaux donneurs dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopé N, puis nous terminerons en discutant du choix de la valeur de la discontinuité de bande de conduction ΔE_c .

PARAMETRES RELATIFS AU MATERIAU			
Densité	5.36 g/cm ³	Vitesse du son	5.24 10 ⁵ cm/s
Constante piézoélectrique	0.052	Permittivité diélectrique ϵ_m	10.92
Phonon LO	0.03536 eV	Permittivité diélectrique ϵ_s	12.90
PARAMETRES RELATIFS A LA STRUCTURE DE BANDE			
	$\Gamma(0,0,0)$	$L(1,1,1)$	$X(1,0,0)$
Potentiel de déformation acoustique	7 eV	9.2 eV	9.27 eV
Potentiel de déformation optique non polaire	0	3.0 10 ⁸ eV/cm	0
Phonon optique non polaire	0	0.0343 eV	0
Potentiel de déformation intervallée			
Γ	0	10 ⁹ eV/cm	10 ⁹ eV/cm
L	10 ⁹ eV/cm	10 ⁹ eV/cm	5 10 ⁸ eV/cm
X	10 ⁹ eV/cm	5.10 ⁸ eV/cm	7 10 ⁸ eV/cm
Phonon intervallée			
Γ	0	0.0278 eV	0.0299 eV
L	0.0278 eV	0.0290 eV	0.0293 eV
X	0.0299 eV	0.0293 eV	0.0299 eV
Nombre de vallées équivalents	1	4	3

Tableau 1.

1.1 Choix des paramètres du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

La description du transport électronique dans un matériau ternaire tel que GaAlAs requiert les mêmes données que pour les binaires, auxquelles il faut ajouter un paramètre supplémentaire caractérisant l'effet d'alliage.

1.1.1 Paramètres communs aux binaires et aux ternaires

De nombreux paramètres du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ sont mal connus, aussi, à l'époque où cette étude a été entreprise, avons nous adopté le principe suivant :

- Chaque fois que possible nous avons utilisé les données disponibles dans la littérature.
- Lorsque les valeurs de certains paramètres n'étaient disponibles que pour certaines compositions x , nous avons extrapolé pour x quelconque par une loi linéaire.
- Lorsqu'aucune valeur ne se trouvait dans la littérature, nous avons adopté une valeur "arbitraire" (en général celle de l'AsGa). Nous avons vérifié à posteriori la validité du jeu de paramètres par la concordance de nos résultats avec les résultats expérimentaux.

Nous avons parfois été amenés à modifier légèrement certaines données de la littérature, afin de retrouver pour $x=0$ les valeurs fournies par Litteljohn pour l'AsGa.

L'ensemble des valeurs adoptées est présenté dans le tableau (2), avec mention des sources bibliographiques.

tableau 2

Paramètres utilisés pour le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

paramètres		valeur adoptée	source bibliographique
<u>Structure de bande</u>			
énergie de fond de vallée (eV)	E_Γ	$1.439 + 1.087x + 0.438x^2$	[2]
	E_L	$1.769 + 0.695x$	[2]
	E_X	$1.961 + 0.1x + 0.16x^2$	[2]
masses effectives	m_Γ^*	$0.063 + 0.087x$	[3]
relatives	m_L^*	0.222	[1] pour $x = 0$
	m_X^*	$0.58 - 0.17x$	[4] pour $x = 1$
coefficients de non-parabolicité (e V^{-1})	α_Γ	$0.61(1-x)$	[1] pour $x = 0$
	α_L	$0.461 - 0.094x$	[5] pour $x = 0.33$
	α_X	$0.204 + 0.468x$	
<u>Potentils de déformation</u>			
acoustique (eV)	$\Phi_a(\Gamma)$	7	[1] pour $x = 0$
	$\Phi_a(L)$	9.27	[1]
	$\Phi_a(X)$	9.2	[1]
optique non polaire (eV/cm)	Φ_{NPO}	$3 \cdot 10^8$	[1]
intervallée (eV/cm)	$D_{\Gamma L}$	10^9	[1]
	$D_{\Gamma X}$	10^9	[1]
	D_{LL}	10^9	[1]
	D_{XX}	$(7 + 7.47x) \cdot 10^8$	[6] pour $x = 1$
	D_{LX}	$5 \cdot 10^8$ pour $x < 0.35$	[1] pour $x = 1$
		$5 \cdot \exp[(x - 0.35) \times 18.46]$ $\cdot 10^8$ pour $0.35 < x < 0.5$ $8 \cdot 10^9$ pour $x > 0.5$	valeurs ajustées

suite tableau 2

paramètres	valeur adoptée	source bibliographique
<u>Énergie de phonons (eV)</u>		
optique polaire $\frac{h}{2\pi}\omega_{LO}$	$0.03536 + 0.0127x$	[1] pour $x=0$, [6] pour $x=1$
optique non polaire $\frac{h}{2\pi}\omega_{NPO}$	0.0343	[1] pour $x=0$
intervallées $\frac{h}{2\pi}\omega_{ij};$ $i,j = \Gamma, L, X$	$\omega_{ij}(x) = \frac{\omega_{ij}(0)}{\omega_{LO}(0)}$ $\times \omega_{LO}(x)$	choix "arbitraire"
<u>Autres grandeurs</u>		
constante de maille (Å) a	5.65	[1]
densité (g/cm ³) ρ	$5.36 - 1.76x$	[6]
vitesse du son (cm/s) V_s	$5.24 \cdot 10^5$	[1] pour $x=0$
constantes diélectriques relatives ϵ_s ϵ_∞	$12.9 - 2.9x$ $10.92 - 2.3x$	[3] [3]

Un récapitulatif exhaustif des données disponibles a été publié par S. ADACHI [7], et nous avons vérifié à posteriori une cohérence satisfaisante entre ces valeurs et celles que nous avons utilisées.

Il convient toutefois de faire quelques remarques :

- Notre modèle suppose que les vallées sont isotropes et, en conséquence, nous ne distinguons pas la masse de conductivité de la masse de densité d'états. Ceci est légitime pour la vallée Γ , mais l'est beaucoup moins pour les vallées L et X, pour lesquelles nous utilisons, comme LITTLEJOHN le faisait pour l'AsGa, des valeurs "moyennes", qui sont justifiées par la cohérence des résultats finaux.
- Lorsque x croît de 0 à 1, on passe d'un gap direct à un gap indirect, le croisement (crossover) s'effectuant pour $0.4 < x < 0.5$ (figure 1). Dans cette zone, l'espacement entre les 3 minimums de la bande de conduction est très faible et les interactions intervallées peuvent avoir lieu même à champ faible. Les potentiels de couplage intervallées ont donc un impact déterminant sur le transport électronique. C'est pourquoi nous avons choisi d'ajuster les constantes de couplage intervallée, et particulièrement L-X, de façon à approcher des valeurs expérimentales de mobilité à ces compositions.

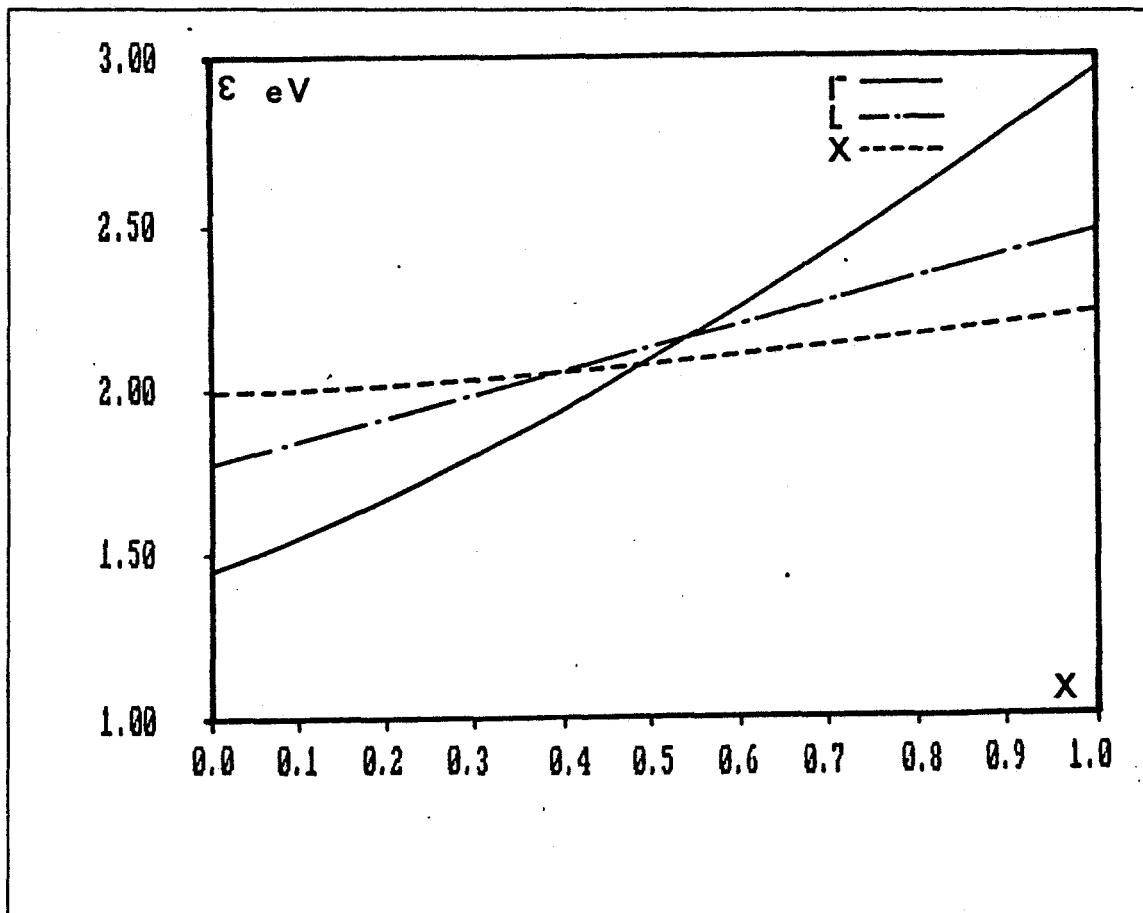


figure 1

Hauteurs de bande interdite dans $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ en fonction de x

1.1.2 Interaction d'alliage

Dans un matériau composé $A_x B_{1-x} C$, l'ordre du réseau cristallin est perturbé par des substitutions entre atomes A et B, ce qui se traduit par des variations locales du potentiel cristallin. L'influence de ce phénomène sur le transport électronique est décrite par l'introduction d'une interaction supplémentaire, n'existant pas pour les binaires AC et BC, dite "interaction d'alliage".

Celle-ci est supposée élastique et "randomisante", (c'est-à-dire que tous les états finaux sont équiprobables) et sa probabilité par unité de temps est donnée par [8] :

$$\lambda_a(\varepsilon) = \frac{3\pi}{4} \frac{1}{8 \sqrt{2} (h/2\pi)^4} (m^*)^{3/2} x(1-x) a^3 \Delta E_a^2 \sqrt{\gamma} \frac{d\gamma}{d\varepsilon} \quad (1-1)$$

où : a est le paramètre de maille

$\gamma(\varepsilon) = \varepsilon(1 + \alpha\varepsilon)$, m^* et α dépendant de la vallée considérée,

et : ΔE_a est le "potentiel d'interaction d'alliage".

ΔE_a a été interprété de diverses façons (différence de gap, d'affinité électronique, de pseudopotentiel ...) conduisant parfois à des résultats divergents [9]. Il est donc plus prudent de considérer ΔE_a comme un paramètre phénoménologique, dont la valeur doit être choisie de façon à assurer la concordance théorie/expérience. Malheureusement, dans le cas de GaAlAs, les résultats expérimentaux sont peu nombreux et il est difficile de conclure. D'après LEE et Al. [3], cette interaction n'a d'influence que pour $x > 0.5$, ADACHI signale également que l'effet d'alliage influe peu sur la mobilité, spécialement à température ambiante [7].

Cependant, SAXENA a publié en octobre 1985 [10], des valeurs de ΔE_a pour diverses compositions x , valeurs que nous avons utilisées pour évaluer l'impact de l'effet d'alliage sur le transport électronique dans $Ga_{1-x}Al_xAs$. Les résultats obtenus sont détaillés dans l'annexe 2. Nous retiendrons seulement que l'introduction de l'interaction d'alliage dans le modèle, en utilisant les valeurs publiées par SAXENA, entraîne une dégradation très importante des propriétés de transport électronique du matériau et fournit des résultats incohérents avec ceux précédemment publiés. Ce point est donc encore très ouvert et seules des études expérimentales suffisamment complètes permettraient de conclure.

En attendant, dans l'incertitude sur la valeur de ΔE_a , nous avons construit notre modèle sans y inclure l'interaction d'alliage et avec un jeu de paramètres permettant de retrouver les valeurs expérimentales de la mobilité.

1.2 Etude du transport électronique dans $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

Nous avons utilisé le jeu de paramètres présenté plus haut pour étudier les propriétés de transport du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, par la méthode de Monte-Carlo mono-électron décrite dans la section 2.3 de la première partie.

1.2.1 Etude de la mobilité en fonction de x

Cette étude a été réalisée pour un dopage nul, à température ambiante et sans tenir compte de l'interaction d'alliage. Les résultats sont présentés sur la figure 2, où ils sont comparés aux valeurs de mobilité de HALL publiées par SAXENA [11].

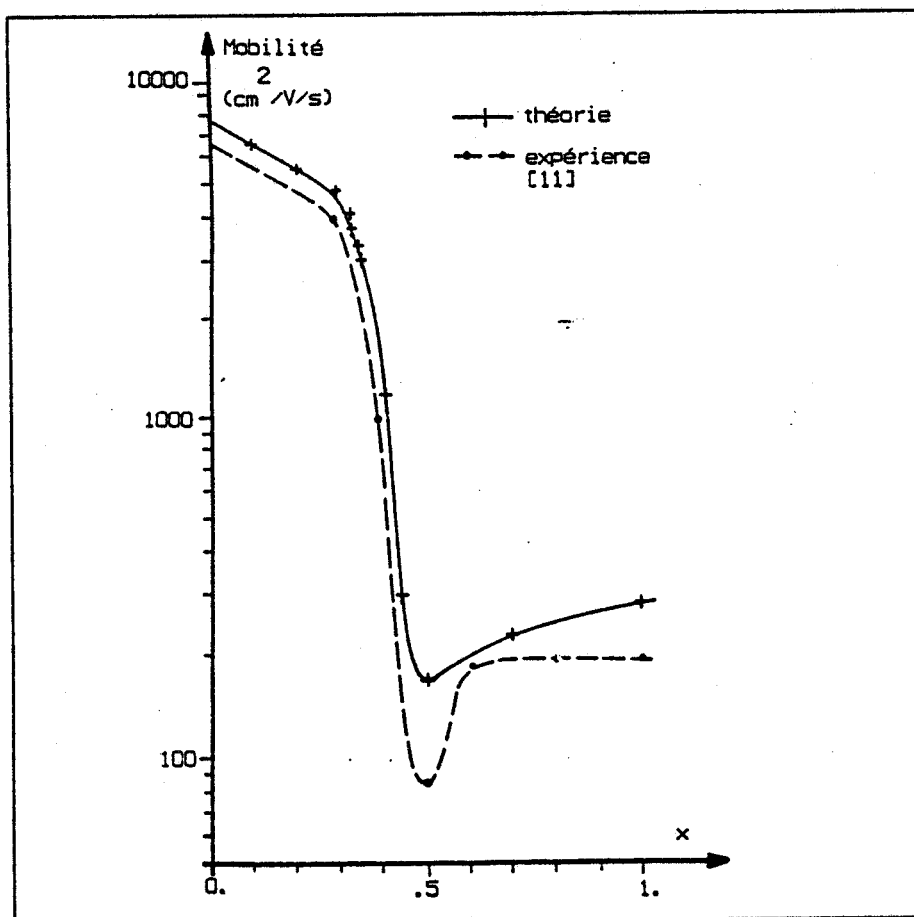


figure 2

mobilité dans $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$
comparaison théorie/expérience

Pour pouvoir effectuer la comparaison, il faut connaître le rapport μ_H/μ_d entre la mobilité de HALL et la mobilité électronique. SAXENA a montré [12] que ce rapport était sensiblement égal à 1 pour $x < 0.2$ et $x > 0.6$, tandis qu'au voisinage du point de crossover il peut atteindre 4. Cependant, dans la gamme qui nous intéresse le plus : $x \leq 0.3$, μ_H/μ_d est toujours inférieur à 1.2, ce qui autorise en première approximation à confondre mobilité électronique et mobilité de HALL.

La comparaison théorie/expérience montre un accord satisfaisant pour $x < 0.3$. La mobilité théorique est légèrement plus élevée que celle mesurée, mais cet écart théorie/expérience est classique et peut s'expliquer par le caractère idéal du matériau simulé (pas de dopage résiduel, ni de défaut...). L'accord est nettement moins bon pour $x > 0.4$, cependant il faut remarquer que dans cette gamme les mobilités, donc les vitesses, sont très faibles et qu'il est difficile d'obtenir des résultats Monte-Carlo précis en un temps raisonnable (grand nombre d'interactions et forte amplitude des fluctuations de vitesse).

Cependant, la forme générale de l'évolution de la mobilité avec x est correctement reproduite et l'accord est quantitativement satisfaisant pour les compositions que nous utiliserons par la suite ($x < 0.4$).

1.2.2 Etude du $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$

Nous avons étudié les matériaux de composition $x = 0.3$ et $x = 0.2$, dans une large gamme de champ, pour des dopages de $N_D = 0$ et $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et des températures de 300 K et 77 K.

Les résultats sont présentés sur les figures 3 à 5.

1. influence de la composition

On remarque que, dans cette gamme de composition, l'accroissement de x entraîne la diminution de la mobilité faible champ, mais aussi celle de la vitesse pic et de la vitesse à champ élevé. L'évolution de l'énergie a l'allure classique pour les composés III-V, d'abord quasi-parabolique aux faibles champs, puis s'infléchissant et présentant une sorte de "plateau" à une valeur correspondant approximativement à l'espacement vallée centrale-vallée satellite.

Ceci se retrouve sur la figure (5), présentant l'évolution avec le champ des populations électroniques des différentes vallées. On remarque que le transfert en vallée satellite s'effectue entre 5 et 10 kV/cm, ce qui correspond à la zone de mobilité

différentielle négative. Notons également que pour $x = 0.3$, les vallées L et X sont très voisines en énergie et se peuplent "en même temps". A cette composition les vallées satellites sont d'ailleurs légèrement peuplées même à champ faible.

2. influence du dopage

L'augmentation du dopage, entraîne une dégradation de la vitesse, particulièrement sensible aux faibles champs. Si la vitesse pic est fortement réduite, les vitesses aux champs élevés le sont beaucoup moins, ce qui entraîne une diminution de l'effet de mobilité différentielle négative. Ces considérations sont résumées dans le tableau 3.

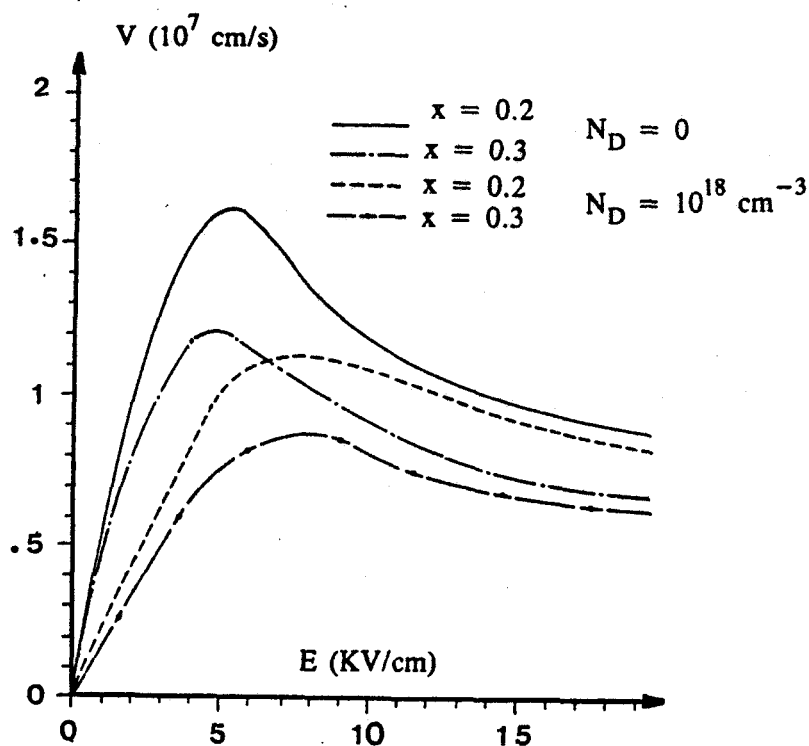


figure 3

Caractéristiques de vitesse pour deux valeurs de la composition et du dopage

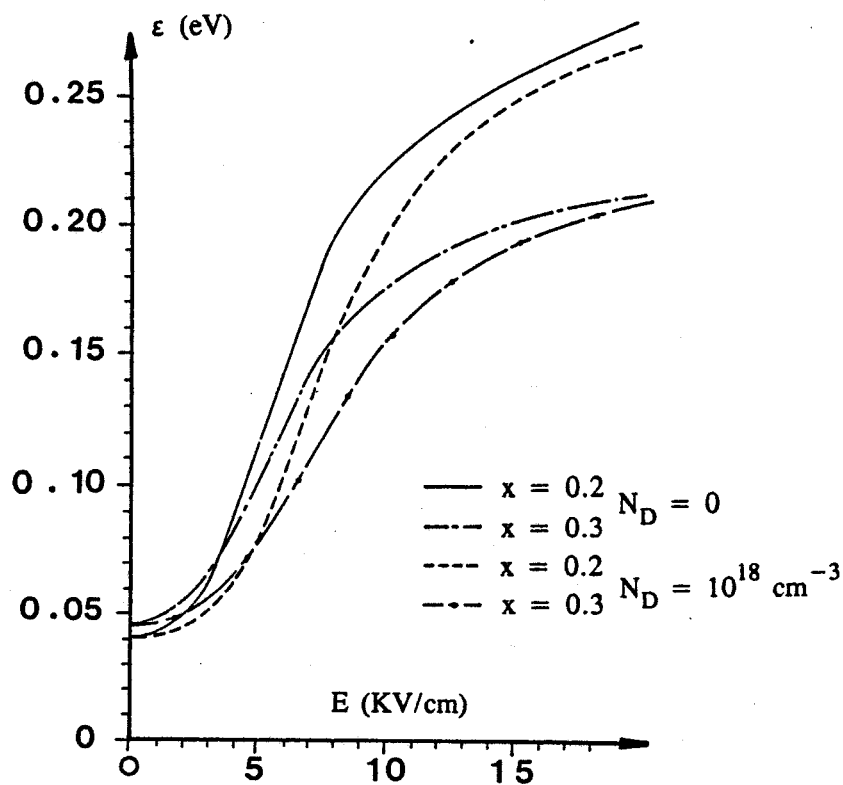


figure 4

Caractéristiques d'énergie pour deux valeurs de la composition et du dopage

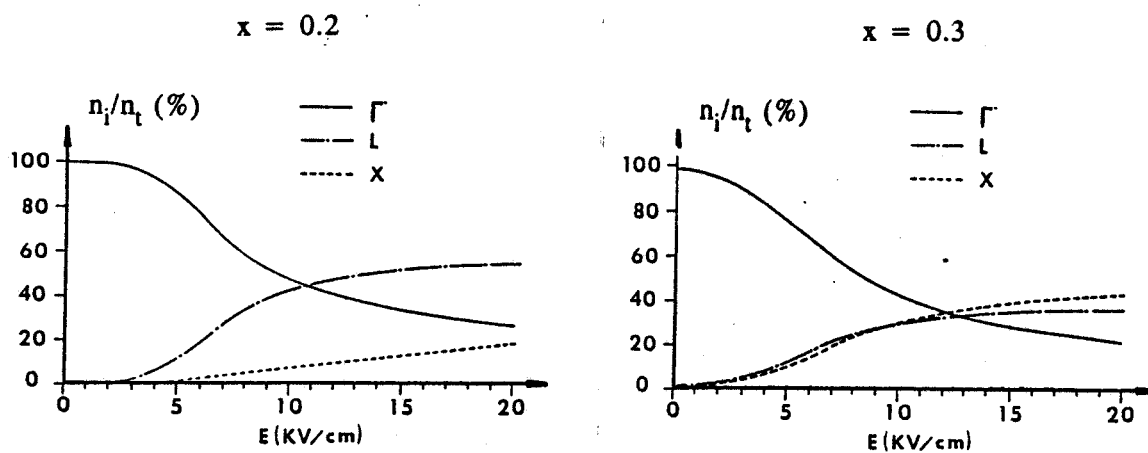


figure 5

Répartitions des électrons par vallées en fonction du champ électrique

tableau 3

T = 300 K

composition x	dopage N_D (cm^{-3})	mobilité μ ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	vitesse pic V_p (10^7 cm/s)	vitesse à E=20KV/cm (10^7 cm/s)
0.2	0	5000	1.6	0.9
	10^{18}	2300	1.1	0.85
0.3	0	4500	1.2	0.7
	10^{18}	1700	0.9	0.65

3. influence de la température

Nous avons repris cette étude pour la température de l'azote liquide, les caractéristiques champ-vitesse sont présentées sur la figure 6. On y observe comme prévu des vitesses plus élevées qu'à température ambiante, l'effet étant particulièrement marqué sur les vitesses à faible champ et la vitesse pic.

Les différents résultats sont résumés dans le tableau 4.

Le tableau 4 montre que la dégradation de la mobilité avec le dopage est plus marquée à basse température qu'à température ambiante.

tableau 4

T = 77 K

composition x	dopage N_D (cm^{-3})	mobilité μ ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	vitesse pic V_p (10^7 cm/s)	vitesse à E=20KV/cm (10^7 cm/s)
0.2	0	29000	2.65	1.5
	10^{18}	4500	2.	1.4
0.3	0	28000	2.4	1.3
	10^{18}	4400	1.75	1.15

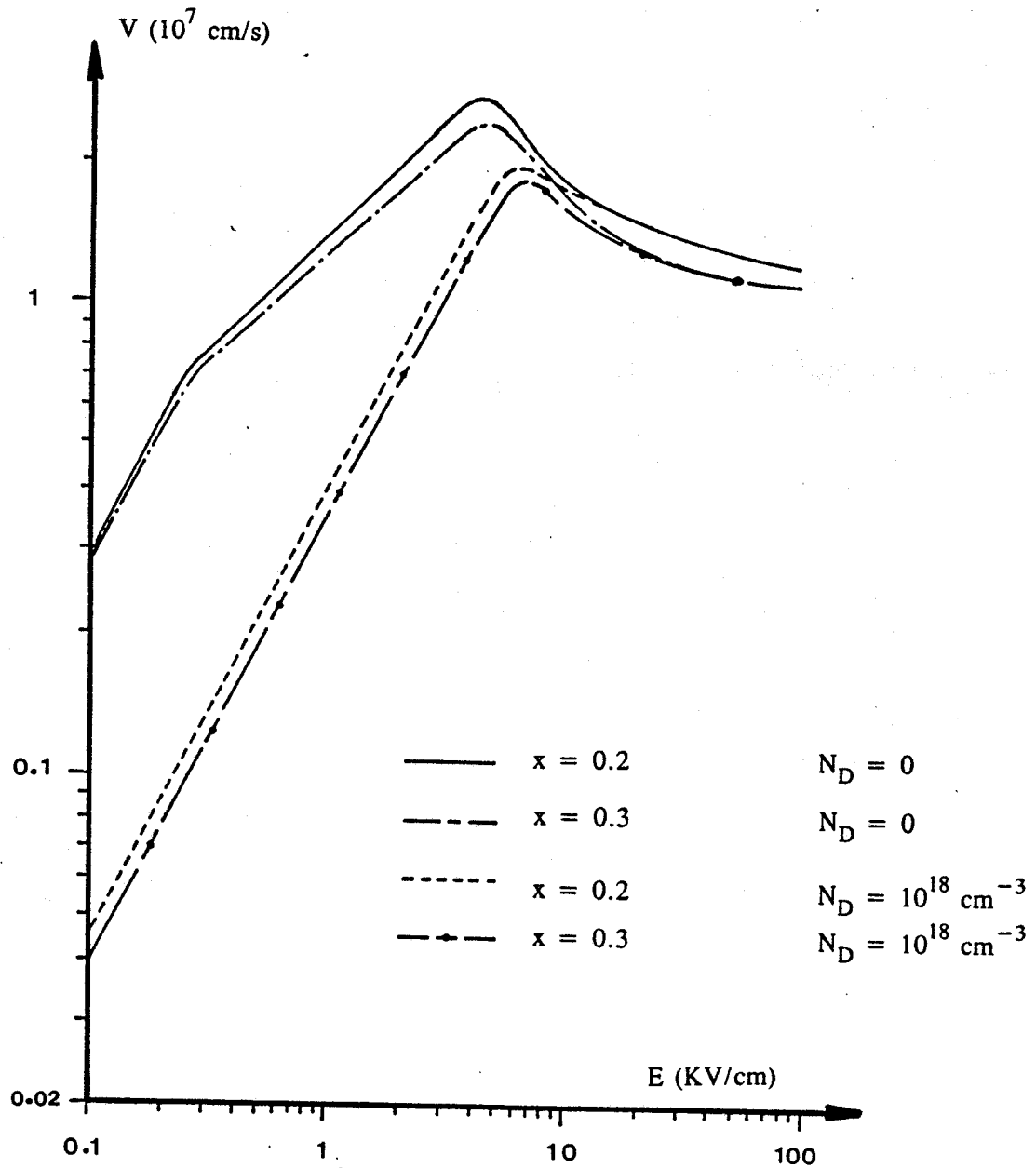


figure 6

Caractéristiques de vitesse pour deux valeurs de la composition et du dopage

$T = 77 \text{ K}$

1.3 Niveaux donneurs dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ de type N

Les théories concernant les niveaux donneurs du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopé N doivent expliquer le comportement "curieux" de ce matériau dans la gamme de concentration $0.2 < x < 0.4$. Les phénomènes observés sont les suivants [13,14] :

La concentration d'électrons libres est notablement inférieure à celle du dopant incorporé, de plus elle décroît fortement lorsque la température est abaissée à moins de 100K et des phénomènes de photoconductivité persistante sont alors observés.

Pour interpréter ces phénomènes, il est nécessaire de supposer l'existence d'au moins un niveau donneur profond, généralement nommé "centre DX". SCHUBERT et PLOOG ont proposé le modèle suivant [14] :

- Il existe 2 niveaux donneurs principaux :
 - l'un a une énergie d'activation E_{SD} de l'ordre de 6 meV et il est dominant pour $x < 0.2$,
 - l'autre est un niveau profond, d'énergie d'activation E_{DD} valant 150 meV environ. Il est dominant pour $x \sim 0.4$.
- Pour une concentration de dopant donnée, lorsque x varie de 0.2 à 0.4, le nombre de centres profonds augmente au dépend du nombre de centres peu profonds. Ainsi, bien que E_{SD} et E_{DD} ne varient pas sensiblement avec x , l'énergie d'activation apparente évolue elle notablement [14].

Si les niveaux profonds ont été étudiés essentiellement pour $x > 0.2$, il a néanmoins été montré qu'ils existaient également à des compositions plus faibles, lorsque la concentration de dopant devient très importante (supérieure à 10^{18} cm^{-3} typiquement) [15]. Signalons également que la réalité est probablement plus complexe que ce qui vient d'être décrit et que les niveaux donneurs sont vraisemblablement en nombre supérieur à deux [16].

Quoiqu'il en soit, l'existence de centres donneurs profonds peut influencer notablement sur le fonctionnement des composants à hétérojonctions, puisqu'elle entraîne une diminution du nombre d'électrons transférés et l'apparition d'effets néfastes à basse température [17 à 20]. Notre modélisation n'en tient pas compte, mais il faudra avoir ce fait présent à l'esprit pour comparer nos résultats avec les résultats expérimentaux.

1.4 Valeur de la discontinuité de bande de conduction ΔE_c

Bien que la quantité ΔE_c conditionne dans une large mesure les performances des composants à hétérojonctions, sa valeur exacte est sujette à controverse. Ceci est dû à ce qu'elle n'est pas accessible directement et que sa détermination expérimentale se fait par des méthodes indirectes dont les résultats sont parfois d'interprétation délicate, car nécessitant une bonne connaissance des paramètres des matériaux et de la structure. Parmi les méthodes les plus populaires, citons les méthodes optiques (absorption, photoluminescence) [21] et l'examen des caractéristiques C(V) [22].

De nombreuses études ont été faites concernant la gamme de composition $x < 0.45$ correspondant au matériau à gap direct. On peut considérer comme acquis que :

- ΔE_c est indépendant de la structure étudiée [23] et de l'orientation cristallographique [24].
- Si ΔE_g est la différence de largeurs de bande interdite entre $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x$ et GaAs, on peut écrire $\Delta E_c = a \Delta E_g$ et négliger en première approximation la dépendance de a avec x , pour $x < 0.45$ [23].

Quelques unes des valeurs du rapport a , obtenues par diverses méthodes sont reportées dans le tableau 5.

tableau 5
valeurs de $a = \Delta E_c / \Delta E_g$ recueillies dans la
littérature

Référence	Méthode	Valeur de a
Dingle 1975 [21]	optique	0.85
Miller 1984 [25]	optique, autres paramètres du matériau	0.57
Dungan 1985 [26]	optique	0.65
Meynadier 1985 [27]	optique (photoluminescence)	0.59
Watanabe 1985 [23]	C (V)	0.62
Norris 1985 [28]	C(V) : deux résultats différents suivant l'énergie d'activation du niveau donneur : E_d	0.76 pour $E_d=66$ meV 0.66 pour $E_d=30$ meV
Solomon 1983 [29]	analyse de la caractéristique I(V) d'un n-S.I.S.	0.75
Wang 1985 [24]	analyse du transfert de charge	0.61
Haase 1987 [30]	réponse spectrale d'une photo-diode	0.63
Chen 1987 [31]	photoélectrique	$0.69 \pm 0.05 - 0.58 \pm 0.05$
Unlu 1986 [32]	théorie	0.53 - 0.63

Comme on le voit, les valeurs sont dispersées, mais un consensus semble se dessiner autour d'une valeur de a voisine de 0.6. Nous avons choisi la valeur proposée par WATANABE [23] : $a = 0.62$, ce qui compte tenu des valeurs de E_g fournies dans la section 1.1.1 donne :

$$\Delta E_c = 0.62 \Delta E_g = 0.67x + 0.27x^2 \text{ (gap direct)}$$

Les études concernant les compositions x supérieures à 0.45 sont beaucoup moins nombreuses, parmi celles ci citons celle de HAASE [30] qui propose :

$$\Delta E_v \sim 0.46x \text{ (eV)}$$

$$\Delta E_c = \Delta E_g - \Delta E_v$$

On peut également choisir de considérer que la formule, donnant la discontinuité de bande de valence fonction de x pour le matériau à gap direct, reste valable pour tout x [33].

$$\begin{aligned} \text{soit : } \Delta E_v &= 0.413x + 0.166x^2 \\ \Delta E_c &= \Delta E_g - \Delta E_v \\ &= 0.475 - 0.31x \end{aligned}$$

Chapitre 2

ETUDE COMPLETE D'UN CAS "TYPIQUE"

2.1 Introduction. Structure simulée

Dans ce chapitre, nous nous proposons de mettre en évidence les principaux phénomènes physiques qui interviennent dans le fonctionnement d'un T.E.G.F.E.T. à grille submicronique. Nous nous intéresserons particulièrement aux effets bidimensionnels et de dynamique non stationnaire, pour l'étude desquels notre modèle est le mieux adapté.

Pour ce faire, nous considérerons une structure simple mais "typique" et nous observerons l'évolution des différentes grandeurs physiques "internes" (répartition des porteurs, énergie, vitesse, distribution selon les vallées ...) pour différentes polarisations de grille et de drain. Nous nous limiterons à l'étude du régime statique, et nous ne considérerons pour l'instant que le fonctionnement à température ambiante.

La structure étudiée est présentée sur la figure 7. Bien que la simulation puisse s'appliquer à des structures quelconques, nous nous sommes volontairement limités à une géométrie très simple (structure planaire non recessée), de façon à mieux distinguer les phénomènes importants. Nous n'avons considéré que deux couches :

- $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$, $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $a = 400 \text{ \AA}$
- GaAs intrinsèque

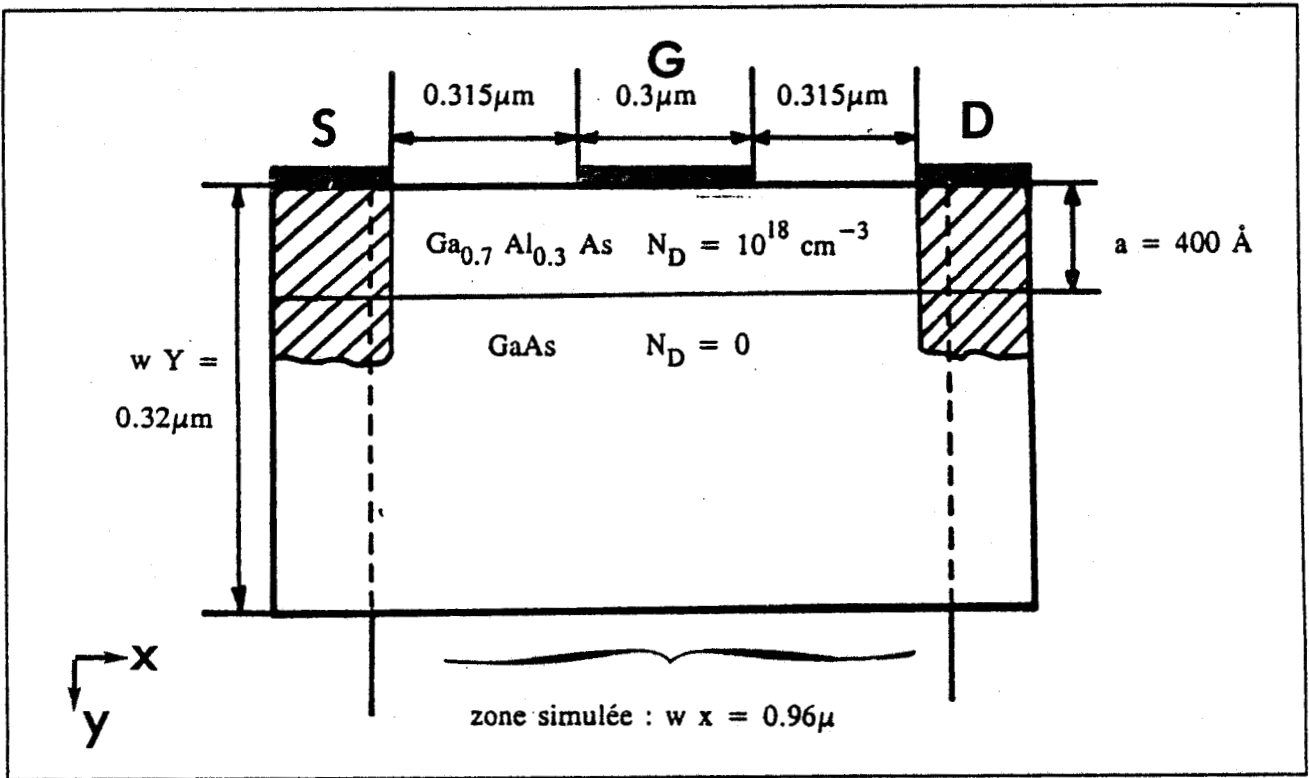


figure 7

Structure simulée

Nous avons également utilisé dans ce cas une description simplifiée des régions de source et de drain. En effet, dans un composant réel, des zones surdopées sont réalisées par implantation ionique avant la métallisation des contacts ohmiques [34], la prise en compte de ces zones nécessite de considérer un grand nombre de particules, sans pour autant apporter d'informations très intéressantes. Nous avons donc considéré que ces zones surdopées étaient quasi-équipotentiellles et nous n'avons simulé que la partie centrale du composant. Cette approximation revient à négliger la résistance des contacts de source et de drain, ce qui modifie les caractéristiques courant-tension, mais influe peu sur les phénomènes physiques dont la structure est le siège.

Pour simuler ce composant, nous avons utilisé un pas de temps $DT = 4 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ et une discrétisation spatiale de $25 \text{ \AA}^\circ$ selon y et $1.50 \text{ \AA}^\circ$ selon x . Nous avons simulé 2048 particules pendant 80 ps.

Le précision du modèle peut être estimée :

- en comparant les résultats obtenus en utilisant des séries de nombres aléatoires différentes,
- ou en observant les fluctuations au cours du temps des différentes grandeurs, une fois le régime statique atteint.

Nous obtenons ainsi, pour une polarisation de drain $V_{ds} = 2.0 \text{ V}$ et à canal ouvert, une précision meilleure que 2% sur le courant et que 1% sur la charge stockée sous la grille.

Le temps calcul nécessaire pour traiter un cas, correspondant à une polarisation de grille et de drain donnée, est toujours inférieur à 40 mn sur un IBM 3090.

2.2 Mécanismes physiques accompagnant la commande de charge

Nous allons étudier dans ce chapitre le fonctionnement du composant pour différentes valeurs des polarisations de drain V_{ds} et de grille V_{gs} .

Nous adopterons tout au long de ce mémoire la convention suivante :

Pour décrire la polarisation de grille, nous nous référons toujours à la "tension interne", tenant compte à la fois du potentiel extérieur appliqué et du potentiel de built-in du contact Schottky V_{bi} : $V_{gs \text{ interne}} = V_{gs \text{ appliqué}} - V_{bi}$.

Le potentiel V_{bi} dépend de la nature et du dopage du matériau sur lequel est déposé la Schottky et sera donc différent selon le composant étudié. En utilisant la quantité $V_{gs \text{ interne}}$, nous pourrions comparer les différents cas de façon plus significative.

Dans le cas de l'or sur $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, V_{bi} est donné en fonction de x par [35] :

$$V_{bi} \approx 0.9 + 0.66 x \text{ (eV) pour } x < 0.45$$

Dans notre cas, pour $x = 0.3$, $V_{bi} \approx 1.1$ et $V_{gs \text{ interne}} = V_{gs \text{ appliqué}} - 1.1$ (volts).

Précisons également un point de vocabulaire : nous considérons toujours $V_{gs \text{ interne}}$ en valeur algébrique, et par exemple nous dirons que cette quantité croît lorsqu'elle passe de -1 V à -0.8 V .

Dans cette section la tension V_{ds} sera fixée à 2 V , ce qui correspond au régime de courant saturé (partie quasi-horizontale de la courbe $I_d(V_{ds})$), et nous considérerons successivement plusieurs valeurs de $V_{gs \text{ interne}}$.

Figure 8-a
Densité surfacique
 $V_{ds}=2.0V$

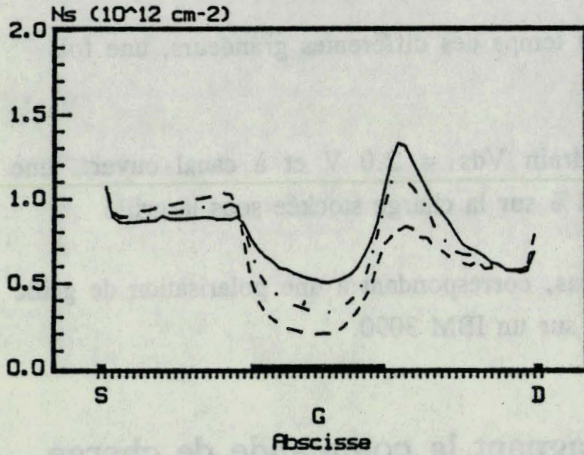


Figure 8-b
Champ électrique E_y
 $V_{ds}=2.0V$

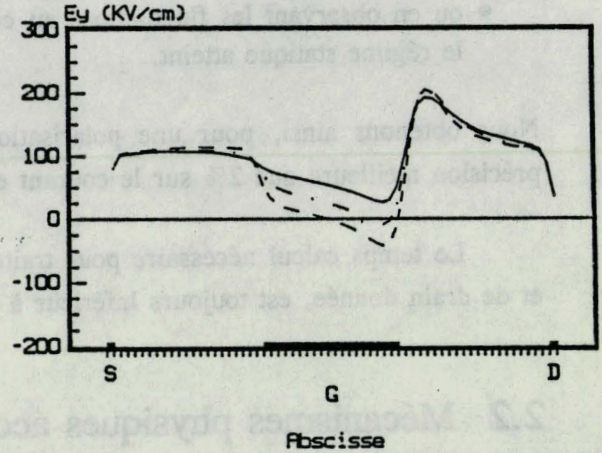


Figure 8-c
Potentiel électrostatique
 $V_{ds}=2.0V$

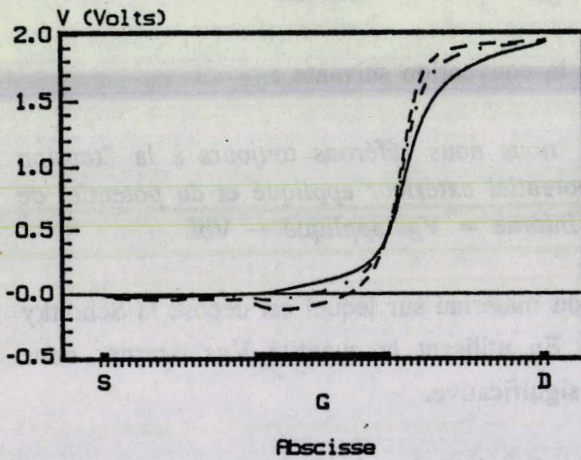
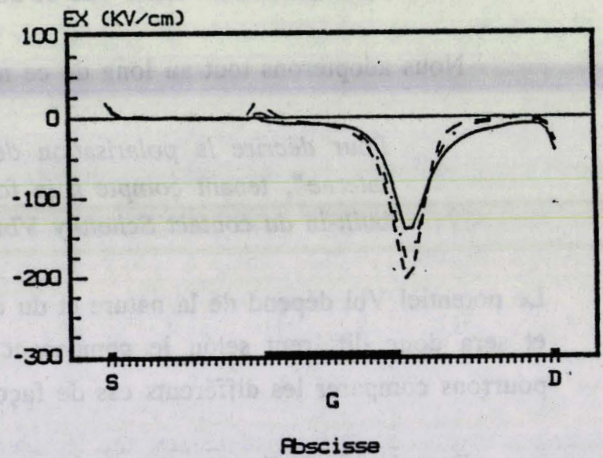


Figure 8-d
Champ électrique E_x
 $V_{ds}=2 V$



$V_{gs}-V_{bi}$ -- -1.2 volts
 - - -1.0 Volts
 — -0.8 Volts

figure 8

Grandeurs physiques dans la structure

2.2.1 Etude au voisinage de $V_{gs} \text{ interne} = -1.0 \text{ V}$

Cette gamme de polarisation de grille est particulièrement intéressante, car elle correspond à une commande optimale du gaz bidimensionnel d'électrons et donc aux meilleures valeurs de la transconductance et de la fréquence de coupure.

Nous présentons sur la figure 8, les évolutions en fonction de l'abscisse x :

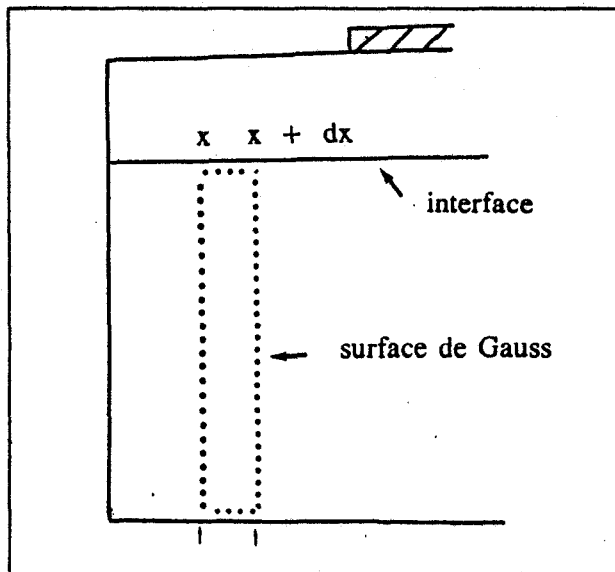
- du potentiel $V(x)$ et des composantes parallèle E_x et transverse E_y du champ électrique, calculées au voisinage de l'interface, côté GaAs,
- de la charge surfacique $N_s(x)$, calculée par :

$$n_s(x) = \int_{\text{GaAs}} n(x, y) dy$$

$n(x, y)$ étant la densité d'électrons libres au point (x, y) , $n_s(x)$ représente une charge totale, qui inclut les électrons de haute énergie qui ne peuvent être considérés comme bidimensionnels.

Commençons par observer l'évolution de n_s en fonction de l'abscisse x . La figure 8-a montre que n_s atteint sous la grille sa valeur minimale, d'autant plus faible que V_{gs} est faible, ce qui est conforme à l'effet attendu du contrôle de grille. Cependant n_s se met à croître en fonction de l'abscisse avant la fin de la grille, et cette croissance l'amène à prendre sa valeur maximale en fin de grille. Cet effet qui contrarie le contrôle de charge est de nature purement bidimensionnel et pour l'interpréter il faut se référer aux évolutions de E_x et E_y le long du canal.

n_s peut s'exprimer simplement en fonction de E_x et E_y . Pour cela écrivons le théorème de Gauss appliqué à une surface limitée par le plan de l'hétérojonction, le "fond" du composant et les plans d'abscisses x et $x + dx$. Compte tenu de la nullité de E_y sur la partie inférieure du composant (condition de Neumann), on peut écrire, en notant E_{y1} le champ transverse à l'interface :



$$\begin{aligned}
 & -E y_I dx + \int_{GaAs} E x (x + dx, y) dy - \int_{GaAs} E x (x, y) dy \\
 & \approx dx \left(\int_{GaAs} \frac{\partial E x}{\partial x} dy - E y_I \right) = -\frac{q}{\epsilon} dx \int_{GaAs} n (x, y) dy
 \end{aligned}$$

Finalement, on obtient n_s sous la forme

$$n_s (x) = \frac{\epsilon}{q} E y_I (x) - \frac{\epsilon}{q} \int_{GaAs} \frac{\partial E x}{\partial x} dy \quad (2-1)$$

Le premier terme existe seul dans le cas unidimensionnel (composant très long), tandis que le second traduit les effets bidimensionnels. Ces deux termes agissent de façon contradictoire, en effet l'action de la grille diminue le champ transverse $E y_I$ (figure 8-b), mais entraîne aussi de fortes variations spatiales du champ parallèle $E x$ et donc des valeurs importantes de $\frac{\partial E x}{\partial x}$ (figure 8-d).

Regardons de plus près ce qui se passe dans la zone centrée autour de la fin de la grille (figure ci-contre). Nous voyons que E_x présente un pic assez marqué dans cette zone. Dans la première moitié de ce pic (région a) E_x est rapidement décroissant et donc le terme en $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ contribue positivement à n_s d'après (2.1), ce qui fait que n_s ne s'annule pas, alors que E_{y1} prend des valeurs très faibles, voire négatives. Dans la deuxième moitié du pic (région b) $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ devient brutalement très positif et le terme correspondant dans (2.1) contribue alors négativement à n_s . Cependant, n_s ne peut devenir négatif, ni même subir des variations trop brutales, ce qui entraînerait un fort courant de diffusion. C'est pourquoi la variation de $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ doit être compensée par une variation de E_y . Celle-ci est en effet observée sur la figure 8-b, où l'on voit que E_y prend juste après la fin de grille une valeur très importante. Finalement sous l'effet successivement de la variation de E_x puis du champ E_y , n_s prend sa valeur maximum dans la zone de sortie de grille

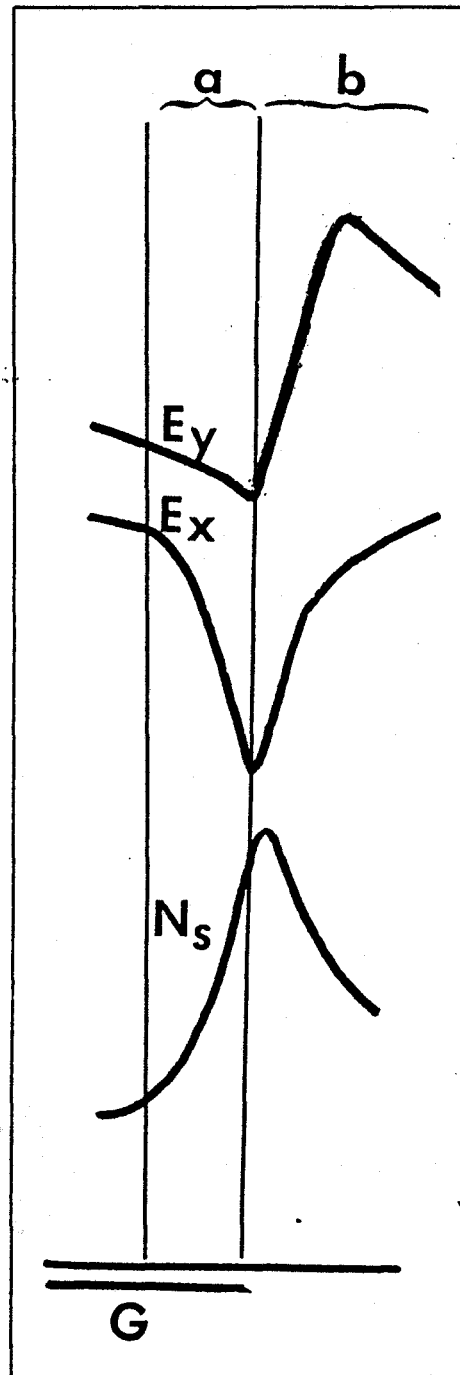


figure 9-a

Densité de porteurs en fonction de y pour différentes abscisses

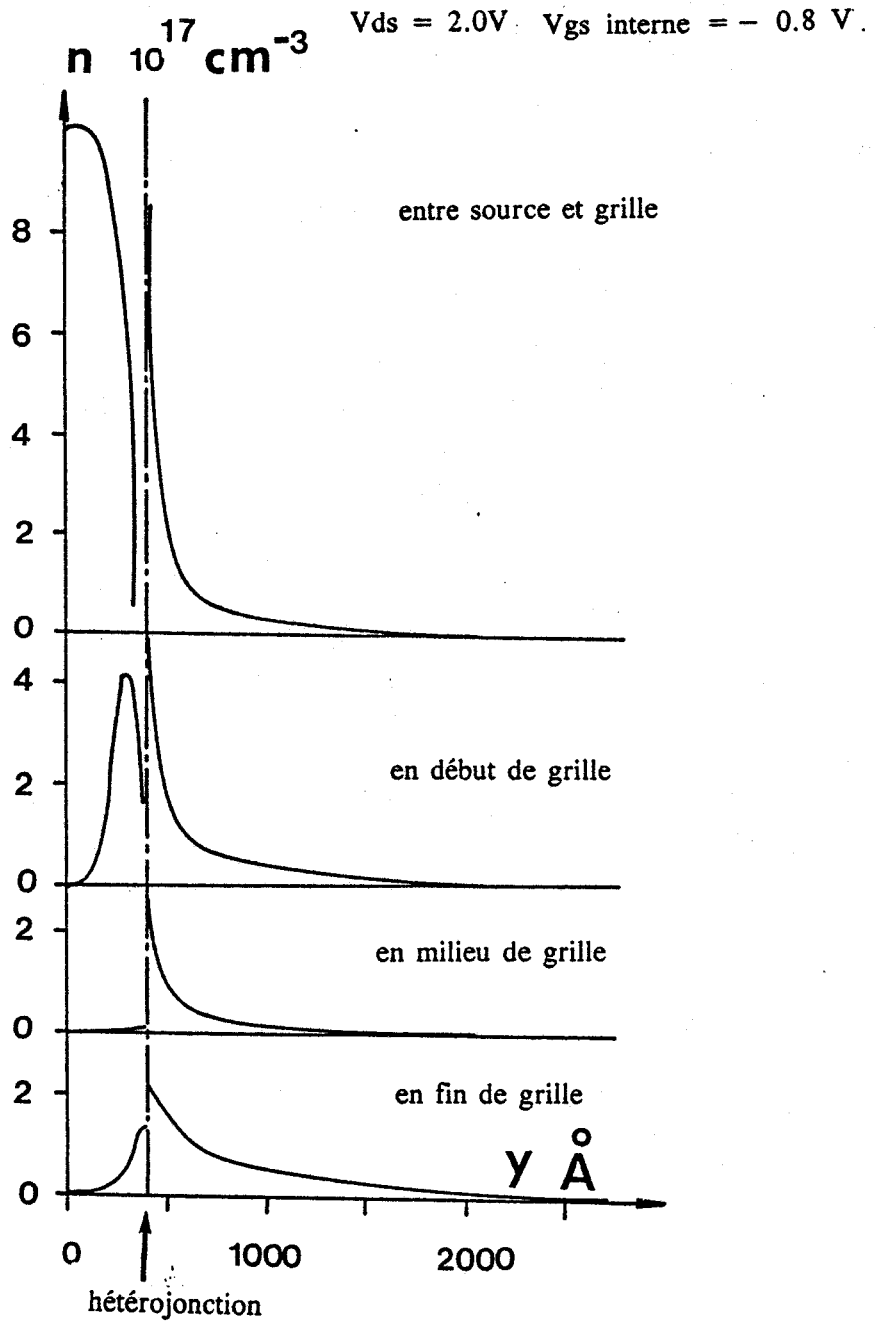


Figure 9-b
Distance moyenne à l'interface
des électrons du GaAs

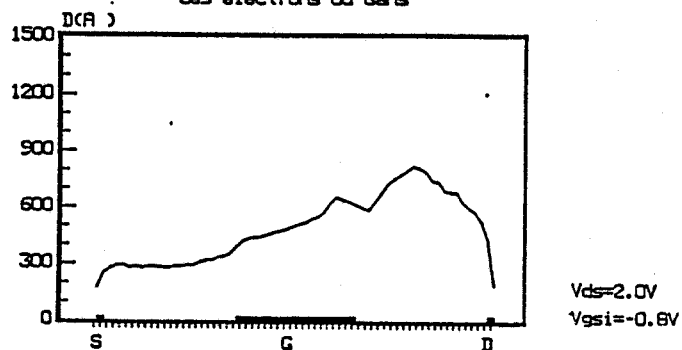


Figure 10-a
Energie moyenne
 $V_{ds}=2.0$ V

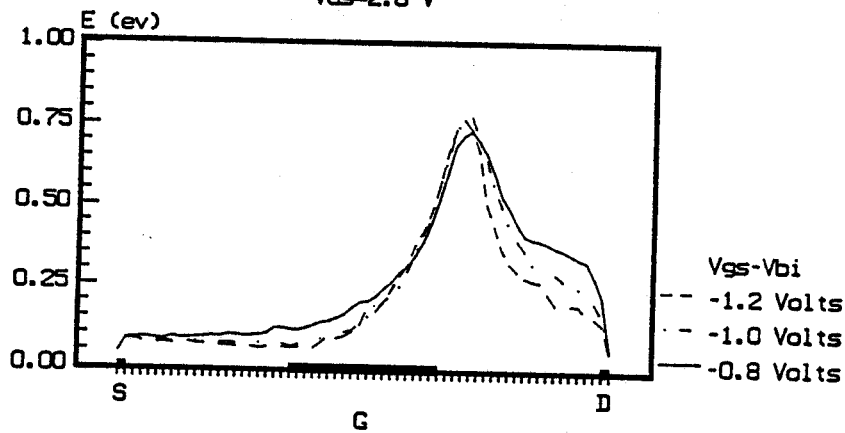


Figure 10-b
Vitesse moyenne à l'interface
 $V_{ds}=2.0$ V

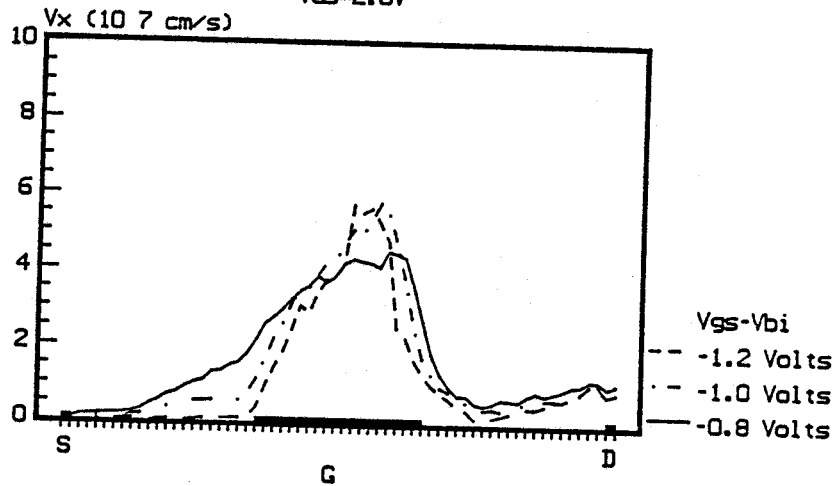


Figure 10-c
Proportion de porteurs en vallées hautes
 $V_{ds}=2.0$ V $V_{gs}-V_{bi}=-1.0$ V

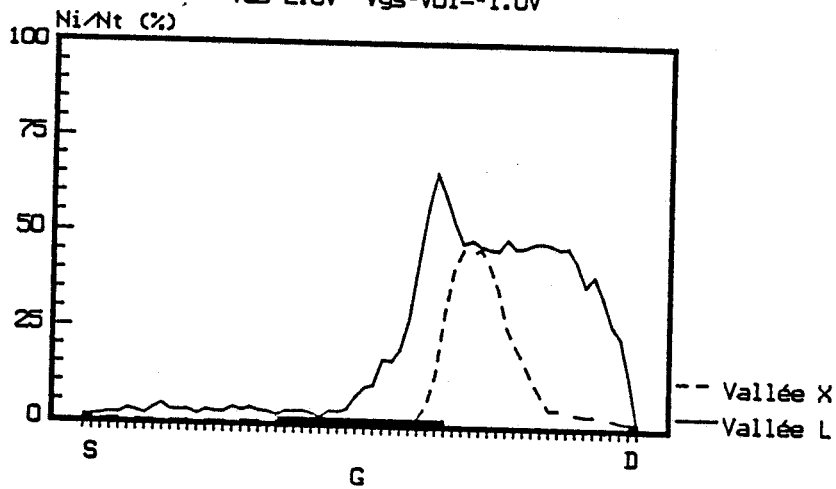


figure 10

Grandeurs caractérisant la dynamique des porteurs

Figure 11-a
Densité de courant J_y à l'interface
 $J_y > 0$: transferts GaAlAs vers GaAs
 $J_y < 0$: transferts GaAs vers GaAlAs

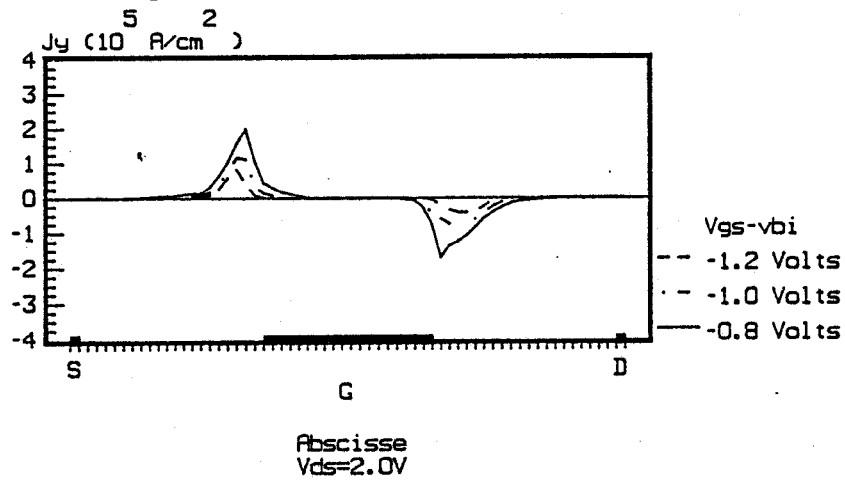
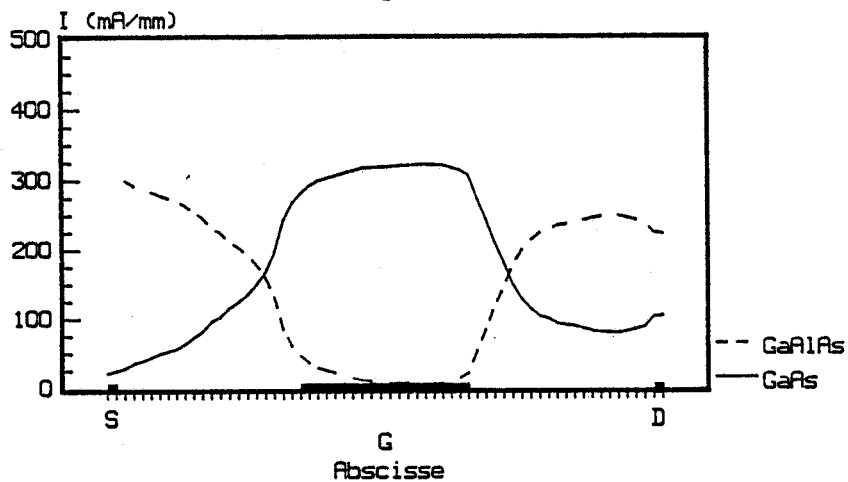


Figure 11-b
Courants transportés par le
GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.8V$



$V_{DS} = 2.0V$; $V_{GS} = -0.8V$; $WY = 0.32\mu\text{m}$; $WZ = 0.96\mu\text{m}$

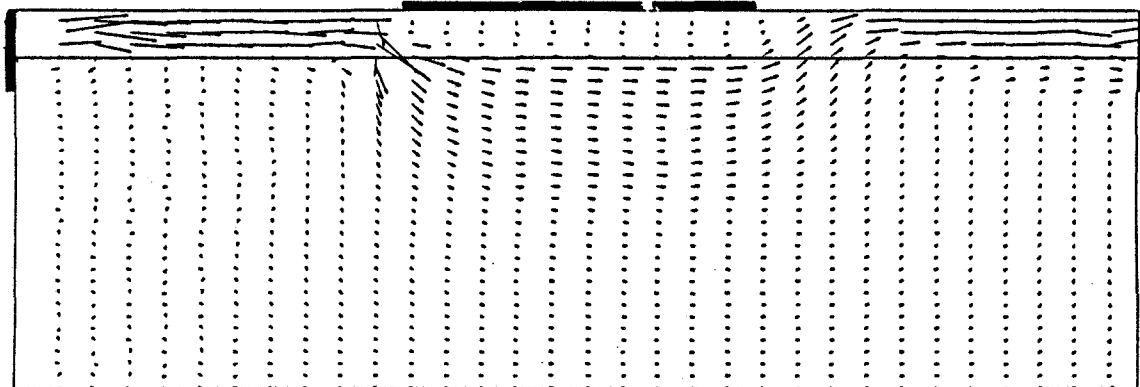


figure 11 c

Représentation bidimensionnelle du vecteur densité de courant dans la structure

$$V_{ds} = 2.0V \quad V_{gs} - V_{bi} = -0.8V$$

Les transferts dans l'espace réel sont visibles dans la région de sortie de grille

De tels effets bidimensionnels sont connus pour le M.E.S.F.E.T., et ils donnent lieu à l'existence d'une "charge injectée" [36], phénomène dont nous retrouvons l'analogie ici.

Nous allons maintenant nous intéresser de plus près à la façon dont sont répartis les porteurs dans la structure. Dans ce but, nous avons représenté sur la figure 9-a, les profils de densité de porteurs selon l'axe Oy pour différentes abscisses x. Nous pouvons constater que, si dans l'espace source grille le GaAlAs n'est déserté qu'au voisinage de l'hétérojonction, dès que l'effet de grille se fait sentir la région située au voisinage de ce contact se dépeuple, ce qui aboutit à une désertion presque totale de cette couche en milieu de grille. Dans le même temps la densité d'électrons accumulés à l'interface diminue, mais leur distribution "s'étale" notablement, effet illustré sur la figure 9-b où est représentée la distance moyenne à l'interface des électrons du GaAs. Ceci correspond à l'effet électrostatique attendu de la grille, qui est de "repousser" les électrons.

Cependant en fin de grille, nous remarquons que le GaAlAs se repeuple au voisinage de l'hétérojonction, ce qui montre que les porteurs du GaAs, échauffés par le champ, ont acquis assez d'énergie pour "retourner" dans le GaAlAs. Ce "transfert dans l'espace réel", dont le principe a été étudié théoriquement [37] et expérimentalement [38], est un phénomène typique de la dynamique d'électrons chauds. Son existence nous convainc que la répartition des porteurs ne peut s'interpréter qu'en tenant compte de leur état, c'est pourquoi nous allons nous intéresser maintenant aux grandeurs caractérisant la dynamique des porteurs dans la structure.

Celles-ci sont représentées sur la figure 10. On voit que l'énergie croît fortement sous la grille et présente un "pic" très important autour de la sortie de grille et que dans cette zone, la quasi totalité des porteurs est en vallée satellite. La vitesse est très importante sous la grille, jusqu'à $5 \cdot 10^7$ cm/s, ce qui correspond à un effet typique de survitesse, mais elle chute après la grille jusqu'à un minimum qui peut être quasi nul. Cette "sousvitesse" s'explique par le fait que les électrons de très haute énergie sont majoritairement en vallées satellites où leur vitesse est très faible, mais aussi par la valeur du champ E_y qui est au moins aussi importante que celle du champ E_x , ce qui tend à rediriger la vitesse perpendiculairement à l'interface. Il en résulte que les électrons peuvent transférer vers le GaAlAs, effet qui est illustré sur la figure 11-a où est représentée la densité de courant transverse à l'interface J_y . On voit que les transferts se situent essentiellement dans deux zones. La première est centrée sur le début de grille où les électrons, sous l'effet électrostatique de la grille sont repoussés du GaAlAs vers le GaAs. La deuxième est située autour de la sortie de grille, zone où les électrons chauds transfèrent vers le GaAlAs.

Il résulte de ceci que, ainsi que l'on peut le voir sur la figure 11-b, le courant est transporté essentiellement par le GaAlAs entre source et grille et entre grille et drain, tandis que sous la grille la conduction se fait essentiellement dans le GaAs. La "connexion" entre les deux canaux GaAs et GaAlAs est permise grâce aux effets de transfert dans l'espace réel et dépendra

donc de la tension de drain qui conditionne l'énergie des porteurs, ainsi que de la hauteur de barrière ΔE_c .

En résumé, nous avons observé que, pour un tel composant à grille courte, sous une forte polarisation de drain :

- Le contrôle de la densité n_s par la grille est contrarié par les effets bidimensionnels.
- La dynamique d'électrons chauds domine le fonctionnement du composant, elle induit des phénomènes de survitesse/sousvitesse, ainsi que des transferts dans l'espace réel.

Nous allons maintenant reconsidérer les différents phénomènes pour d'autres polarisations de grille.

Figure 12-a
Champ électrique E_x
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.6V$

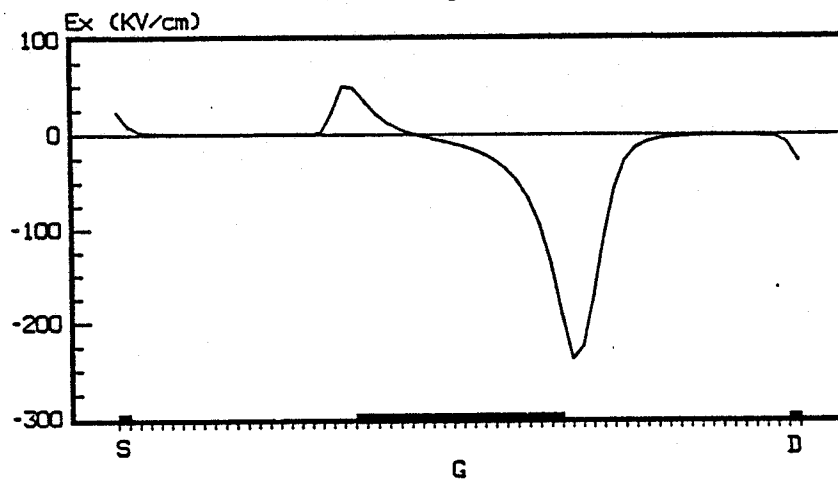


FIGURE 12-b
Champ électrique E_y
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.6V$

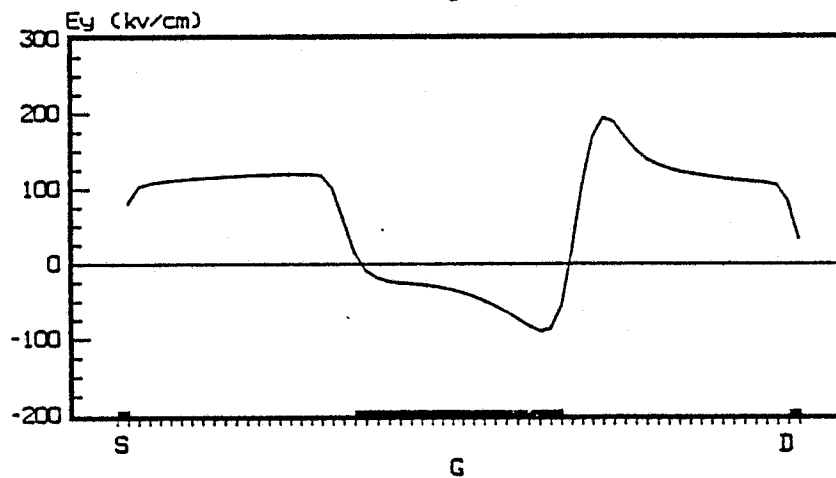


Figure 12-C
Densité surfacique
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.6V$

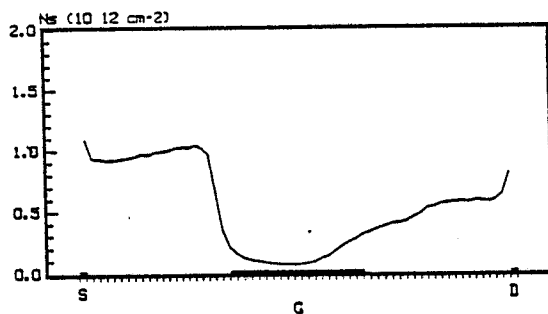


figure 12-d
profil de concentration en fin de grille

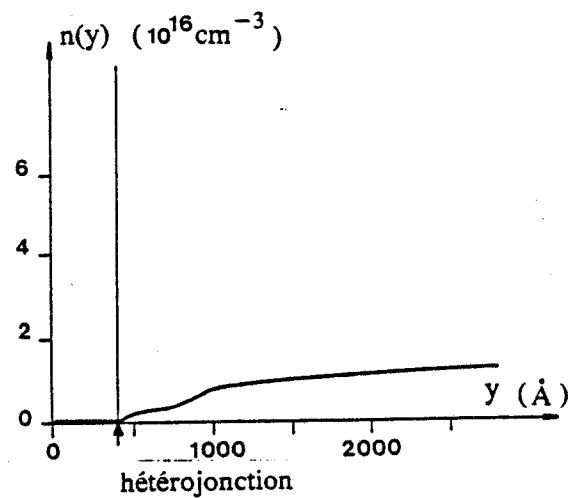


figure 12 Grandeurs physiques dans la structure
(au voisinage du pincement)

Figure 13-a
Chap électrique Ex
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.2V$

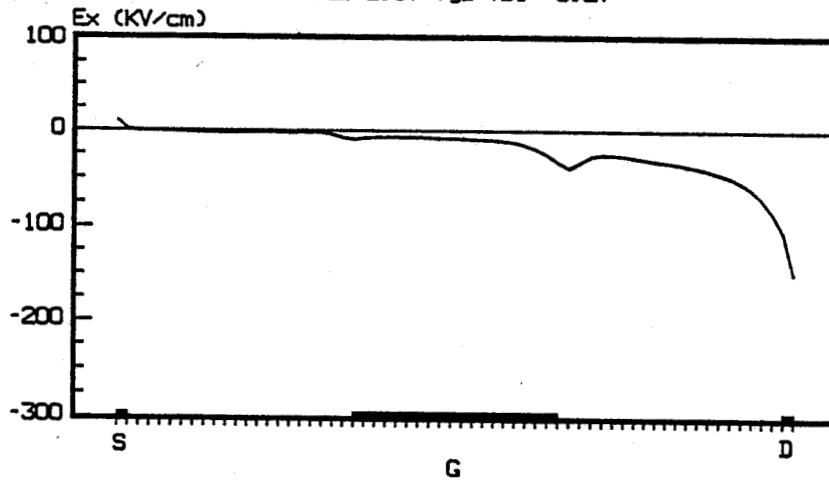


Figure 13-b
Densité surfacique
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.2V$

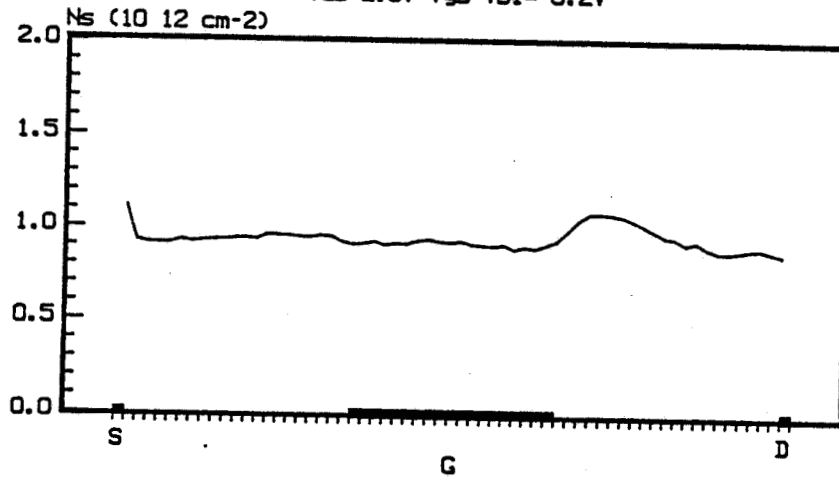


Figure 13-c
Vitesse moyenne à l'interface
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.2V$

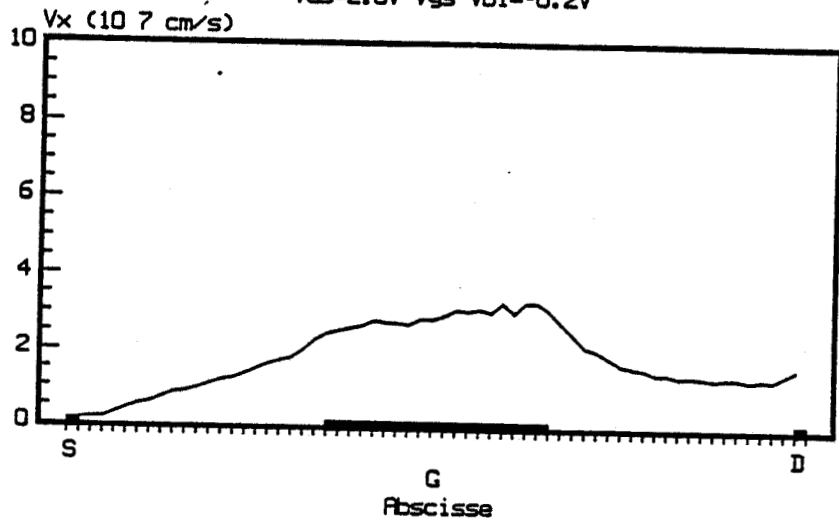


figure 13

Grandeurs physiques dans la structure

(à canal ouvert)

2.2.2 Cas des Vgs internes fortement négatifs

Nous considérons maintenant une tension Vgs interne de -1.6 V, ce qui correspond à peu près au pincement. Les différentes grandeurs E_x , E_y et n_s sont représentées en fonction de l'abscisse sur les figures 12 a, b, c.

Nous voyons que le champ E_x présente deux pics de signes opposés, l'un autour du début de grille, l'autre autour de la fin de grille. Ces deux pics se recouvrent partiellement, ce qui fait que $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ est fortement négatif partout sous la grille. Cela entraîne que n_s est non nul bien que E_y soit négatif partout sous la grille.

Cette charge, due uniquement aux effets bidimensionnels peut être nommée "charge injectée". On se convaincra de la justesse de ce terme au vu de la figure 12-d, sur laquelle est représentée le profil de concentration $n(y)$ en fin de grille et qui montre que les porteurs sont plus nombreux loin de l'interface qu'au voisinage de celle-ci.

L'existence d'une charge dans ces conditions de polarisation traduit la "résistance au pincement" d'un composant à grille courte et, est cause du décalage de la tension de pincement qui est un des effets néfastes de canal court déjà connu pour le M.E.S.F.E.T..

2.2.3 Cas des Vgs internes faiblement négatifs

Nous considérons maintenant une tension Vgs interne de -0.2 V. A l'opposé du cas précédent, l'action de la grille est ici très faible et le canal est complètement ouvert.

Pour les polarisations que nous avons examinées précédemment, les grandeurs électriques et dynamiques variaient essentiellement sous l'effet du potentiel de grille. Celui-ci étant maintenant très peu sensible, les variations spatiales se situeront surtout au voisinage du contact $N - N^+$ de drain. Les évolutions des différentes grandeurs sont présentées sur la figure 13. On y constate que le champ accélérateur E_x est maximum juste avant la zone N^+ de drain et que son allure est assez similaire à celle qu'il aurait dans un composant $N^+ - N - N^+$.

Cette répartition de champ a évidemment des conséquences sur la dynamique des porteurs, qui sont chauds dans tout l'espace grille-drain. L'effet de sur vitesse est beaucoup plus réduit que dans les cas précédents et entre grille et drain la vitesse garde une valeur proche de celle de la vitesse de saturation. La densité n_s est sensiblement constante entre source et drain, ce qui montre que la grille n'agit pas sur le GaAs.

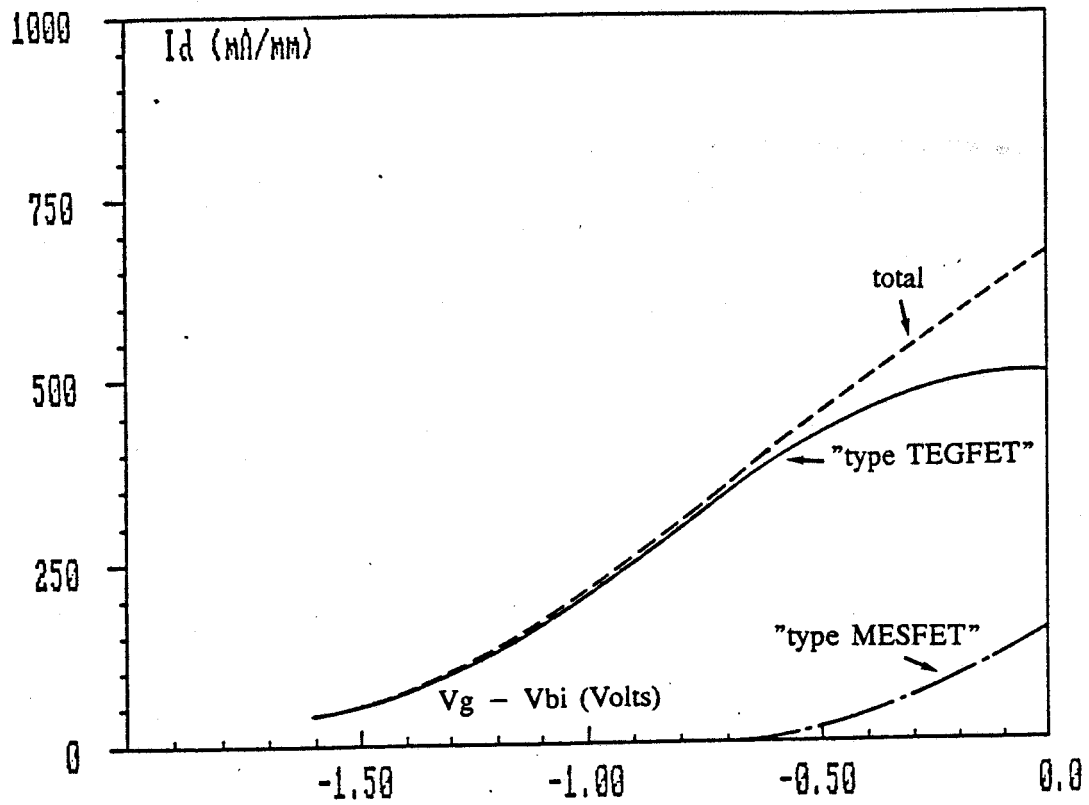


figure 14-a

Evolution en fonction de V_{gs} interne des courants "type MESFET", "type TEGFET", et du courant total

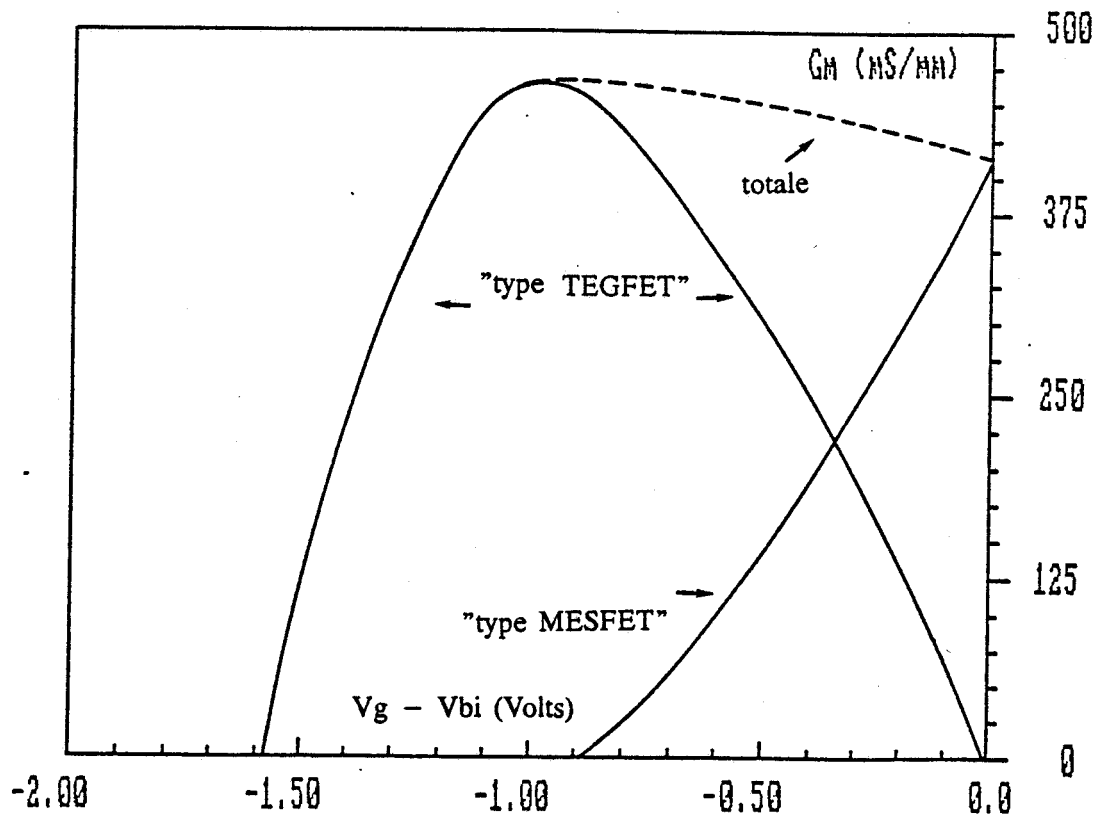


figure 14-b

Evolution en fonction de V_{gs} interne de la transconductance "type MESFET", "type TEGFET", totale

2.2.4 Contrôle du courant et de la charge, caractéristiques de transfert

Nous allons maintenant décrire l'influence de la polarisation de grille sur le courant de drain et la charge stockée sous la grille et en déduire la transconductance G_m , la capacité grille-source C_{gs} et la fréquence de coupure f_c .

Les deux matériaux en présence, ici GaAs et GaAlAs, contribuent tous deux au courant, dans des proportions différentes selon la polarisation. La couche de GaAlAs se comporte "comme un M.E.S.F.E.T.", qui contribue au courant de drain lorsque la tension de grille n'assure pas sa désertion, c'est-à-dire en première approximation lorsque [39] :

$$V_{gs} - V_{bi} > \frac{q N_D}{2 \epsilon} \left(a - \frac{n_{so}}{N_D} \right)^2$$

où a : épaisseur de la couche de GaAlAs

N_D : son dopage

n_{so} : densité de charge transférée pour l'hétérojonction à l'équilibre

n_{so}/N_D : est sensiblement l'épaisseur de GaAlAs désertée par l'hétérojonction.

Soit ici, en prenant $n_{so} = 9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$:

$$V_{gs} - V_{bi} > -0.7 \text{ V}$$

Les évolutions en fonction de $V_{gs} - V_{bi}$ (V_{gs} interne), des courants "M.E.S.F.E.T." : I_M dans le GaAlAs et "purement T.E.G.F.E.T." : I_T dans le GaAs, mesurés à l'abscisse où ce dernier est maximum, sont représentées sur la figure 14-a. La caractéristique I_T ($V_{gs}-V_{bi}$) a une allure sigmoïde. Pour $V_{gs}-V_{bi}$ fortement négatif I_T varie peu, mais reste non nul, ce qui traduit la mauvaise efficacité du contrôle de grille, due aux effets bidimensionnels. Pour $V_{gs}-V_{bi}$ supérieur à -0.8 V le courant I_T amorce une saturation alors que le courant I_M commence à apparaître. Dans cette zone, le contrôle de grille n'agit plus que sur le GaAlAs.

La variation de transconductance en fonction de $V_{gs}-V_{bi}$ est représentée sur la figure 14-b, comme la somme des deux composantes M.E.S.F.E.T. et T.E.G.F.E.T. :

$$G_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_{gs}} = \frac{\partial I_T}{\partial V_{gs}} + \frac{\partial I_M}{\partial V_{gs}}$$

On voit que la contribution de type T.E.G.F.E.T. est maximale pour $V_{gs}-V_{bi} \approx -1. \text{ V}$ et vaut

environ 480 mS/mm, tandis que la contribution "M.E.S.F.E.T." devient dominante pour $V_{gs} - V_{bi} > -0.4$ V. L'existence d'un "courant M.E.S.F.E.T. parasite" est généralement considérée comme la cause probable de la diminution de la transconductance dans cette gamme de polarisation [40], puisque la conduction dans la couche de GaAlAs est moins bonne que dans GaAs. Cependant, cet effet apparaît ici peu marqué. Ceci s'explique, si l'on remarque que :

- Les électrons du GaAlAs, bien que moins mobiles, sont plus proches de la grille que ceux du GaAs, ce qui assure un assez bon contrôle du courant qu'ils transportent.
- Pour les tensions internes voisines de 0 volts, un courant de grille peut exister mais que nous n'en tenons pas compte ici.
- Enfin, les caractéristiques du GaAlAs que nous utilisons sont idéalisées, ce qui nous conduit peut-être à surestimer les vitesses dans ce matériau.

Quoiqu'il en soit, notre modèle permet de bien mettre en évidence le mécanisme du courant M.E.S.F.E.T. parasite. Il est à noter que, pour la polarisation de drain $V_{ds} = 2.0$ V, le GaAlAs conduit pour toute polarisation V_{gs} dans les zones où il est hors du contrôle de la grille, c'est-à-dire du côté source, mais aussi du côté drain car les transferts dans l'espace réel assurent son repeuplement.

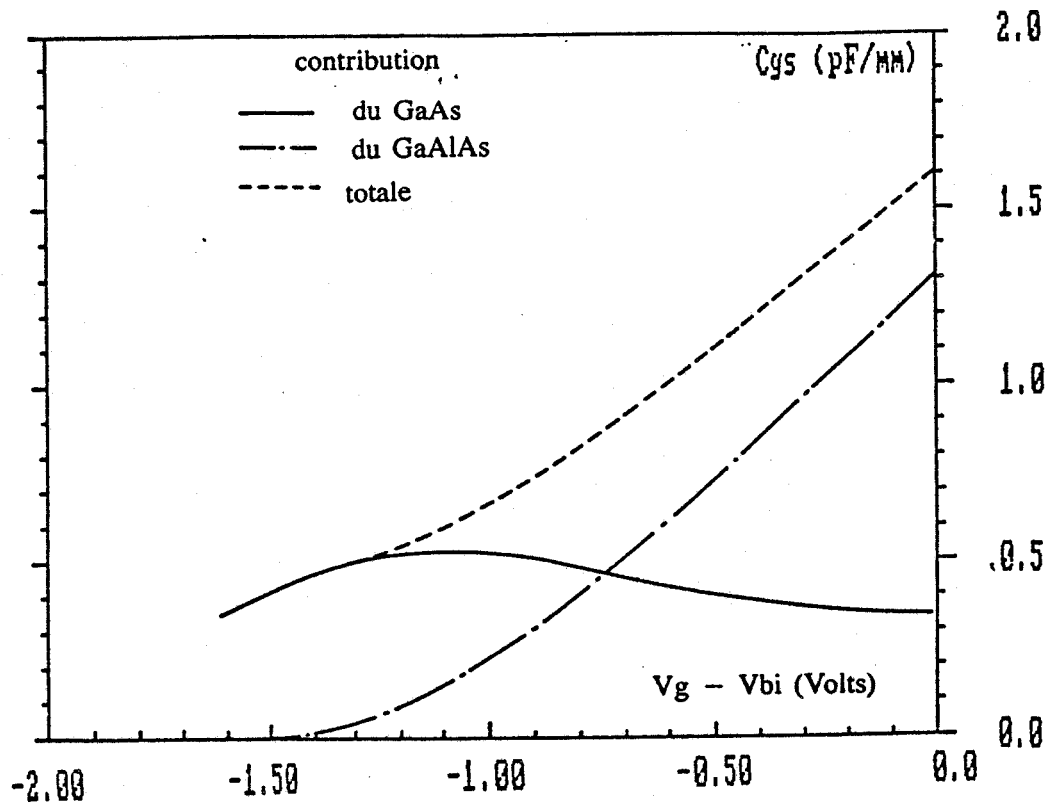


figure 15

Evolution en fonction de V_{gs} interne de la capacité grille-source

La contribution du GaAlAs à cette capacité est représentée en trait mixte, celle du GaAs en trait plein

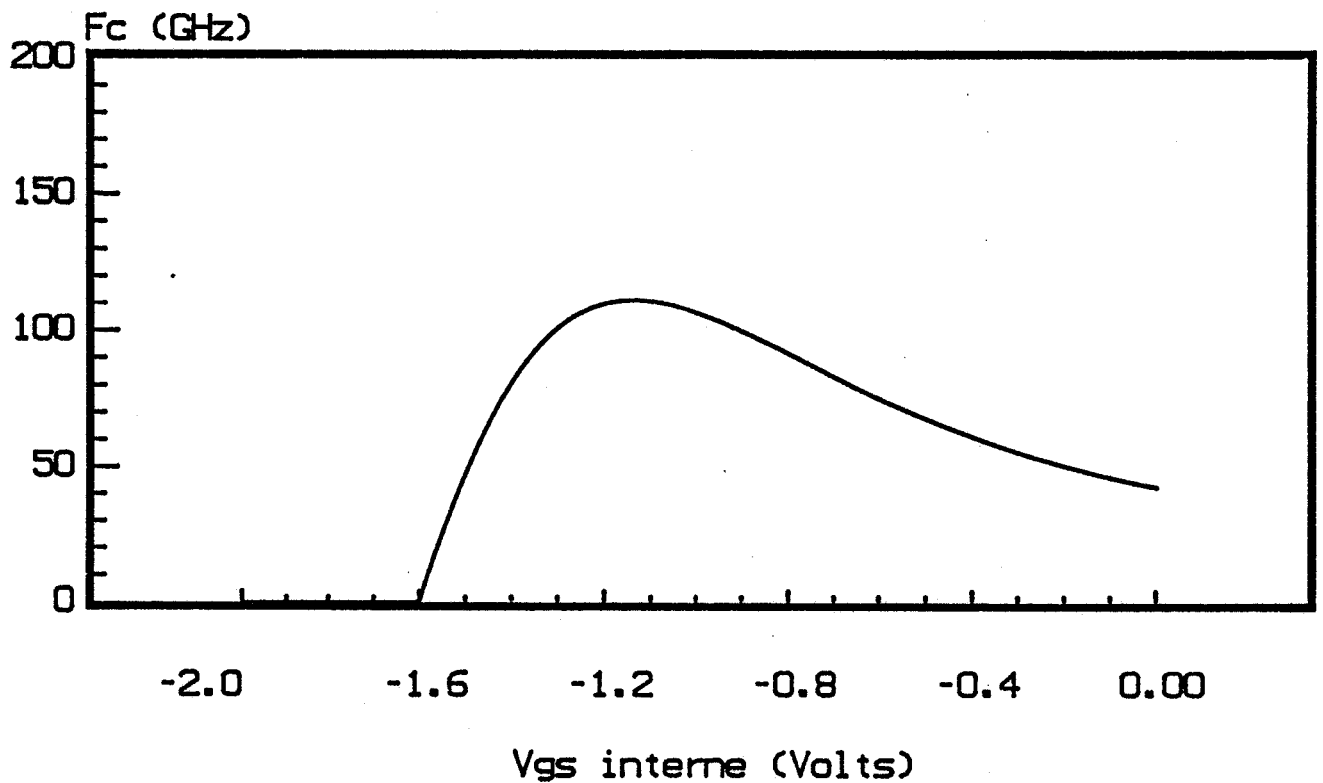


Figure 16
Fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0$ V

Naturellement, la capacité grille-source C_{gs} est elle aussi la résultante de deux composantes M.E.S.F.E.T. et T.E.G.F.E.T.. L'évolution de ces deux contributions en fonction de la polarisation de grille est présentée sur la figure 15. En réalité, pour cette composition $x = 0.3$, devrait exister une troisième composante due à la neutralisation des centres donneurs profonds, phénomène que nous négligeons ici [41].

La fréquence de coupure, définie par :

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

prend sa valeur maximum, d'environ 110 GHz, pour $V_{gs}-V_{bi} \approx -1$ V et décroît lorsque V_{gs} décroît à cause de la diminution de G_m , mais aussi lorsque V_{gs} croît, à cause de l'augmentation de C_{gs} (figure 16). La plage de fonctionnement optimum du composant se situe autour de V_{gs} interne = -1 V, ce qui correspond au meilleur contrôle du gaz bidimensionnel d'électrons.

2.3 Etude en fonction de la tension de drain V_{ds}

Dans ce paragraphe, nous fixons la tension V_{gs} interne à -0.8 V et nous considérons plusieurs valeurs de la tension de drain :

- $V_{ds} = 0.25$ V correspond à la partie linéaire de la caractéristique $I_d(V_{ds})$
- $V_{ds} = 1, 2$ et 3 V correspondent au régime de saturation de courant
- $V_{ds} = 0.5$ V est un cas intermédiaire.

2.3.1 Evolution des grandeurs physiques dans la structure

Les évolutions des différentes grandeurs physiques le long de l'interface sont présentées sur la figure 17.

Figure 17-a
Champ électrique Ex
Vgs-Vbi=-0.8V

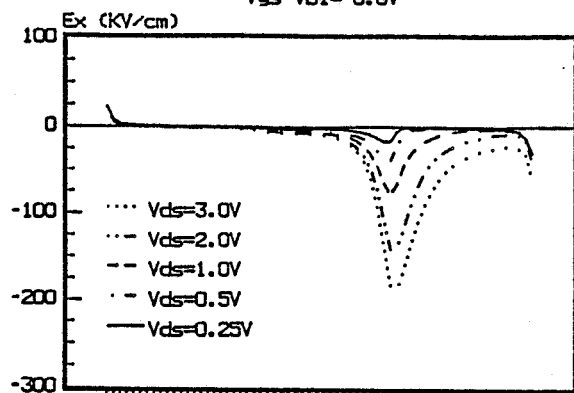


Figure 17-c
Energie moyenne
Vgs-Vbi=-0.8V

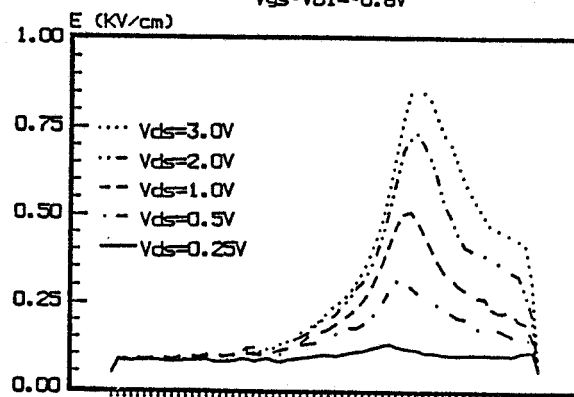


Figure 17-b
Densité surfacique
Vgs-Vbi=-0.8V

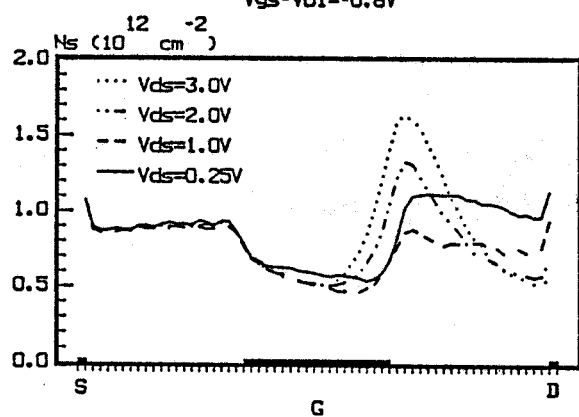


Figure 17-d
Vitesse moyenne à l'interface Vx
Vgs-Vbi=-0.8V

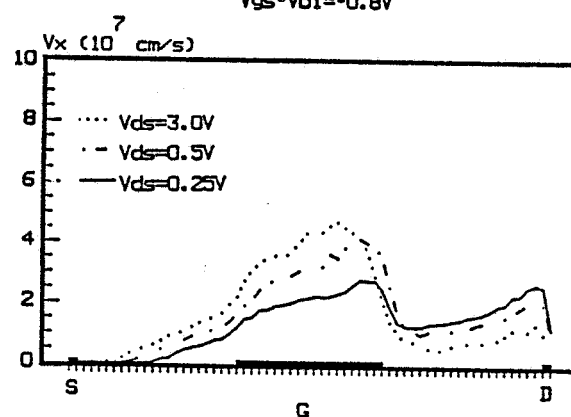


figure 17

Influence de la tension de drain sur les grandeurs physiques

Figure 18-a
Courants transportés par le
GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=0.25V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.8V$

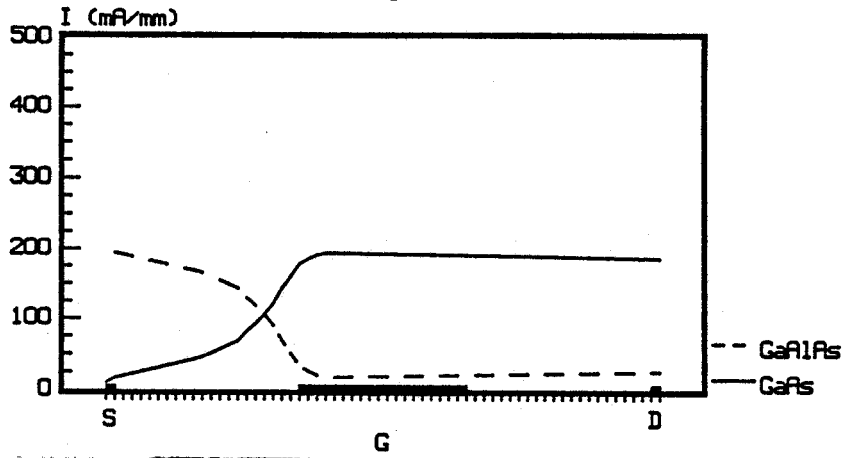


Figure 18-b
Courants transportés par le
GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=1.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.8V$

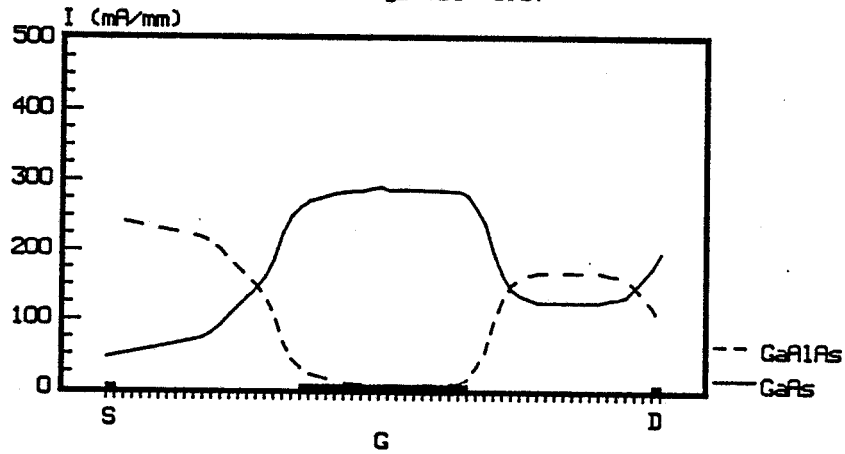


Figure 18-c
Courants transportés par le
GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=3.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.8V$

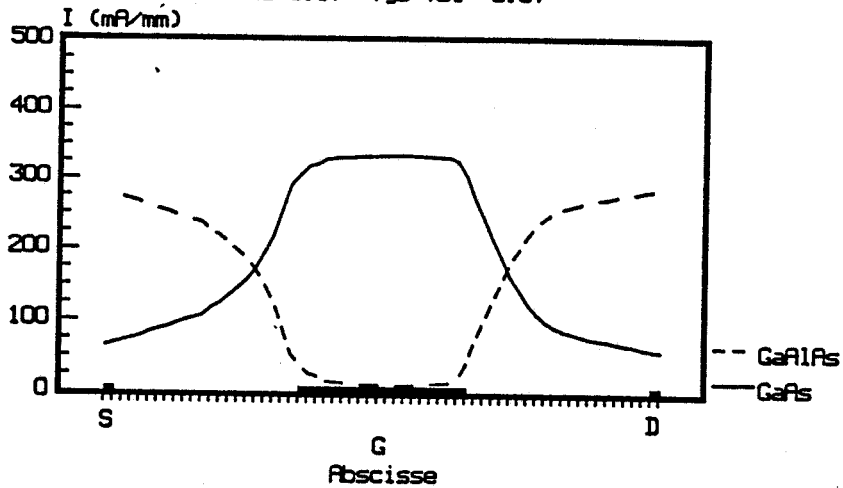


figure 18

Répartition du courant entre le GaAs et le GaAlAs, pour différentes tensions de drain

L'augmentation de la tension de drain se traduit par une augmentation du champ électrique E_x sous la grille, surtout en sortie de grille. Ceci se traduit dans un premier temps par une augmentation des vitesses sous la grille, mais la situation se complique lorsque V_{ds} continue à croître car l'énergie prend alors des valeurs très importantes et les phénomènes de porteurs chauds deviennent prédominants. Ainsi, lorsque le régime de saturation est atteint, la vitesse maximale ne varie plus sensiblement, mais elle est atteinte de plus en plus près de la source. La vitesse entre grille et drain a elle, tendance à diminuer lorsque V_{ds} croît, ce qui est à relier à l'augmentation de l'énergie et de la population des vallées satellites.

De façon générale, l'augmentation de la tension de drain exalte les phénomènes d'électrons chauds et les effets bidimensionnels. Ainsi l'on remarque que le maximum de la densité n_s en sortie de grille est d'autant plus important que V_{ds} est grand. Par contre, du côté drain n_s diminue lorsque V_{ds} croît. Ceci est à attribuer aux transferts dans l'espace réel dont l'importance dépend directement de l'énergie des porteurs, donc de la tension de drain. Ainsi selon les valeurs de V_{ds} , la répartition du courant entre le GaAs et le GaAlAs a-t-elle des allures totalement différentes, comme on peut le constater sur la figure 18.

On le voit, l'établissement du régime de saturation de courant met en jeu des phénomènes complexes qui ne sont pas localisés dans une région précise de la structure, et font intervenir les deux canaux GaAs et GaAlAs.

2.3.2 Caractéristiques macroscopiques

Nous présentons sur la figure 19, le réseau de caractéristiques $I_d(V_{ds}, V_{gs})$.

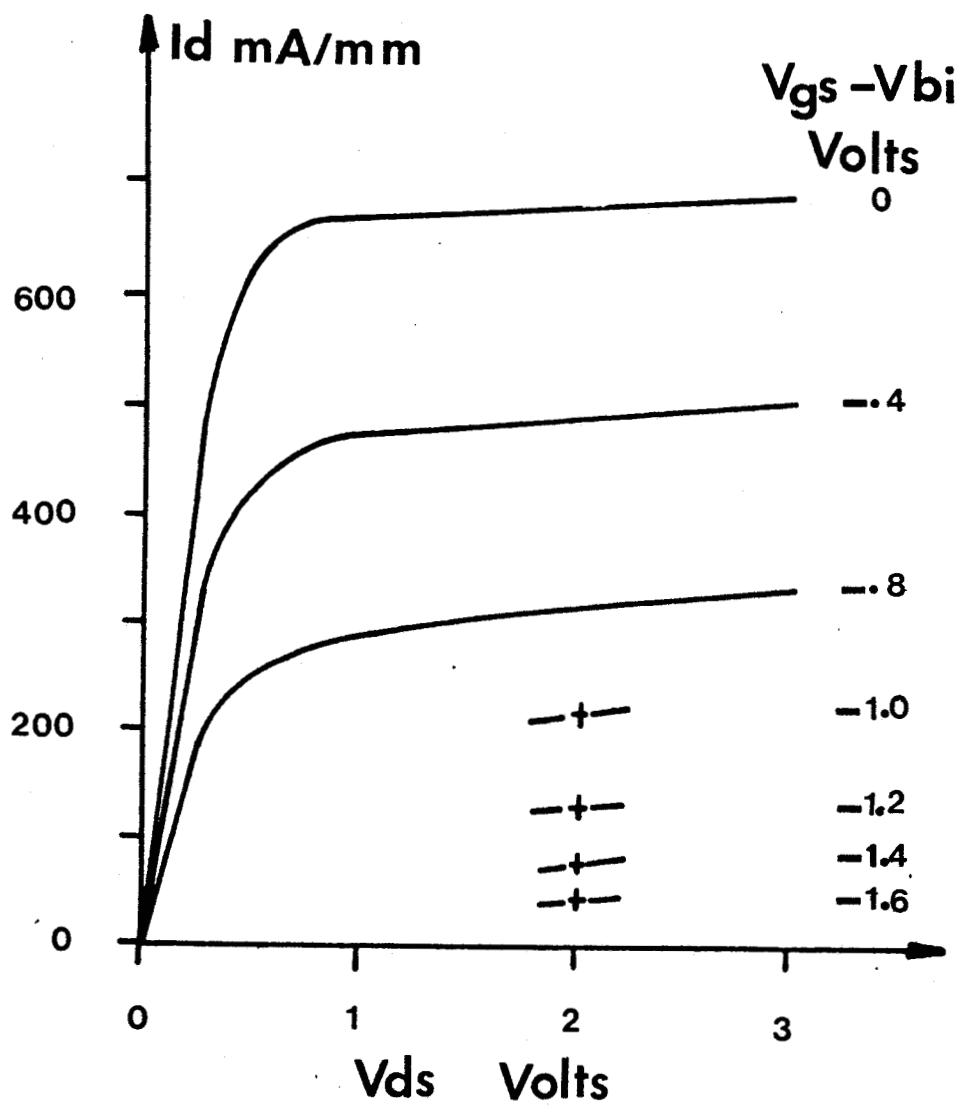


figure 19

Caractéristique $I_d(V_{ds}, V_{gs})$

Nous avons déterminé la conductance de sortie G_d en calculant la droite qui interpole aux moindres carrés la partie 1. V - 3. V de la caractéristique $I_d(V_d)$. Les résultats sont présentés sur la figure 20. On remarque que G_d décroît lorsque V_{gs} augmente, effet difficile à interpréter, qui peut être lié à l'injection dans le substrat et la conduction dans le GaAlAs.

Pour compléter la détermination des caractéristiques du schéma équivalent petit signal, nous avons calculé la capacité grille-drain C_{gd} pour V_{gs} interne = -0.8 V et nous avons obtenu $C_{gd} \approx 40$ femtofarads. Cette quantité est très difficile à obtenir avec précision. Il faut de plus signaler que, pour calculer la charge stockée aux électrodes, nous n'avons pas tenu compte des lignes de champ se refermant dans l'air, ce qui conduit à sous-estimer la valeur des capacités et spécialement de la capacité grille-drain.

Nous avons ainsi dans ce chapitre présenté une étude assez exhaustive d'un composant T.E.G.F.E.T. submicronique en partant des phénomènes physiques pour aboutir à l'évaluation des performances hyperfréquences. Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la température et des différents paramètres technologiques sur le fonctionnement d'un tel composant.

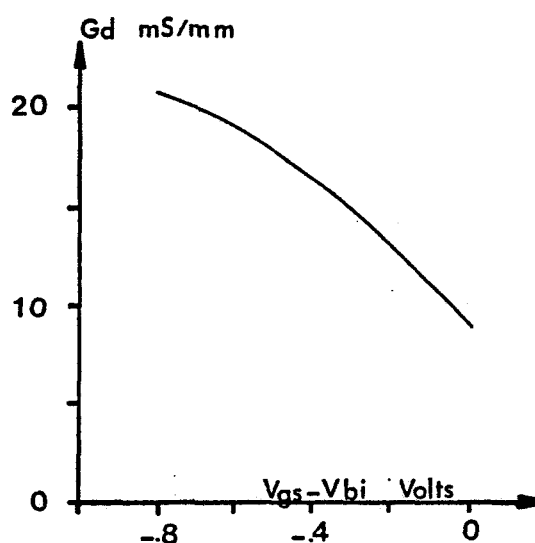


figure 20

Conductance de sortie en fonction de $V_{gs} - V_{bi}$

Chapitre 3

INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

Au cours de ce chapitre nous chercherons à déterminer en quoi sont modifiées les conclusions du chapitre précédent lorsque varient les caractéristiques de la structure simulée. Conformément à la ligne directrice de l'ensemble de ce travail, nous observerons les évolutions des différents paramètres du schéma équivalent et nous en chercherons l'interprétation physique.

Nous prendrons comme "structure de référence" celle décrite dans le chapitre précédent et nous lui ferons subir des modifications d'importance croissante. Dans un premier temps, nous garderons la structure inchangée mais nous ferons varier la température de fonctionnement. Dans une seconde phase nous considérerons les mêmes couches épitaxiées mais nous ferons varier les dimensions et l'espacement des contacts.

Nous étudierons ensuite l'influence des caractéristiques de la couche de GaAlAs : épaisseur, dopage et composition d'Aluminium. Enfin nous modifierons quelque peu la géométrie de la structure, en y introduisant un spacer et un recess de grille.

3.1 Influence de la température de fonctionnement

Nous nous sommes limités à reprendre l'étude du chapitre précédent pour la température de l'azote liquide, la structure étant par ailleurs rigoureusement inchangée. Signalons avant de présenter les résultats que la validité du modèle est moins assurée à cette température qu'à l'ambiante. Ceci est dû, non seulement à l'importance accrue de la quantification dans les zones d'accès, mais aussi au fait que l'existence de centres donneurs profonds dans le GaAlAs influe considérablement sur le fonctionnement du T.E.G.F.E.T. à basse température [42]. Cette étude doit donc être considérée comme une approche théorique de la dynamique des porteurs dans un semiconducteur idéalisé et non comme la simulation d'un composant réaliste.

Figure 21-a
Influence de la température
Champ électrique Ex
Vds=2.0V Vgs-Vbi=-0.8V

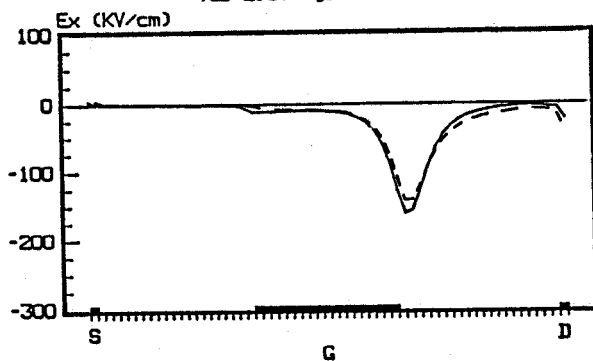


Figure 21-c
Influence de la température
Energie moyenne
Vds=2.0V Vgs-Vbi=-0.8V

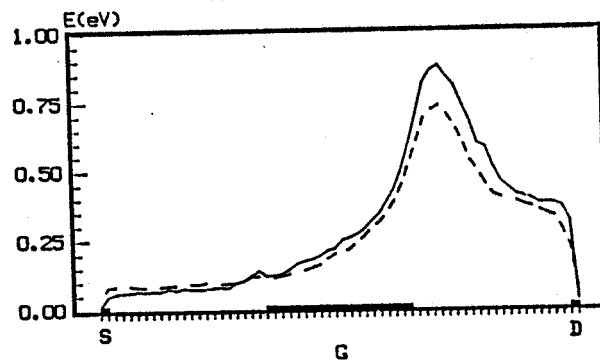


Figure 21-b
Influence de la température
Densité surfacique
Vds=2.0V Vgs-Vbi=-0.8V

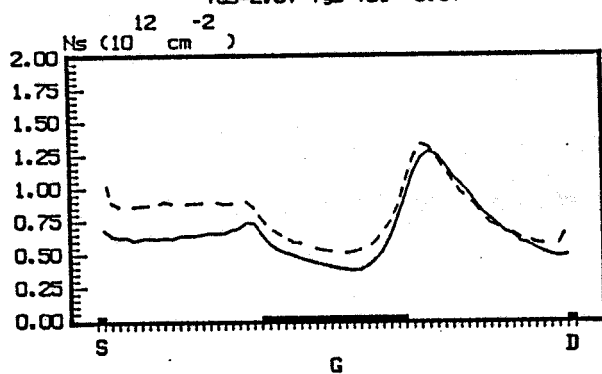
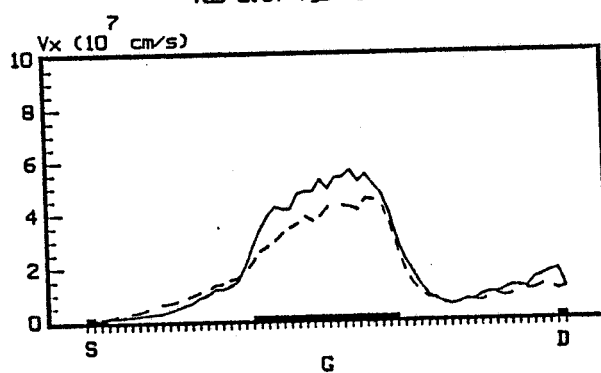


Figure 21-d
Influence de la température
Vitesse moyenne à l'interface
Vds=2.0V Vgs-Vbi=-0.8V



— T=77K
-- T=300K

figure 21

Influence de la température sur les grandeurs physiques

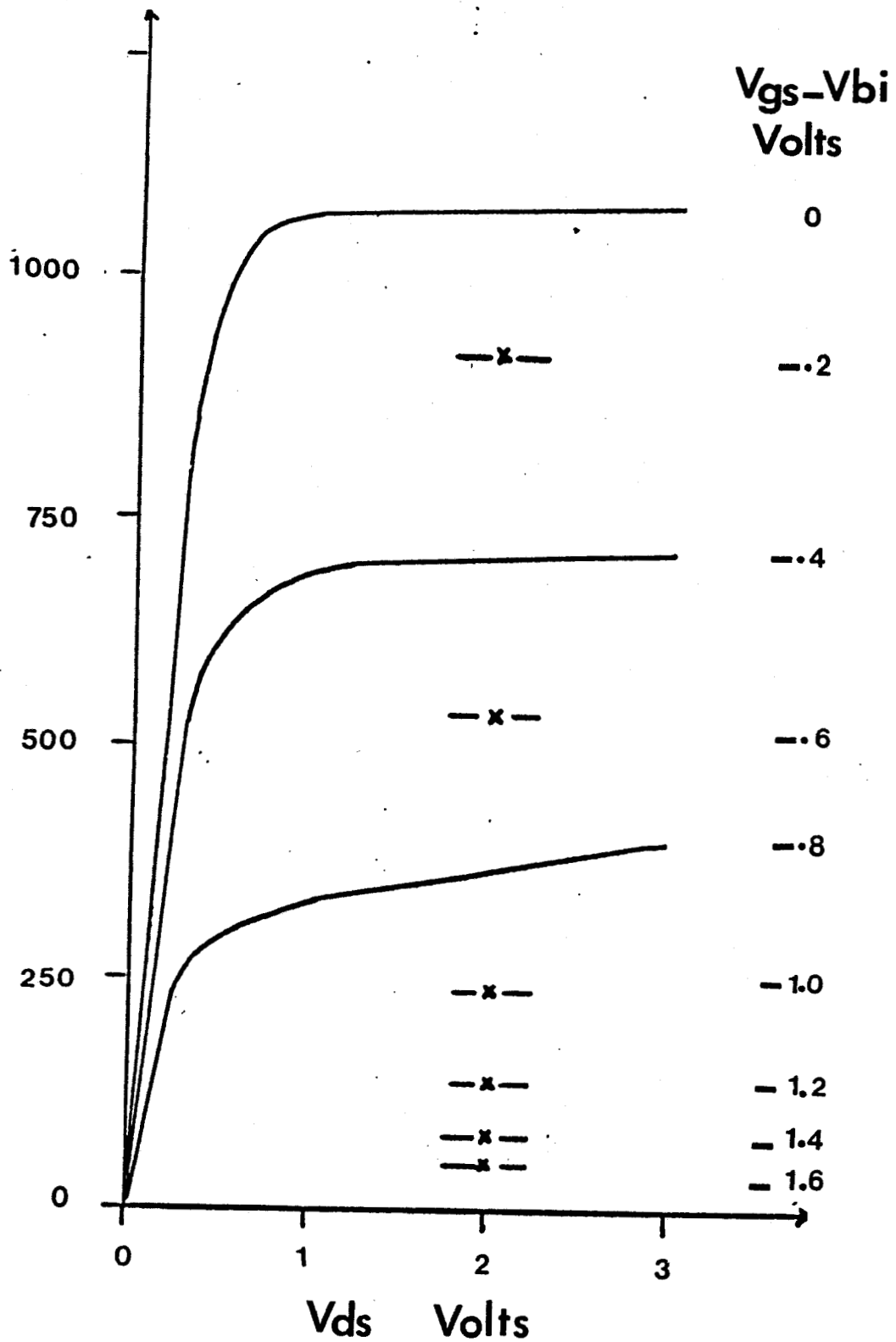
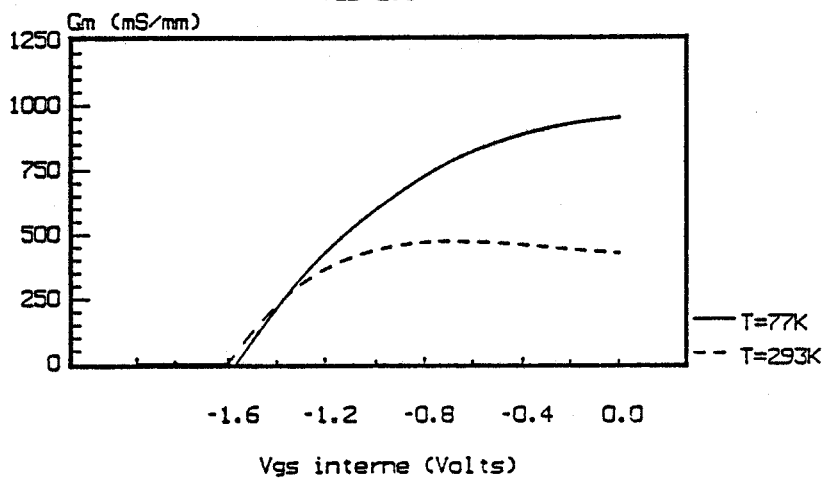


figure 22

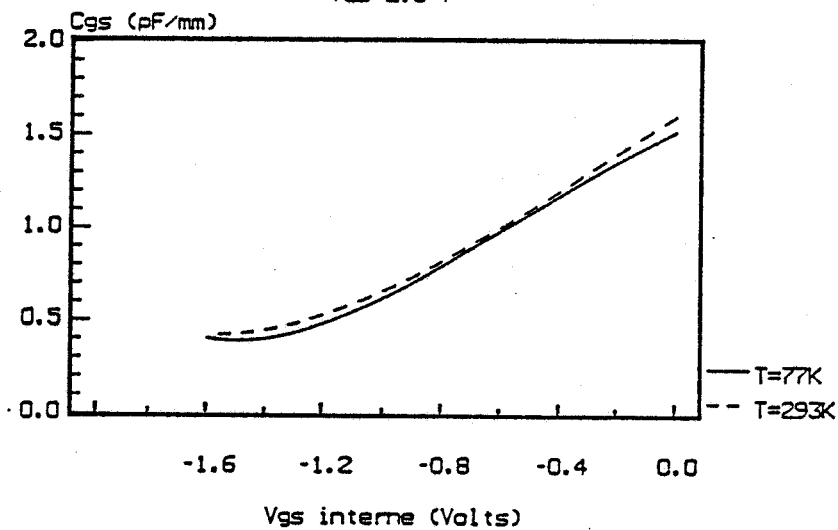
Caractéristique $I_d(V_{ds}, V_{gs})$

pour $T = 77$ K

Figure 23
Influence de la température
a) sur la transconductance
 $V_{ds}=2.0$ V



b) sur capacité grille-source
 $V_{ds}=2.0$ V



c) sur la fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0$ V

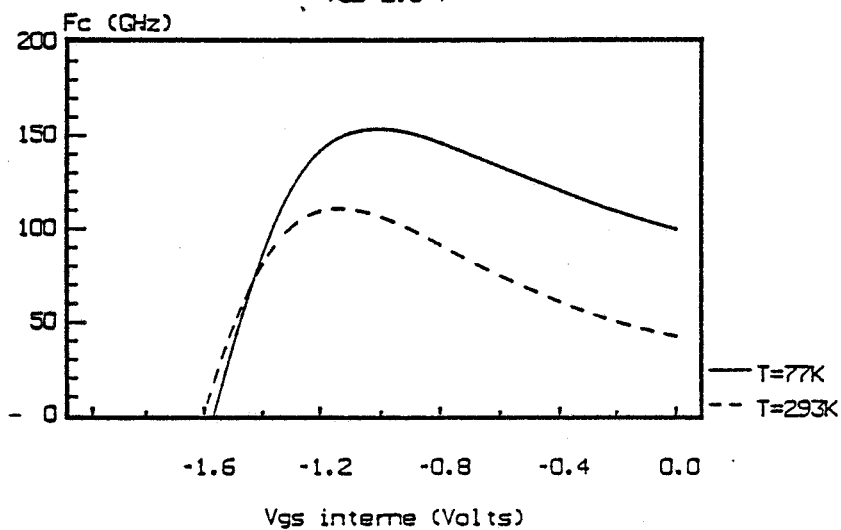


figure 23

3.1.1 Etude des principales grandeurs physiques dans la structure

Les évolutions des principales grandeurs physiques sont représentées sur la figure 21, en fonction de l'abscisse et pour une polarisation de drain $V_{ds}=2.0$ V et une tension de grille V_{gs} interne de -0.8 V.

Nous pouvons remarquer que, de façon tout à fait similaire à ce qui se produit à température ambiante, le champ accélérateur E_x prend des valeurs très élevées et est réparti de façon très fortement non uniforme dans l'espace (figure 21-a). Il en résulte que, ici encore, les phénomènes bidimensionnels et d'électrons chauds sont prédominants.

En particulier les effets bidimensionnels décrits au chapitre précédent continuent de se manifester par une augmentation de n_s en sortie de grille. L'énergie des porteurs étant très élevée dans cette zone (figure 21-c), nous retrouvons les divers phénomènes associés aux électrons chauds : survitesse, sousvitesse et transferts dans l'espace réel.

Cependant la plus faible température de réseau entraîne une diminution de la population des phonons et donc du nombre d'interactions. Il en résulte que la vitesse électronique prend sous la grille des valeurs plus élevées qu'à température ambiante (figure 21-d).

3.1.2 Caractéristiques de sortie

Les figures 22 et 23 présentent le réseau de caractéristiques I_D (V_{ds} , V_{gs}), ainsi que les valeurs de la transconductance G_m , de la capacité grille-source C_{gs} et de la fréquence de coupure f_c pour $V_{ds}=2.0$ V.

Nous constatons que, pour une polarisation donnée, le courant est toujours plus important qu'à température ambiante, ce qui est dû aux valeurs plus élevées de la vitesse des électrons dans la structure. Ceci se traduit par des valeurs plus importantes de la transconductance G_m , ainsi que la fréquence de coupure f_c , qui atteint 150 GHz, la capacité grille-source étant sensiblement inchangée. Nous constatons, pour les mêmes raisons, une augmentation de la conductance de sortie G_d qui, pour $V_{ds}=2.0$ V et V_{gs} interne = -0.8 V, passe de 20 à 28 mS/mm lorsque la température varie de 300 à 77 K.

3.2 Influence des dimensions longitudinales

La longueur du canal est une des caractéristiques les plus importantes du composant, car elle détermine le temps du transit des électrons dans la structure ainsi que la répartition des champs électriques donc des vitesses. Nous commencerons par étudier l'influence des longueurs des zones d'accès source-grille : L_{sg} et grille-drain : L_{gd} , puis nous nous intéresserons à la longueur de grille L_g .

Une comparaison probante des mécanismes de transport dans différentes structures devrait, idéalement, se faire dans des conditions telles que les champs électriques soient comparables, ce qui nécessiterait de modifier les polarisations V_{ds} et V_{gs} en même temps que les différentes longueurs. Cependant, le champ est réparti de façon très fortement non uniforme dans la structure et aucune loi simple ne relie son évolution aux tensions appliquées. En particulier, le champ longitudinal E_x présente un pic en sortie de grille dont les caractéristiques dépendent de façon complexe de V_{ds} et V_{gs} . Comme de plus, nous travaillons en régime de saturation de courant, $I_d(V_{ds})$ est sensiblement constant, aussi avons nous choisi d'effectuer nos comparaisons pour des tensions V_{ds} et V_{gs} constantes.

La figure 24 rassemble les caractéristiques des différentes structures que nous considérerons dans ce paragraphe.

figure 24

Dimensions longitudinales des différentes structures étudiées dans le paragraphe 3.2

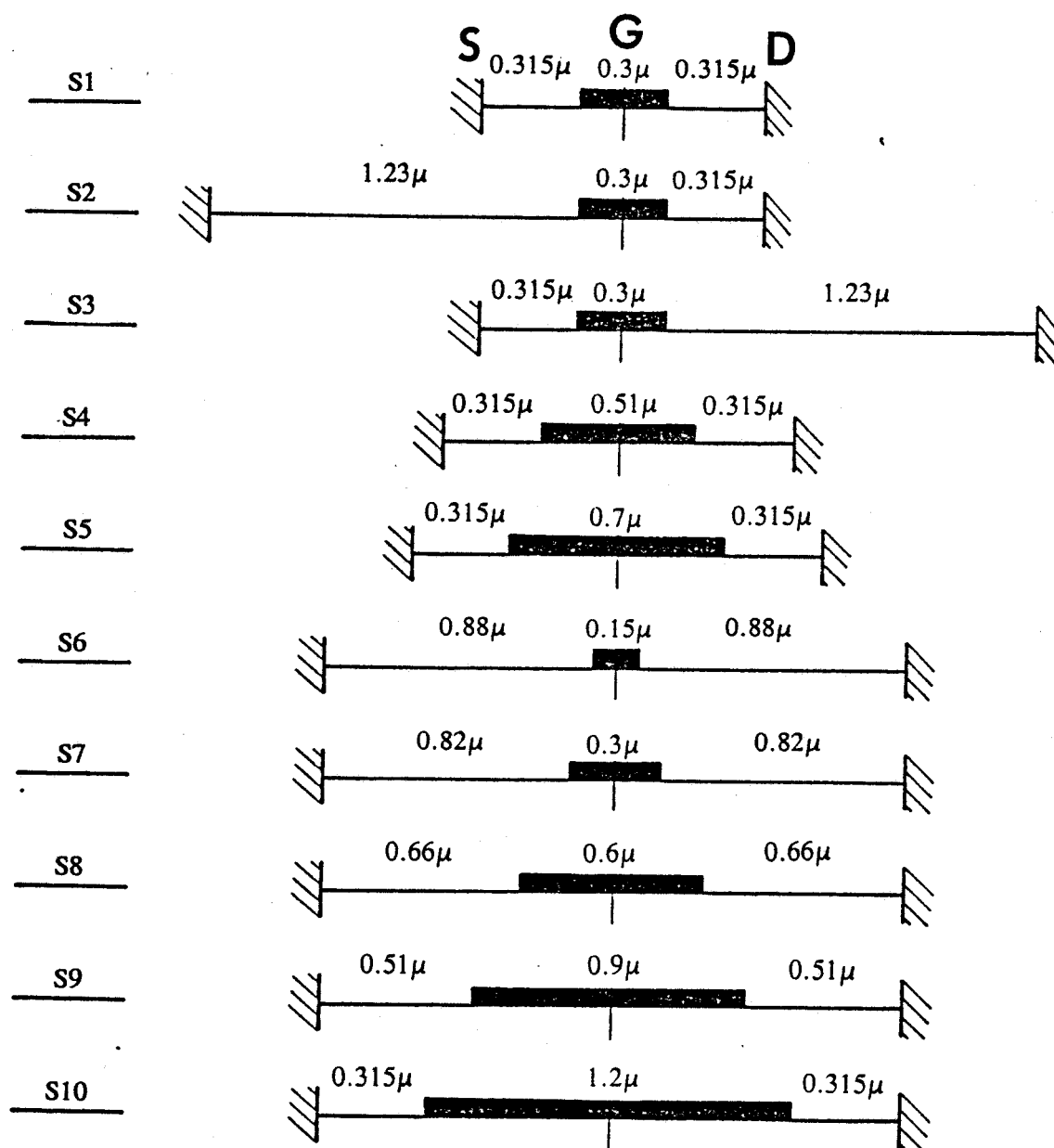
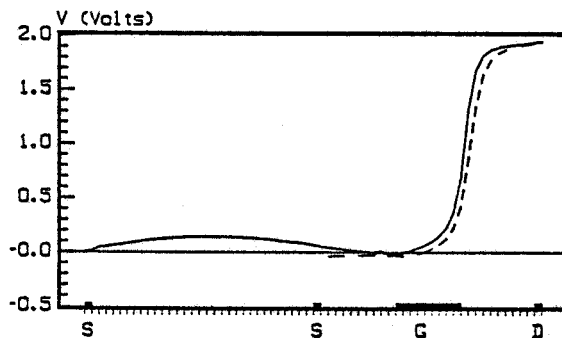
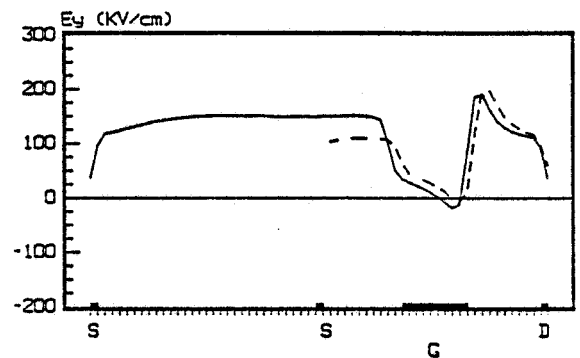


Figure 25
Influence de la distance source-grille
25-a) sur le potentiel électrostatique



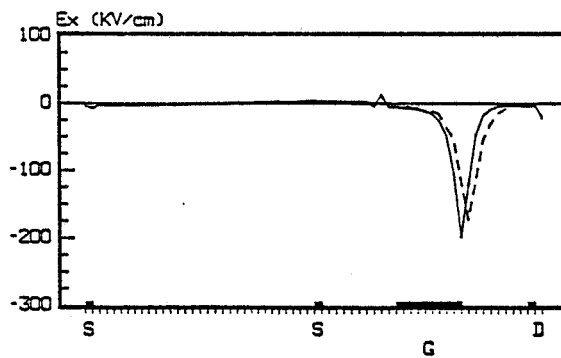
$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

25-c) sur le champ électrique E_y



$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

25-b) sur le champ électrique E_x

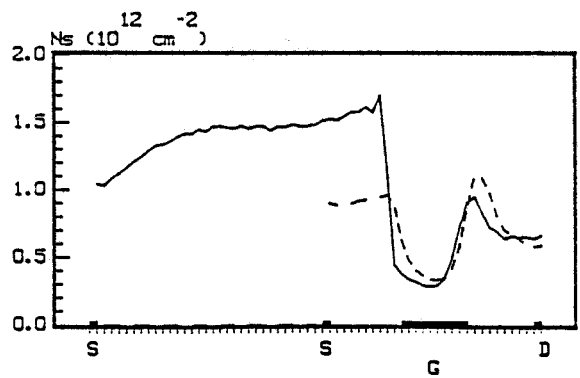


$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

L_{sg}

— 1.23 μm
-- 0.31 μm

25-d) sur la densité surfacique



$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

figure 25

Influence de la distance source-grille sur les grandeurs physiques

figure 26-a
influence de la distance source-grille
charge et la capacité grille-source
 $V_{ds}=2.0\text{ V}$

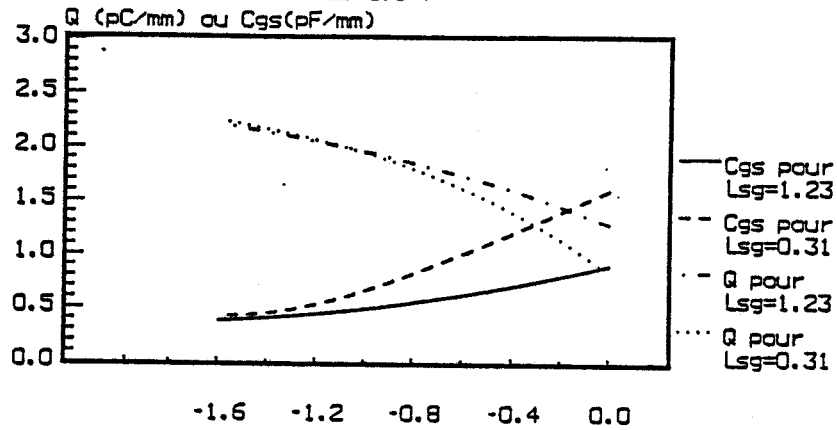


figure 26-b
influence de L_{sg} sur le courant et
la transconductance
 $V_{ds}=2.0\text{ V}$

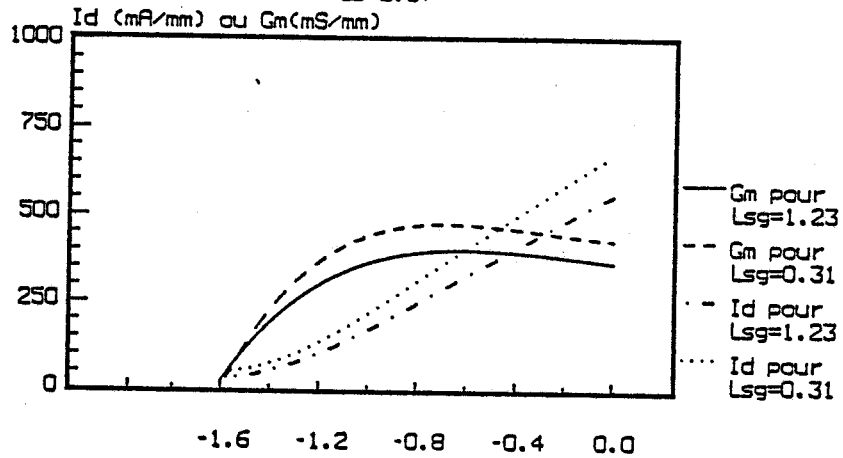


figure 26-c
influence de la distance source-grille
sur la fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0\text{ V}$

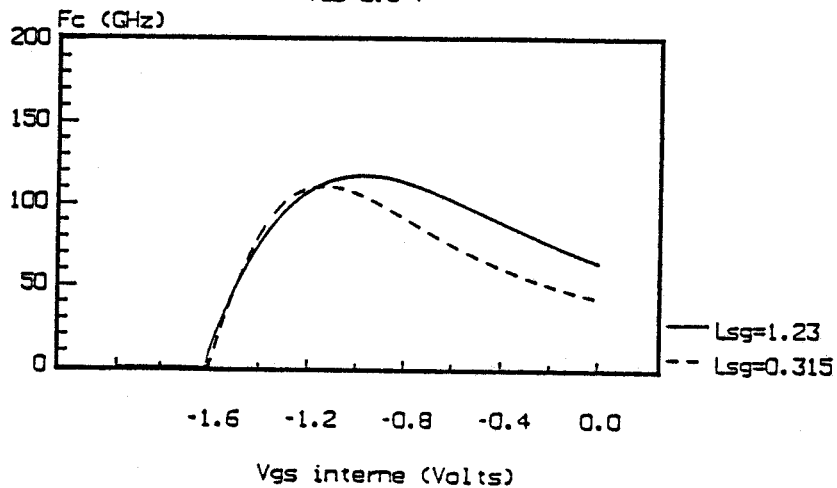


figure 26

Influence de la distance source-grille sur les caractéristiques macroscopiques

3.2.1 Influence de la zone d'accès de source Lsg

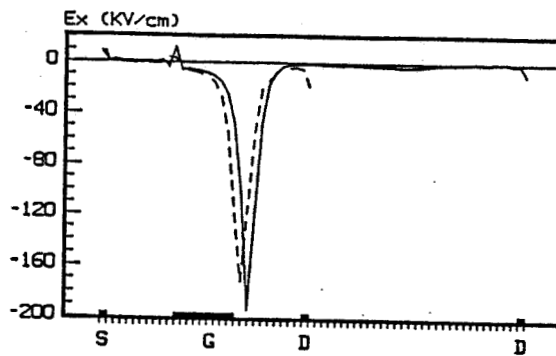
La structure que nous considérons maintenant, dénommée S2, sur la figure 24, ne diffère de la structure de référence que par la distance source grille Lsg qui vaut $1.23\mu\text{m}$ contre $0.315\mu\text{m}$ précédemment.

Les évolutions des différentes grandeurs physiques à l'interface, côté GaAs, sont présentées sur la figure 25, pour une tension Vds de 2.0 V et une polarisation Vgs interne de -1.0V. Nous constatons que la circulation d'un courant entre source et grille est assurée par l'existence d'un champ accélérateur Ex près de la source, d'où une croissance du potentiel de la source vers la grille. En conséquence, la différence de potentiel entre la grille et le canal est plus importante que lorsque Lsg est court, ce qui se traduit par une action répulsive plus importante de la grille, c'est-à-dire un champ transverse de confinement Ey plus faible. L'augmentation de la longueur Lsg se traduit donc par une diminution de la densité n_s sous la grille.

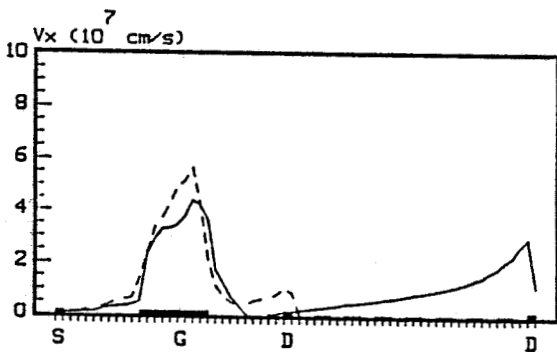
Cet effet, lié à l'intensité du courant circulant dans la structure est négligeable au voisinage du pincement et maximum à canal ouvert. La tension de pincement est donc inchangée, tandis que la charge maximale à contrôler diminue lorsque Lsg croît (figure 26-a).

Les vitesses dans le canal ne dépendant pas sensiblement de Lsg, la diminution de n_s se traduit par une diminution du courant et de la transconductance Gm (figure 26-b). Cgs et Gm décroissant simultanément lorsque Lsg croît, la fréquence de coupure $F_c = G_m / 2\pi C_{gs}$ est sensiblement indépendante de Lsg pour les polarisations correspondant au fonctionnement "purement T.E.G.F.E.T." (figure 26-c).

Figure 27
Influence de la distance grille-drain
27-a) sur le champ électrique Ex



27-b)
sur la vitesse moyenne à l'interface



27-c) sur la densité surfacique

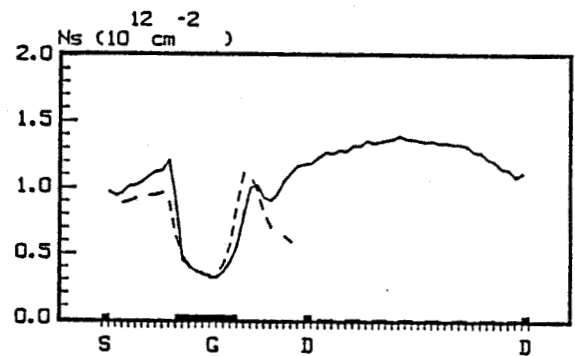


Figure 27-d
Courants transportés par le
GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=2.0\text{V}$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0\text{V}$ $L_{gd}=1.23 \mu\text{m}$

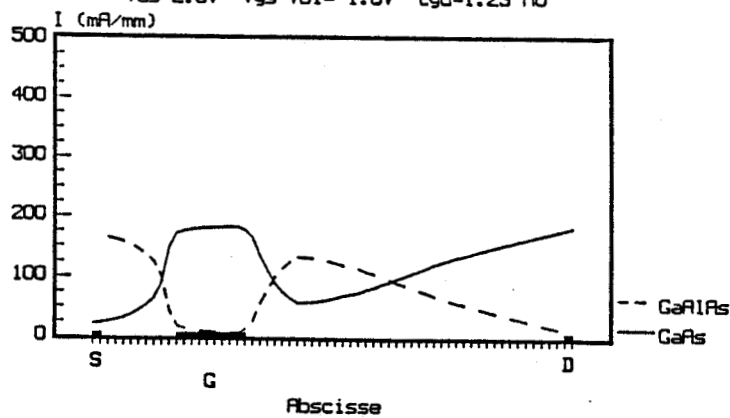


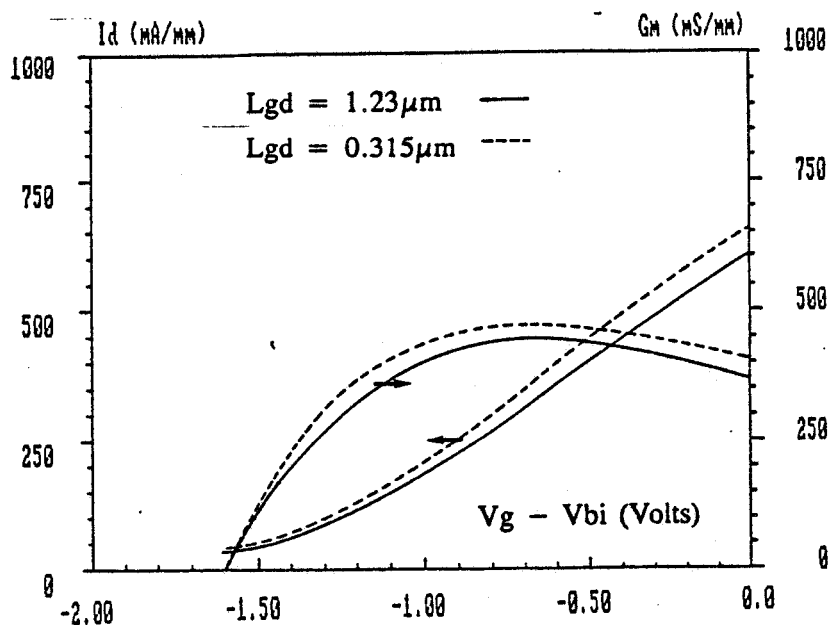
figure 27
Influence de la distance grille-drain sur les grandeurs physiques

figure 28

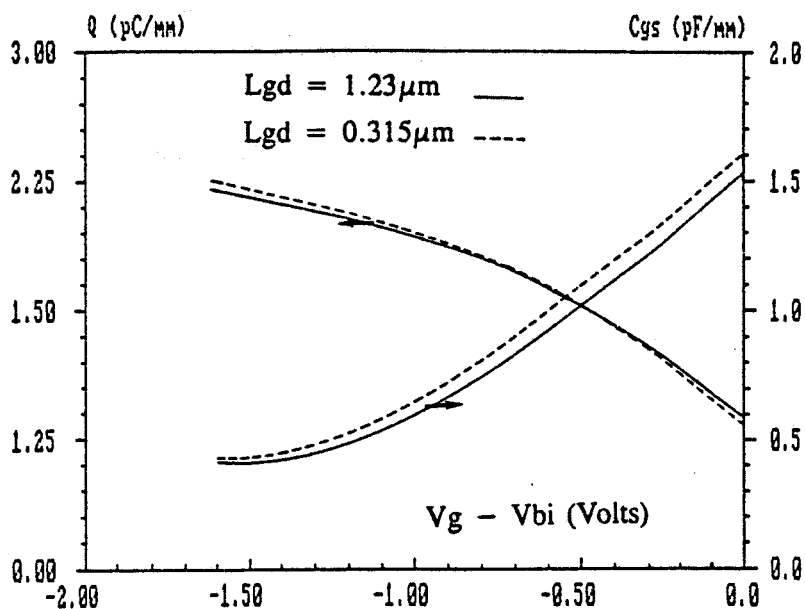
Influence de la distance grille-drain sur les caractéristiques macroscopiques

$V_{ds} = 2.0V$

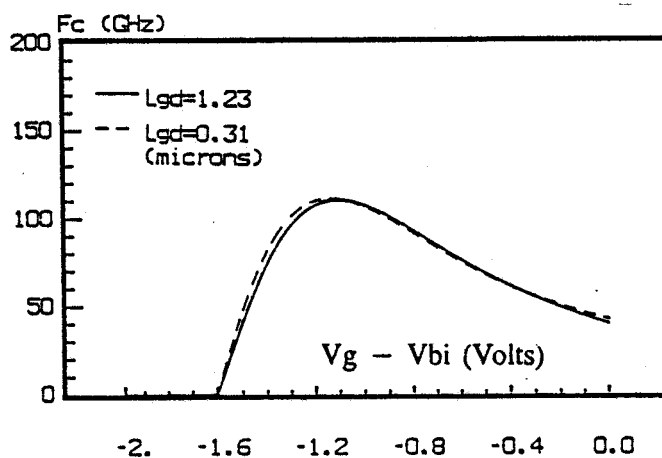
a) courant et transconductance



b) charge et capacité grille-source



c) fréquence de coupure



3.2.2 Influence de la distance grille-drain L_{gd}

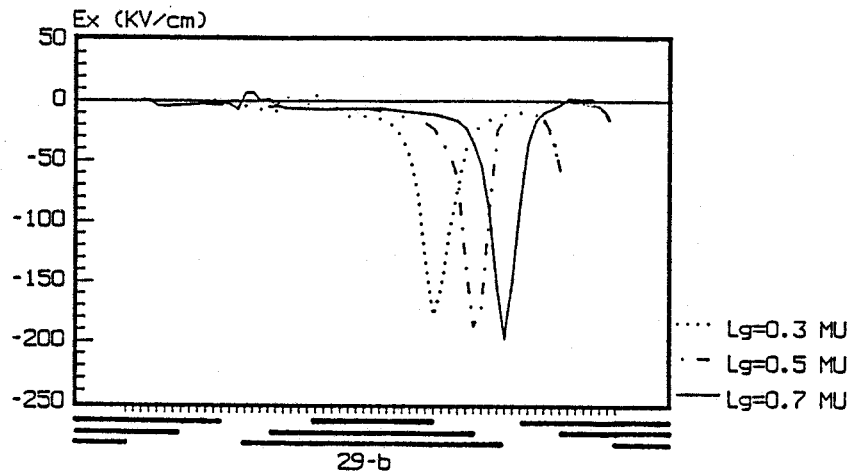
Nous considérons maintenant la structure S3, ne différant de la structure de référence que par la valeur de L_{gd} qui est de $1.23\mu\text{m}$. Les différentes grandeurs physiques mesurées à l'interface côté GaAs pour des tensions $V_{ds}=2.0\text{ V}$ et $V_{gs}\text{ interne} = -1.0\text{ V}$, sont présentées sur la figure 27.

Nous pouvons constater que le champ parallèle E_x dans l'espace source-grille est d'autant plus faible que L_{gd} est grand. Ceci peut s'interpréter, de façon très qualitative, par le raisonnement suivant. Les porteurs situés entre source et grille, subissent simultanément l'action répulsive de la grille et l'action attractive du drain. Plus le drain est loin de la source plus son action sur les électrons qu'elle émet est "masquée" par celle de la grille. Nous remarquons également que lorsque L_{gd} est grand, la carte de champ électrique E_x est légèrement décalée vers le drain et que E_x prend sous la première partie de la grille, des valeurs plus faibles que lorsque L_{gd} est court. De ces évolutions du champ électrique, résulte une vitesse moyenne, dans le canal sous la grille plus faible (figure 27-b), tandis que la valeur minimale de n_s ne diminue que de façon peu sensible.

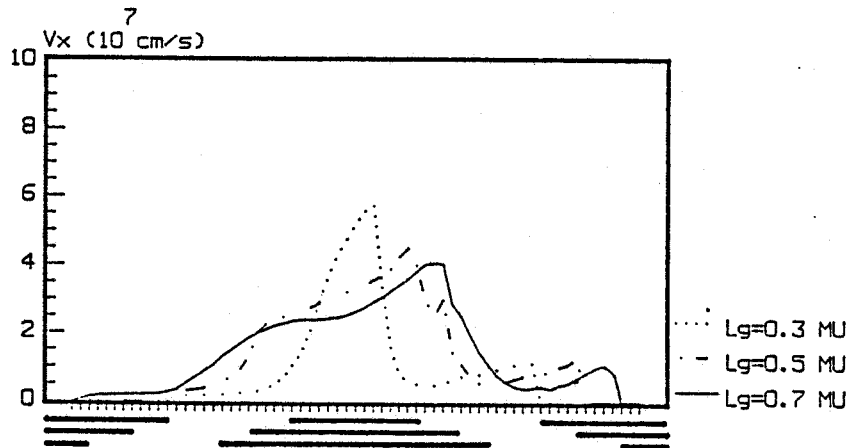
Notons également que, contrairement à ce qui se passe lorsque L_{gd} est faible, les électrons, après avoir franchi la zone de sortie de grille, "ont le temps" de revenir à l'équilibre avant d'atteindre le voisinage du drain. Les porteurs ayant transféré dans le GaAlAs "retombent" dans le GaAs où ils atteignent des vitesses importantes. Il en résulte que, du côté drain, le courant est majoritairement transporté par le GaAs (figure 27-d).

L'ensemble de ces phénomènes se traduit par une diminution de G_m , de C_{gs} ainsi que de f_c pour $V_{gs}\text{ interne} < -1.0\text{ V}$ (figure 28). Cependant il convient de remarquer que ces variations sont de peu d'amplitude et sont donc difficiles à observer vu la précision du modèle.

Figure 29: Influence de la longueur de grille à $L_{sg}=L_{gd}=\text{constante}=0.315 \text{ MU}$ 29-a) sur le champ électrique E_x



sur la vitesse moyenne à l'interface



29-c) sur la densité surfacique

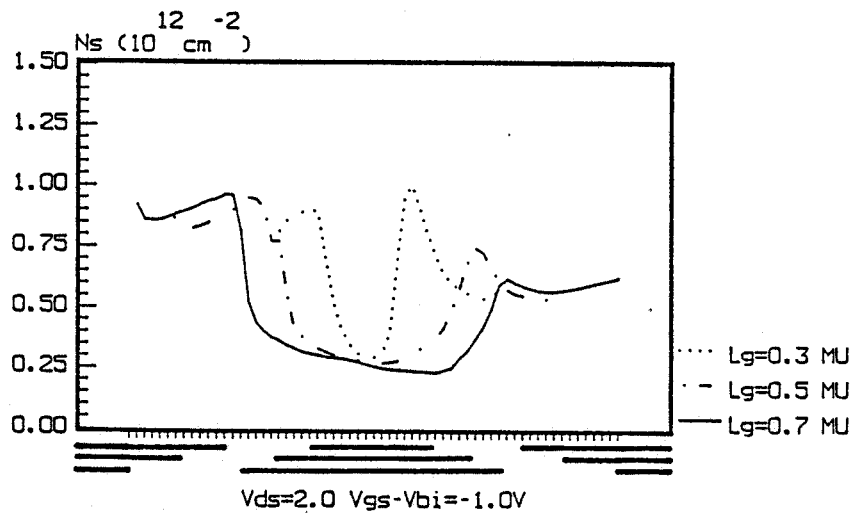


figure 29

Influence de la longueur de grille sur les grandeurs physiques

($L_{sg} = L_{gd} = \text{constante}$)

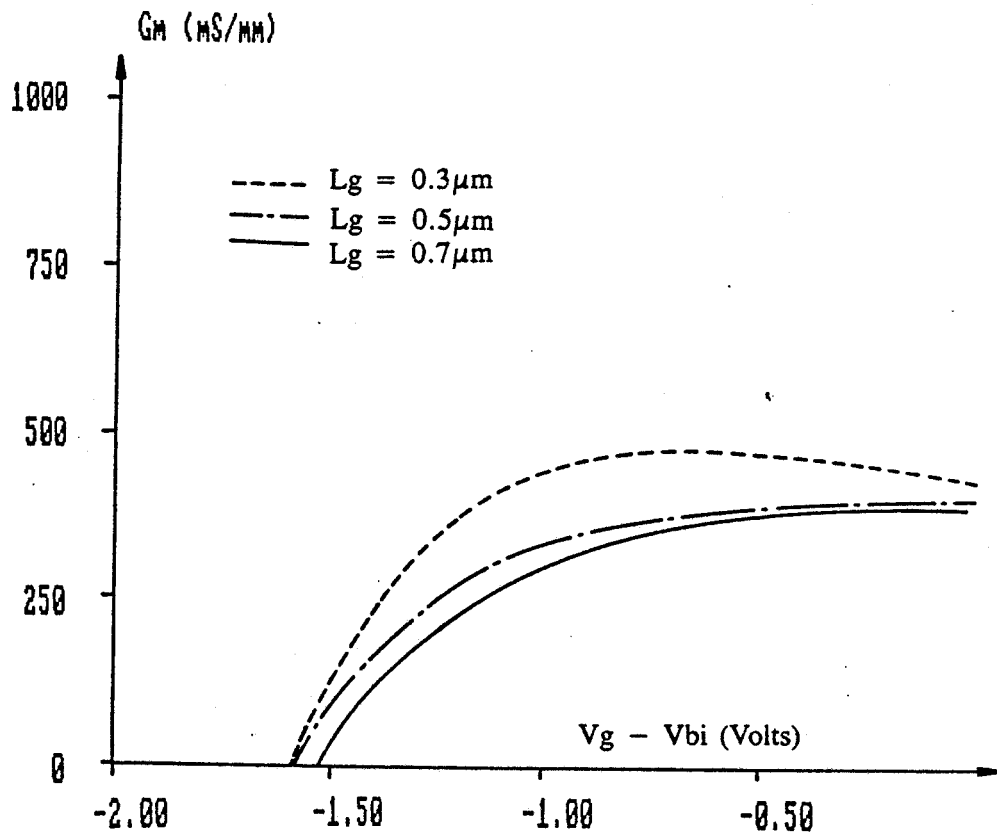
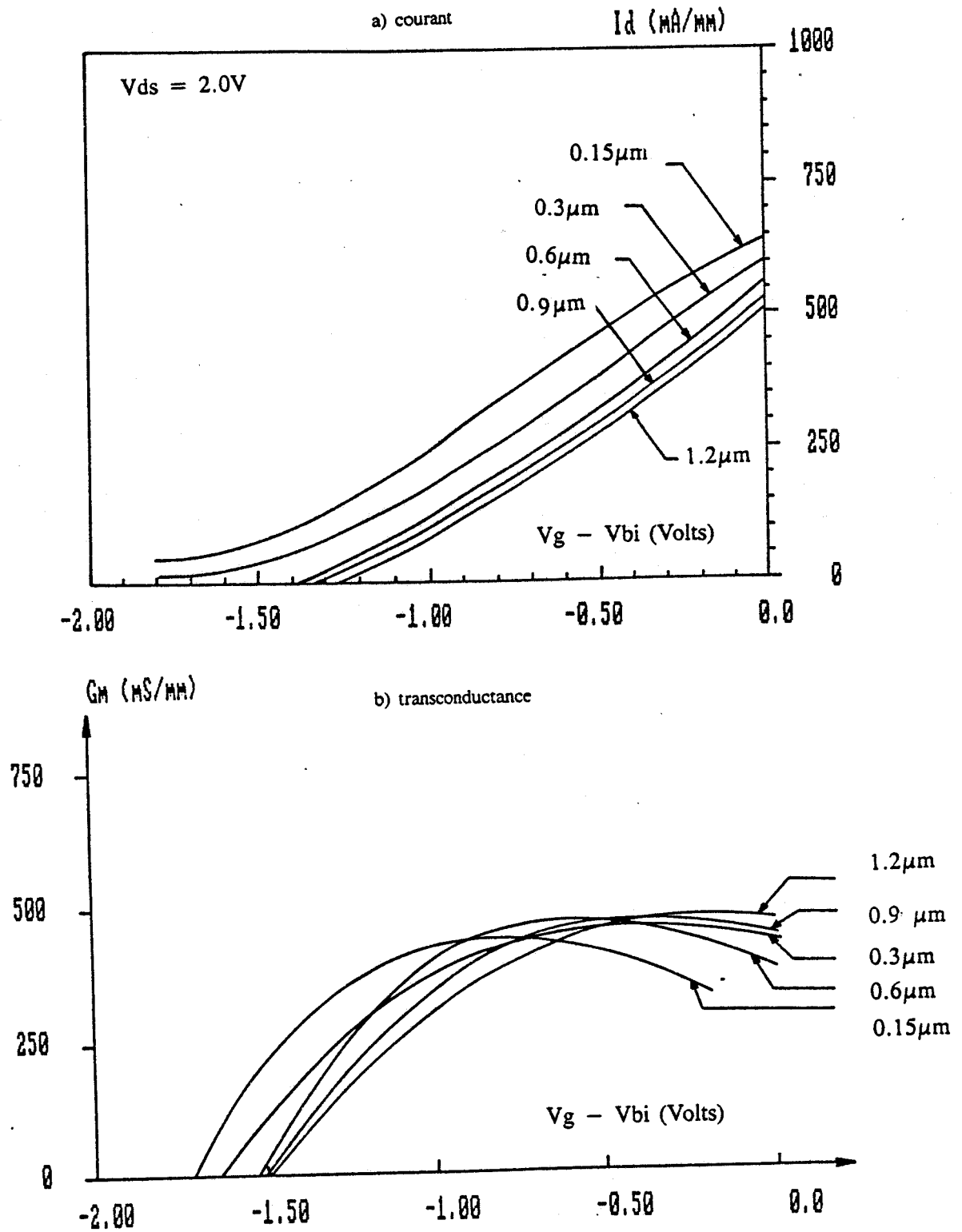


figure 30
Influence de la longueur de grille sur la transconductance
($L_{sg} = L_{gd} = \text{constante}$)

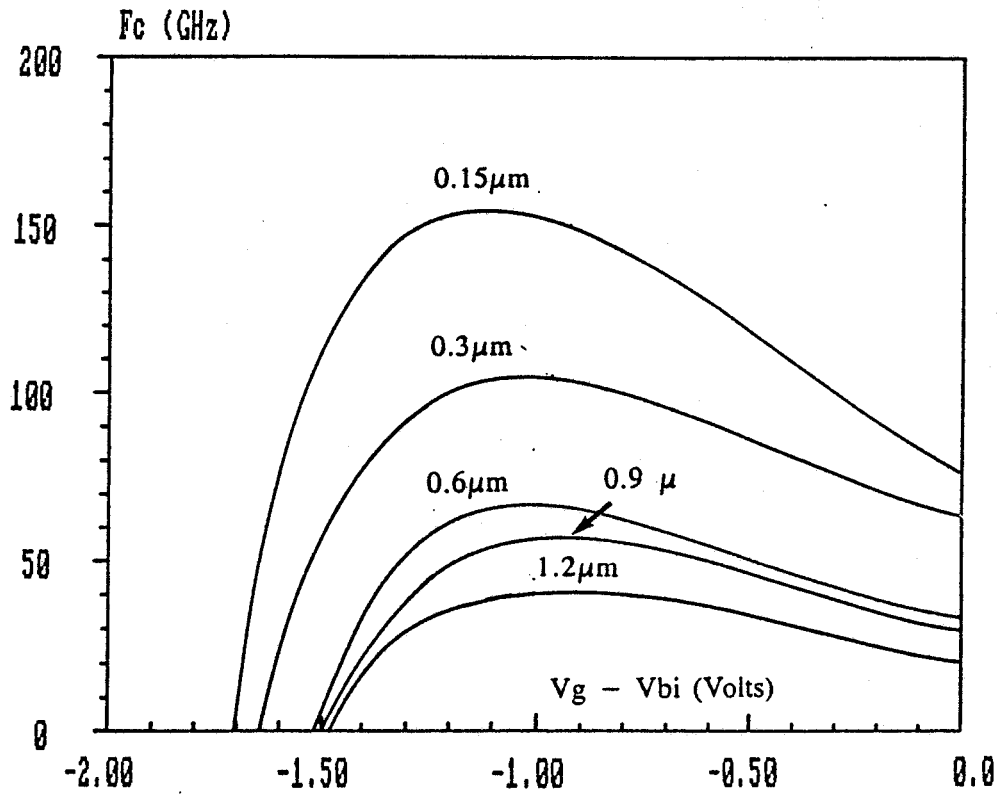
figure 31

Influence de la longueur de grille sur les caractéristiques macroscopiques

(LSD = constante)



c) fréquence de coupure



3.2.3 Influence de la longueur de grille L_g

Dans un premier temps nous avons fait varier L_g en gardant constantes les longueurs de zones d'accès L_{sg} et L_{gd} (structures S4, S5 et S1 de la figure 24). Nous avons ensuite fait varier simultanément L_g et L_{sg} , L_{gd} , de façon à ce que la distance source-drain reste constante, c'est-à-dire que nous avons fait varier le "taux de remplissage" du composant par la grille (structures S6 à S10).

3.2.3.1 L_g varie seul

Nous constatons, d'après la figure 29-a, que le champ sous la première partie de la grille (celle où ne dominent pas les effets bidimensionnels), croît lorsque L_g diminue. Dans le même temps l'amplitude du pic de sortie de grille décroît de façon à conserver V_{ds} constante.

De l'augmentation du champ accélérateur résulte celle de la vitesse moyenne sous la grille (figure 29-b). Cet effet tend à entraîner l'augmentation de la transconductance lorsque L_g diminue, ce que l'on constate sur la figure 30. Cette augmentation ne répercute cependant pas complètement l'amélioration de la vitesse. En effet, la diminution de la longueur de grille entraîne l'exaltation des effets bidimensionnels et donc une moindre efficacité du contrôle de charge.

L'assertion : "la diminution de L_g permet d'augmenter G_m ", doit donc être considérée avec précaution et peut même devenir fausse. C'est le cas par exemple si la diminution de L_g s'accompagne d'une augmentation des longueurs des zones d'accès, cas de figure que nous allons examiner maintenant.

3.2.3.2 L_g varie avec $L_{sd} = \text{constante}$

Nous considérons maintenant les structures S6 à S10, pour lesquelles la grille a une longueur variant de 0.15 à $1.2\mu\text{m}$, mais reste centrée dans un espace source-drain de longueur constante, $L_{sd} = 1.92\mu\text{m}$.

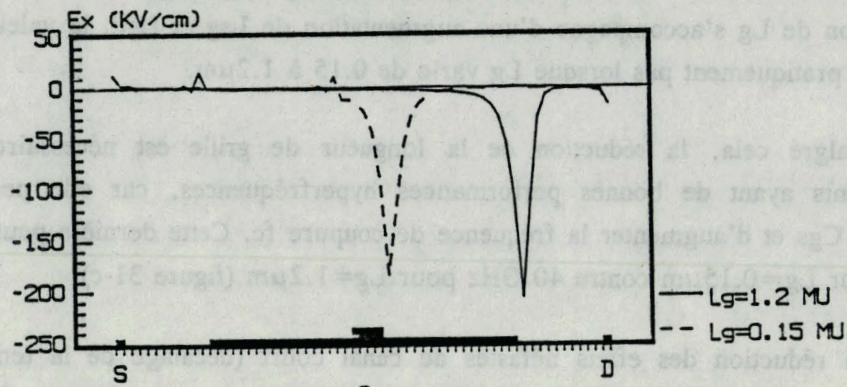
Si l'on observe les courbes $I_d(V_{gs})$ (figure 31-a), on remarque que le courant I_d croît lorsque L_g décroît et ceci particulièrement pour les faibles longueurs de grille. Ceci est lié à l'exaltation des effets de survitesse. Cependant l'on remarque également que, lorsque la grille est courte, le courant est non négligeable, même pour des tensions V_{gs} inférieures à la tension de pincement théorique. Ceci est dû aux effets bidimensionnels, illustrés sur la figure 32, où l'on voit que dans le cas où $L_g = 0.15\mu\text{m}$ la charge injectée domine partout sous la grille. Il en résulte un mauvais contrôle de charge dans le cas des grilles courtes. Comme de plus, ici la

diminution de L_g s'accompagne d'une augmentation de L_{sg} et L_{gd} , la valeur maximale de G_m ne varie pratiquement pas lorsque L_g varie de 0.15 à $1.2\mu m$.

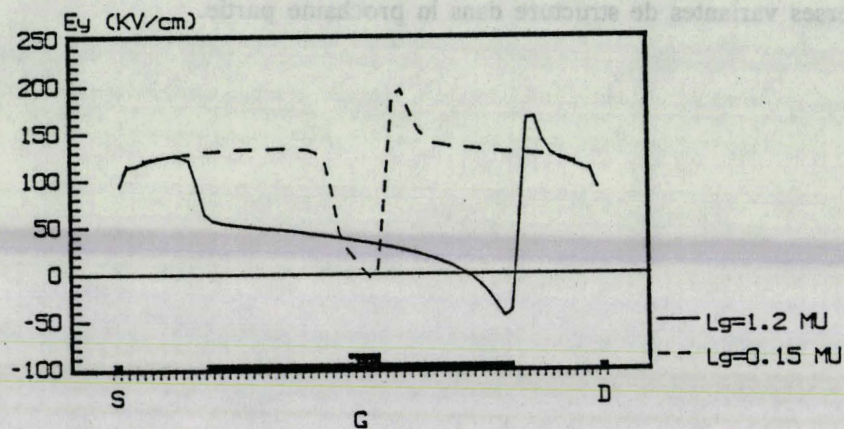
Malgré cela, la réduction de la longueur de grille est nécessaire pour obtenir des composants ayant de bonnes performances hyperfréquences, car elle permet de réduire la capacité C_{gs} et d'augmenter la fréquence de coupure f_c . Cette dernière peut ainsi atteindre 150 GHz pour $L_g=0.15\mu m$ contre 40 GHz pour $L_g=1.2\mu m$ (figure 31-c).

La réduction des effets néfastes de canal court (décalage de la tension de pincement, augmentation de la conductance de sortie ...) pourra être obtenue par des modifications de structure visant à empêcher l'injection des porteurs dans le substrat. On peut par exemple envisager de placer une hétérojonction "sous" la couche d'accumulation [43]. Nous discuterons des diverses variantes de structure dans la prochaine partie.

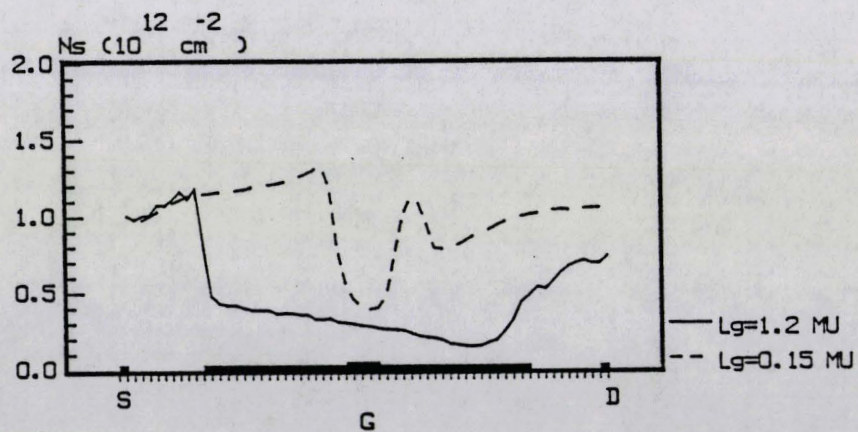
Figure 32
Influence de la longueur de grille
à distance source-drain constante
32-a) Sur le champ électrique E_x



32-b) sur le champ électrique E_y



32-c) sur la densité surfacique



$V_{ds} = 2.0V$ $V_{gs} - V_{bi} = -1.0V$

figure 32

Influence de la longueur de grille sur les grandeurs physiques

(LSD = constante)

Figure 33-a
Influence de la composition d'alliage
Densité surfacique
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

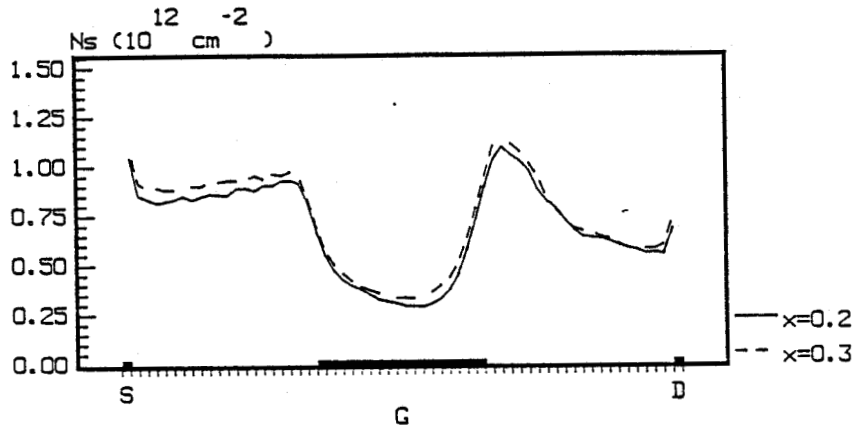


Figure 33-b
Influence de la composition d'alliage
Champ électrique E_x
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

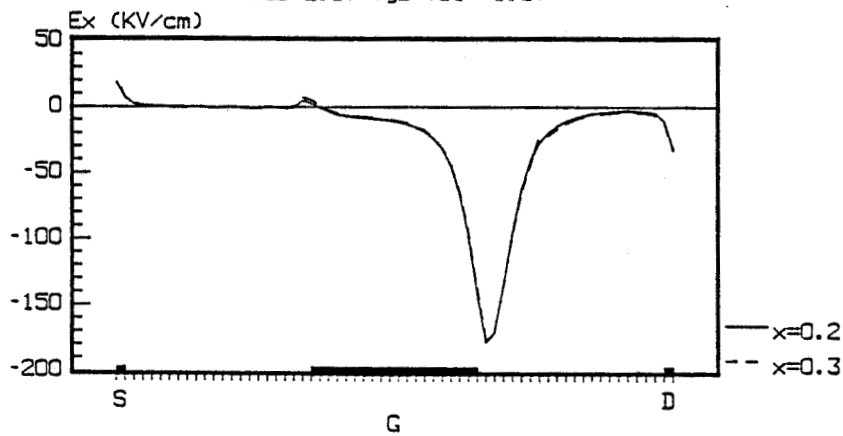


Figure 33-c
Influence de la composition d'alliage
Energie moyenne
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

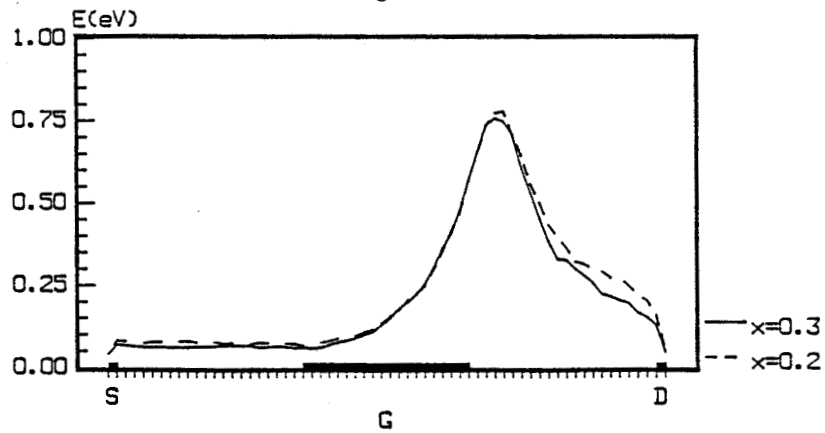
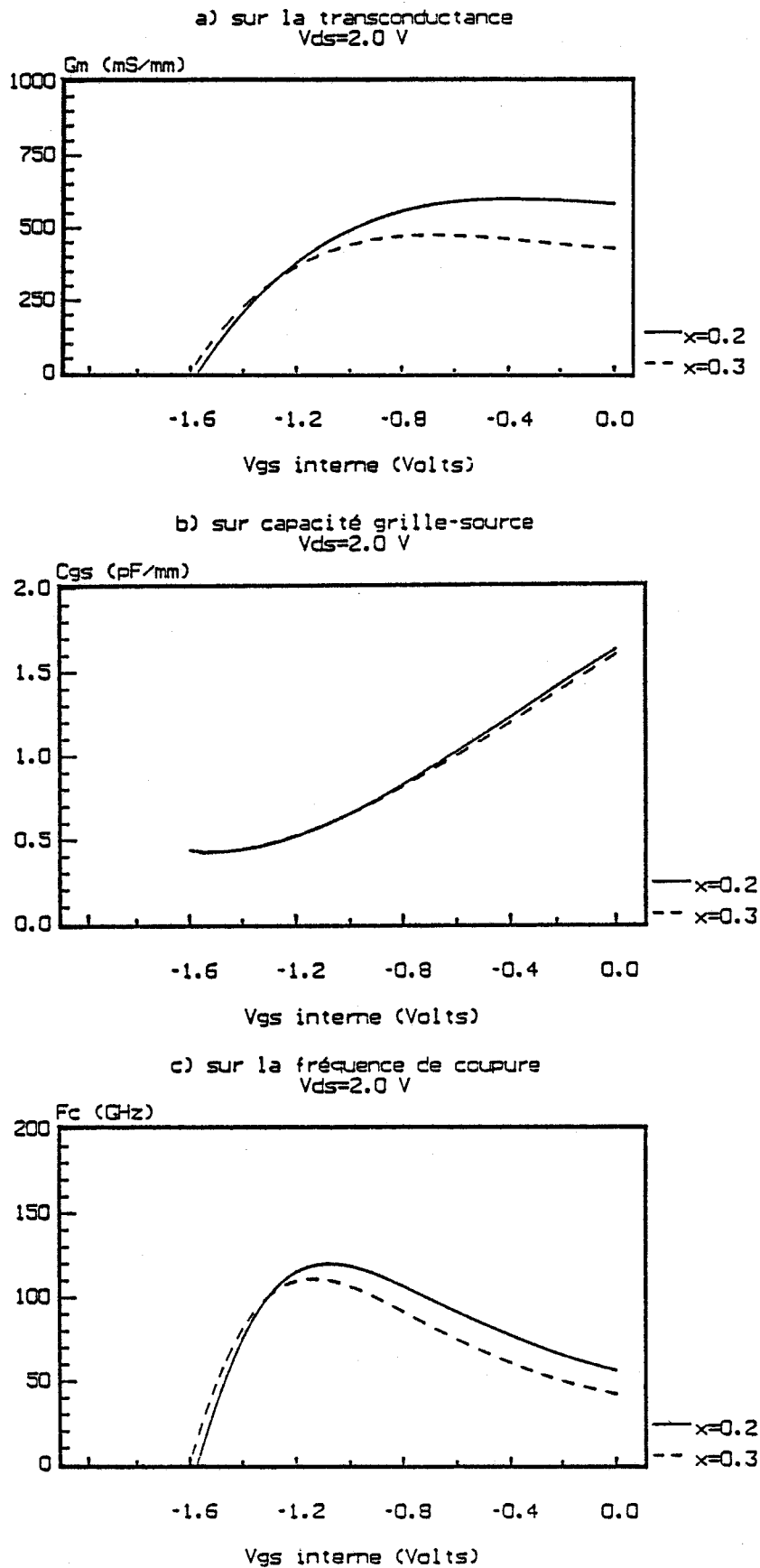


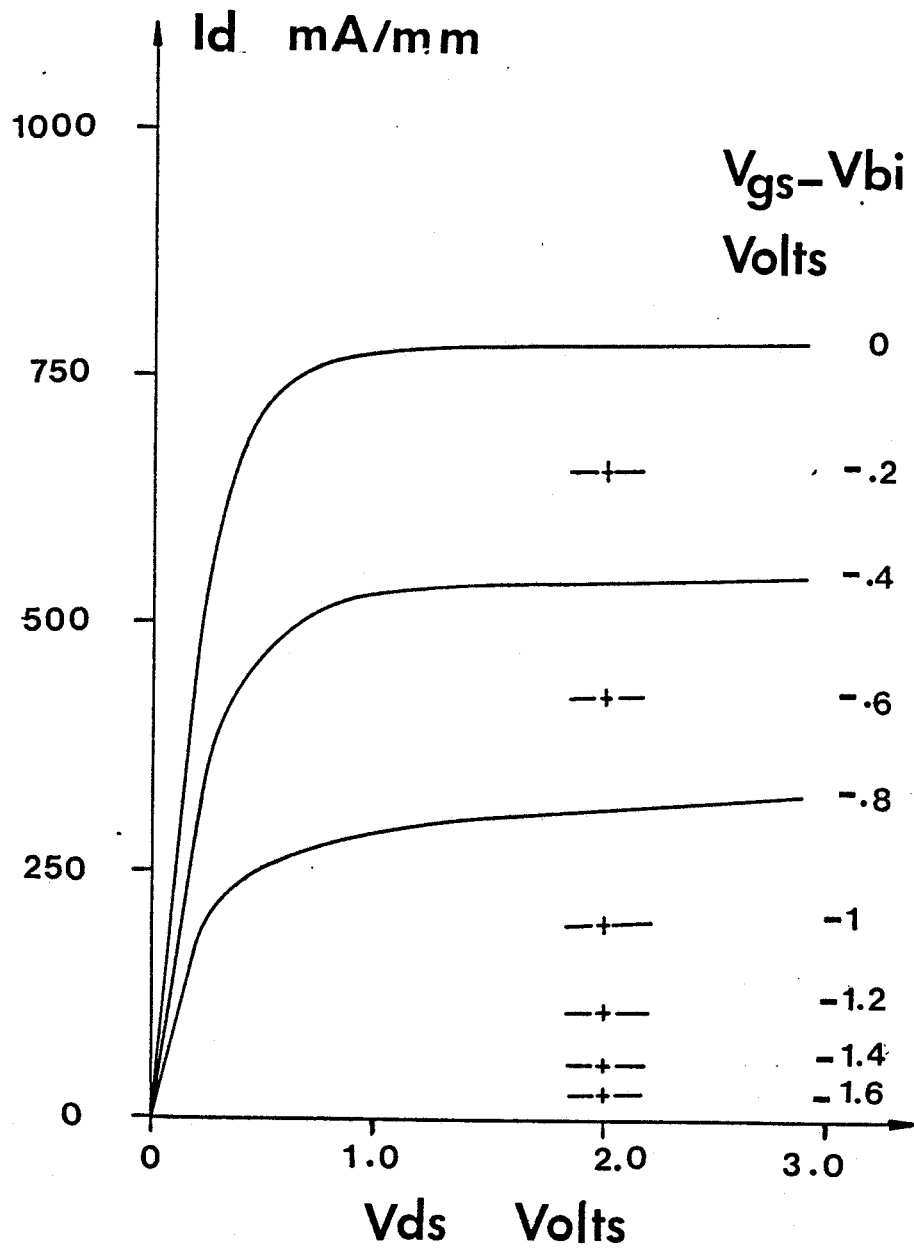
figure 33

Influence de la composition d'alliage sur les grandeurs physiques

figure 34

Influence de la composition d'alliage sur les grandeurs macroscopiques





d) caractéristique I_d (V_{ds}, V_{gs})

3.3 Influence des caractéristiques de la couche de GaAlAs dopé

Cette couche est caractérisée par trois paramètres que nous examinerons successivement:

- sa composition en Aluminium : x
- son épaisseur : a
- son dopage : N_D

3.3.1 Influence de la composition x

Nous avons reconsidéré la structure du chapitre 2, en fixant la concentration d'aluminium à $x=0.2$. Cette composition tend à être de plus en plus utilisée, car elle permet, au moins pour des dopages de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , d'éviter les problèmes liés aux centres D-X [44].

3.3.1.1 Etude des grandeurs physiques

Les évolutions selon l'axe source-drain des différentes grandeurs physiques, mesurées à l'interface côté GaAs, sont représentées sur la figure 33, pour $V_{ds}=2.0 \text{ V}$ et V_{gs} interne $= -1.0 \text{ V}$.

On constate que la densité de charges accumulées n_s est légèrement inférieure à ce qu'elle était lorsque x valait 0.3, tandis que la vitesse moyenne est sensiblement inchangée. Les effets bidimensionnels sont toujours présents avec la même importance. Les transferts dans l'espace réel, qui étaient déjà très importants à cette polarisation pour $x=0.3$, n'augmentent pas sensiblement malgré la plus faible hauteur de barrière.

3.3.1.2 Etude des caractéristiques de sortie

Les valeurs des différentes caractéristiques de sortie sont représentées sur la figure 34.

Pour interpréter l'évolution du courant et de la transconductance avec x , il faut distinguer deux zones de polarisation.

- Pour les V_{gs} internes inférieurs à -0.8V , le courant est transporté sous la grille, par le seul GaAs et la diminution de n_s lorsque x passe de 0.3 à 0.2, se traduit par une légère diminution du courant et de la transconductance.

- Par contre, pour les V_{gs} internes supérieurs à $-0.8V$, la conduction se fait en partie dans le GaAlAs dont les caractéristiques de vitesse sont meilleures pour $x=0.2$ que pour $x=0.3$, d'où un meilleur courant et une meilleure transconductance. Cependant nous ne pouvons tirer de conclusions quantitatives, car notre description du transport dans GaAlAs est idéalisée.

La capacité grille source restant sensiblement inchangée avec la composition, la variation de la fréquence de coupure ne fait que refléter celle de la transconductance.

En conclusion, l'utilisation d'une composition d'alliage voisine de 0.2, n'entraîne qu'une légère dégradation des performances du composant simulé. Cet inconvénient est largement compensé par le fait que les centres donneurs profonds sont pratiquement inactifs. Cette composition est donc intéressante pour la réalisation de T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs. Ceci est particulièrement vrai à basse température, aussi avons nous également extrait le réseau de caractéristiques $I_d(V_{ds}, V_{gs})$ pour la température de 77 K. Les résultats sont présentés sur la figure 35.

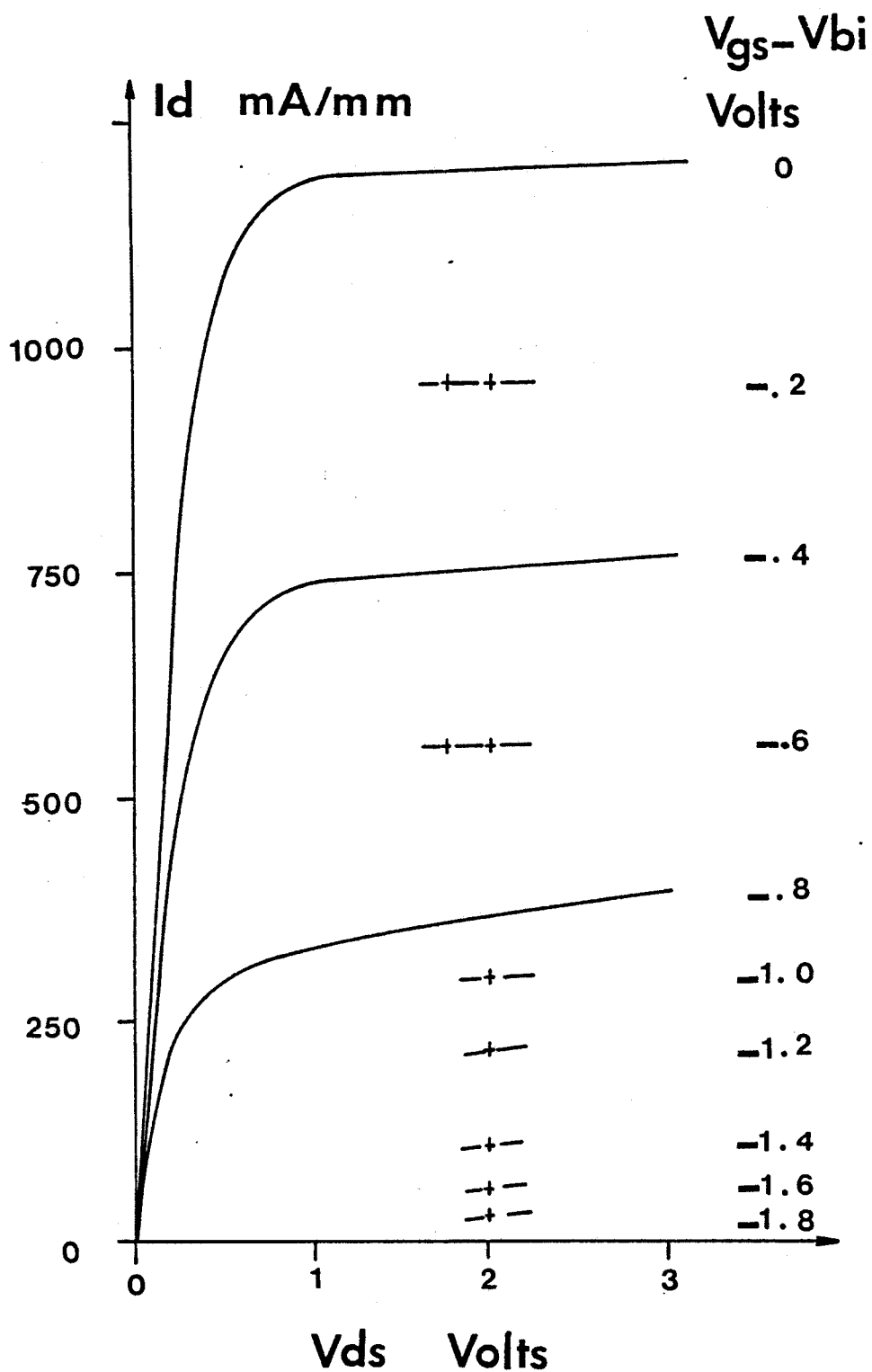
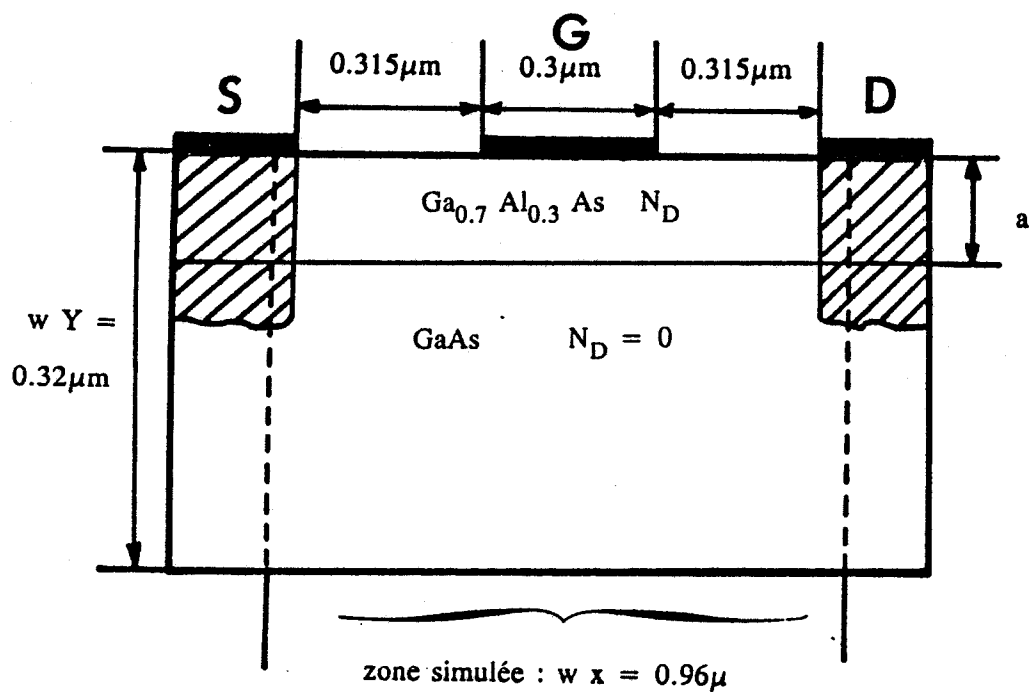


figure 35

Caractéristiques I_d (V_{ds}, V_{gs})

pour $x = 0.2$ et $T = 77$ K



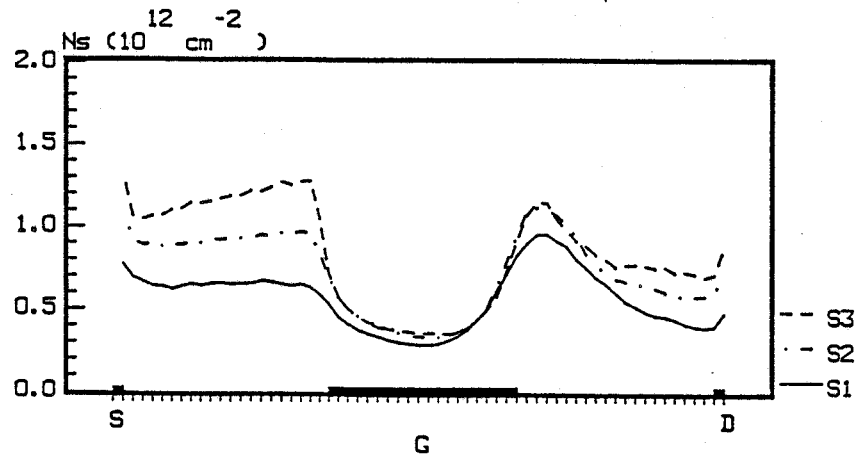
$$L_{sg} = L_{gd} = 0.315 \mu\text{m} \quad L_g = 0.3 \mu\text{m}$$

$$x = 0.3$$

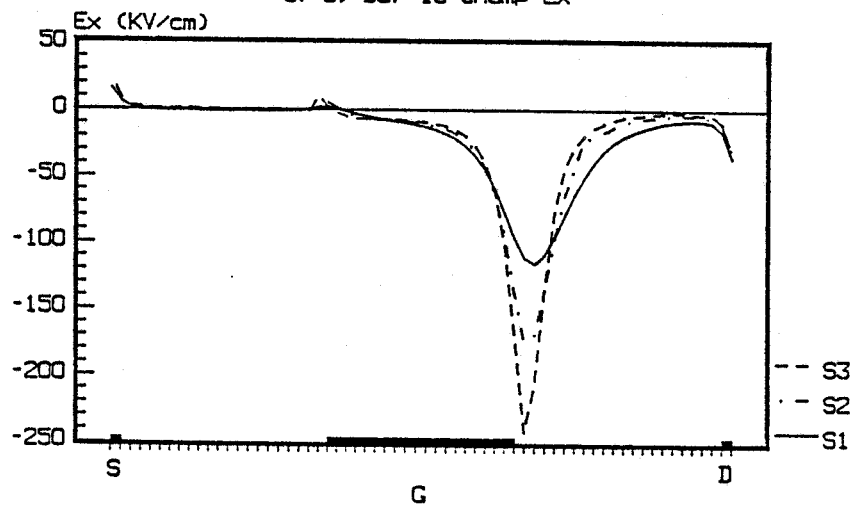
	$N_D 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$a \text{ \AA}$
S1	4.44	600
S2	10	400
S3	17.7	300

Figure 36 : Caractéristiques des structures simulées.

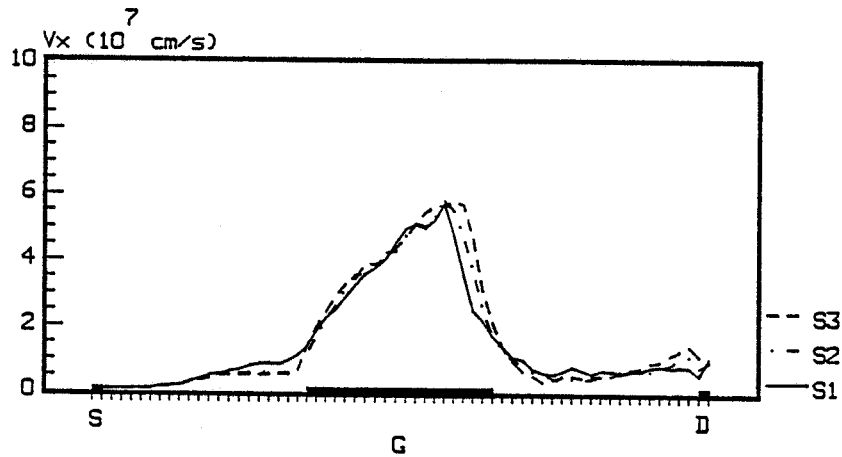
Figure 37: influence de N_D, a avec $N_D a = \text{ct}$
grandeurs physiques
S1: $a=600$ S2: $a=400$ S3: $a=300$ (Angstroems)
37-a) sur la densité surfacique



37-b) sur le champ E_x



37-c)
sur la vitesse moyenne à l'interface



$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

figure 37

Influence de N_D et a sur les grandeurs physiques

3.3.2 Influence de l'épaisseur a et du dopage N_D

Pour effectuer des comparaisons probantes, il convient de considérer des composants de même tension de pincement V_p . Cette dernière dépend bien sûr de l'épaisseur a et du dopage N_D de la couche de GaAlAs, mais aussi de la hauteur de barrière ΔE_c et de la densité surfacique à l'équilibre n_{s0} . Cependant en première approximation on peut admettre que $V_p \approx q \frac{N_D a^2}{2\epsilon} + \Delta E_c$ [45] et nous avons donc choisi de faire varier a et N_D en conservant constant le produit $N_D a^2$. Les caractéristiques des structures simulées sont résumées sur la figure 36. Les résultats sont présentés sur les figure 37 et 38.

On constate que l'augmentation du dopage se traduit par une augmentation de la densité n_s , et que, dans le même temps la réduction de la distance grille-canal entraîne une meilleure efficacité du contrôle de charge. Ceci se traduit par une augmentation de la transconductance lorsque a diminue et N_D croît, ainsi qu'une augmentation simultanée de la capacité grille-source.

La variation de a et de N_D entraîne la modification de la répartition du champ E_x , en particulier le pic de sortie de grille est d'autant plus "pointu" que a est faible et N_D est grand. Cependant les valeurs de ce champ dans le canal sous la première partie de la grille, changent peu et la vitesse moyenne des électrons dans le GaAs ne dépend pas sensiblement de l'épaisseur et du dopage de GaAlAs.

Il en résulte que la fréquence de coupure maximale correspondant à un régime de fonctionnement "purement T.E.G.F.E.T.", augmente lorsque N_D croît. En revanche, aux tensions V_{gs} élevées, qui nous intéressent moins directement car elles correspondent à un fonctionnement de type M.E.S.F.E.T., la fréquence de coupure décroît lorsque N_D croît. Cet effet s'explique par la dégradation de vitesse des électrons dans un matériau fortement dopé, ainsi que cela a été démontré dans le cas du M.E.S.F.E.T. AsGa [46]. Ce dernier point illustre bien la supériorité du T.E.G.F.E.T. sur le M.E.S.F.E.T., liée à la conduction dans un milieu intrinsèque.

Nous pouvons conclure qu'il y aura avantage, pour obtenir les meilleures performances du T.E.G.F.E.T. à utiliser une couche de GaAlAs fortement dopée et de faible épaisseur. Le niveau maximal de dopage admissible sera limité par le champ sous la grille de façon, en particulier, à éviter le risque de claquage.

figure 38-a

Evolution du courant et de la transconductance avec V_{gs}

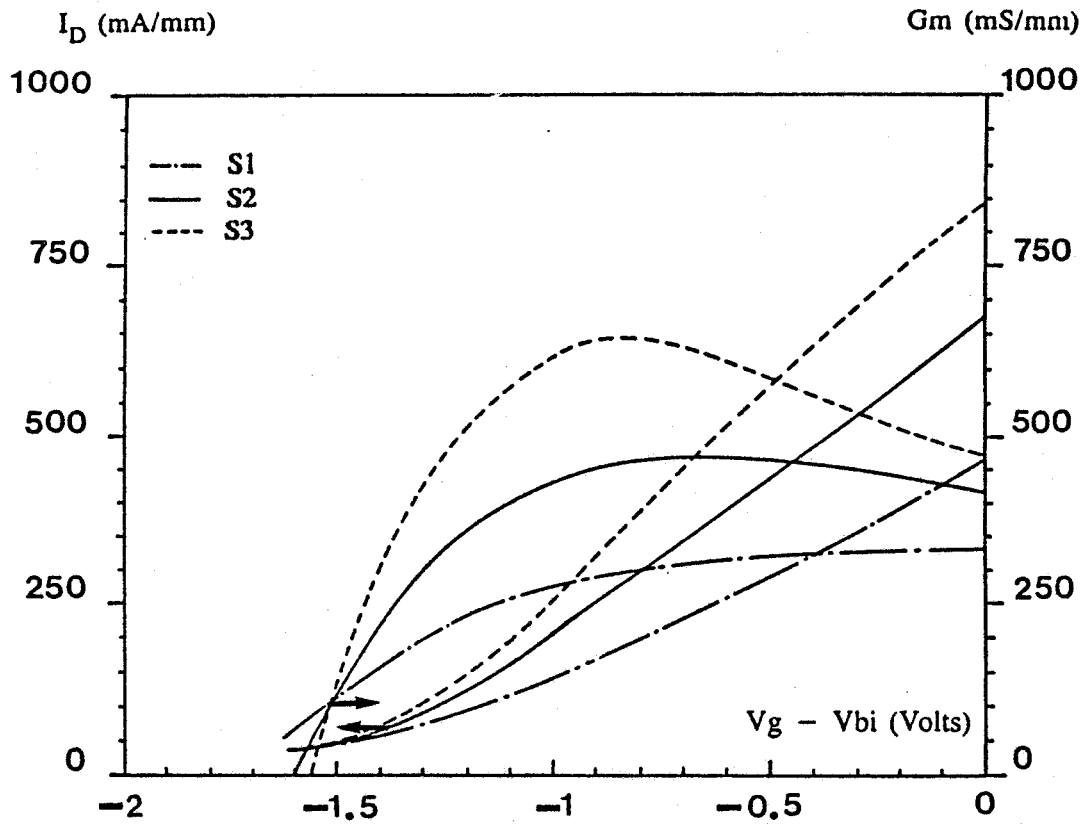


Figure 38-b
Fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0$ V

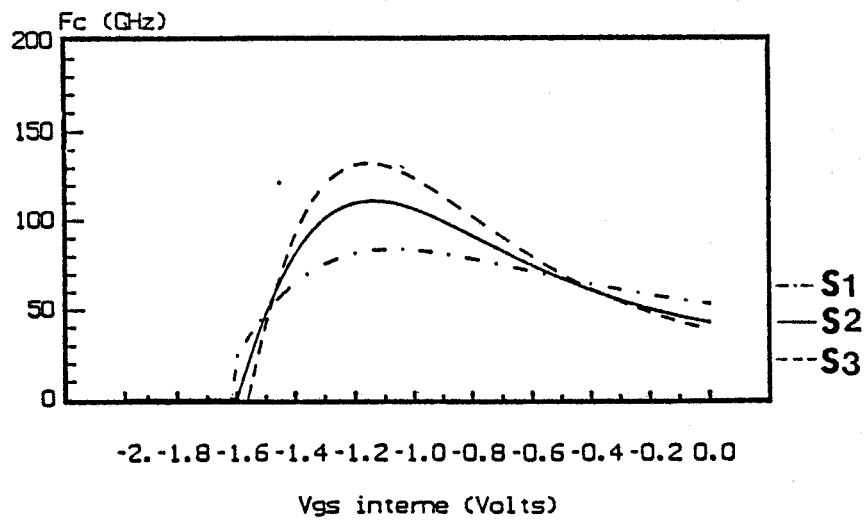


figure 38

Influence de N_D et a sur les caractéristiques macroscopiques

Figure 39

influence de la présence d'un spacer

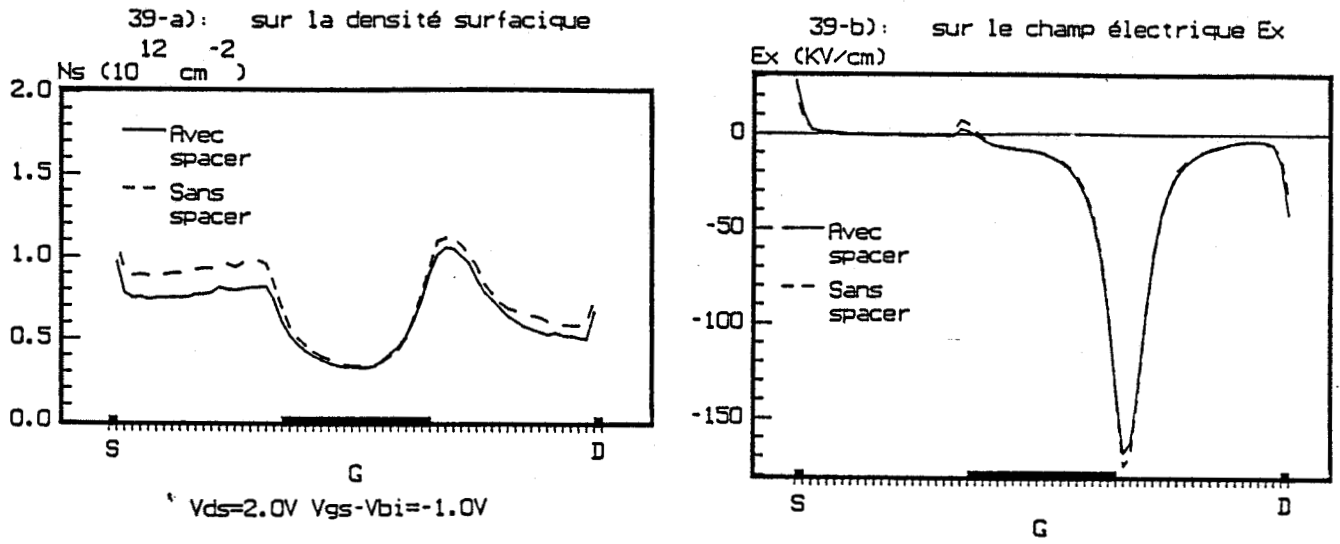


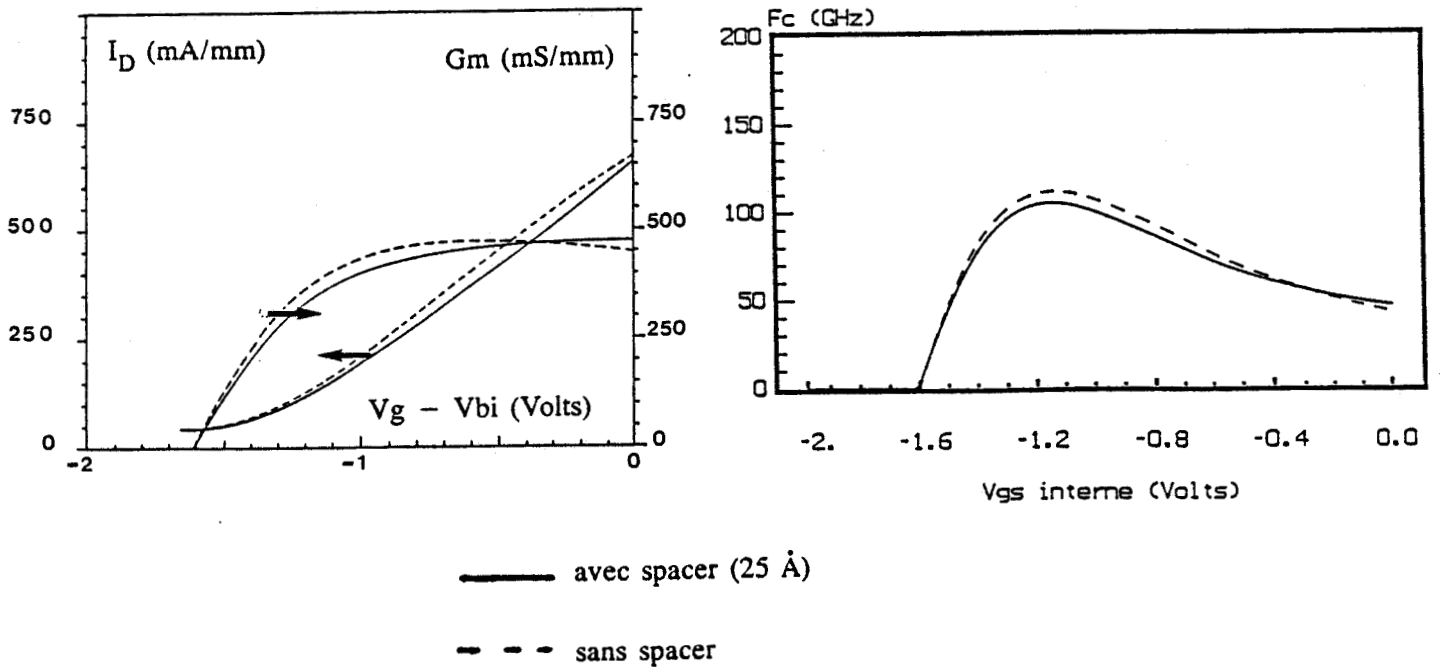
figure 40

Influence de la présence d'un spacer

(pour $V_{ds} = 2.0\text{V}$)

a) sur le courant et la transconductance

b) sur la fréquence de coupure



3.4 Influence de l'existence d'un Spacer et d'un recess de grille

Afin de discerner l'influence des divers paramètres sur les phénomènes physiques et les performances du composant, nous n'avons jusqu'ici considéré que des structures très simples. Notre modèle nous permet cependant de simuler des géométries plus complexes et plus réalistes. C'est ce que nous allons faire maintenant, en considérant successivement des structures comportant un spacer et un recess de grille.

3.4.1 Structure avec Spacer

Nous avons intercalé dans notre "structure de référence", une couche spacer de GaAlAs intrinsèque, d'épaisseur 25 Å entre le GaAlAs N^+ et le GaAs non intentionnellement dopé.

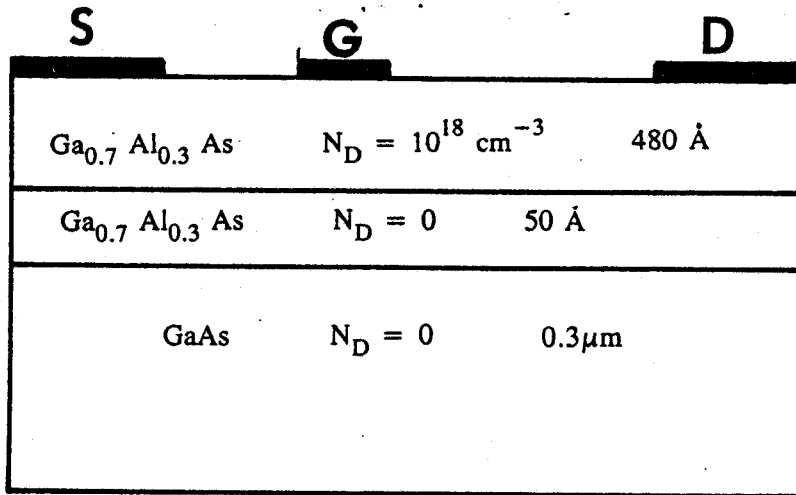
Comme on peut le voir sur la figure 39, l'effet de cette couche est de diminuer la densité surfacique n_s . Il en résulte une diminution du courant et de la transconductance (figure 40). Notons que la façon dont nous traitons l'interaction sur impuretés ionisées ne nous permet pas de voir évoluer la vitesse avec l'épaisseur de spacer (nous ne tenons pas compte des interactions à distance). Cependant la dégradation de la transconductance qu'entraîne la présence du spacer est de moins de 10% et les résultats obtenus précédemment sont donc peu affectés. Nous observons également une dégradation de la fréquence de coupure du même ordre de grandeur.

3.4.2 Etude d'une structure recessée

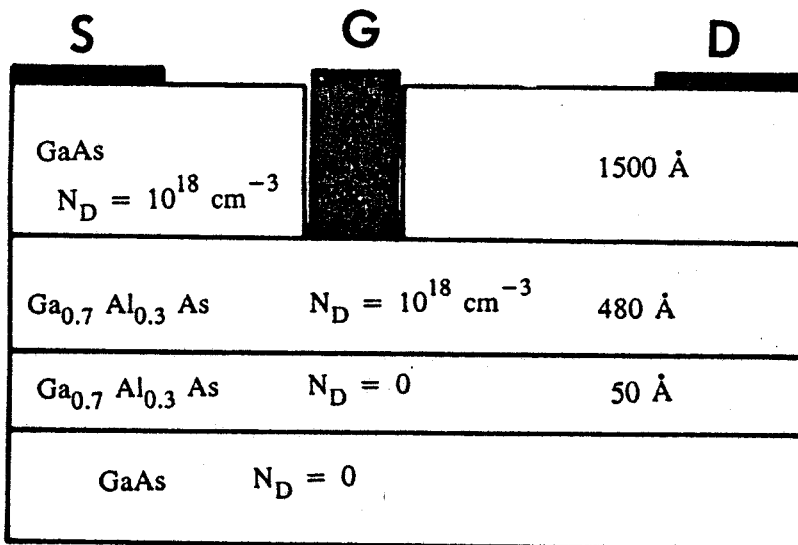
Nous avons, à titre d'exemple, simulé les structures représentées sur la figure 41. On y remarque la présence d'un spacer de 50 Å et, pour certaines structures, d'une couche supérieure de GaAs et d'un recess de grille. Quelques résultats typiques sont présentés sur les figures 42 et 43. On constate que l'existence d'un recess influe très peu sur la transconductance, mais entraîne un accroissement de la capacité grille-source. Ceci s'explique par le fait que la hauteur de grille n'est plus ici négligée et que la grille agit par influence électrostatique sur une plus grande surface de semiconducteur (celle délimitée par les bords du recess). Cet effet est bien sûr fortement dépendant de la distance recess-grille et devient catastrophique dans le cas extrême où la grille remplit tout le recess.

structure R0

Lsg = 1 μ m Lg = 0.3 μ m Lgd = 1.7 μ m



structure R1



structure R2

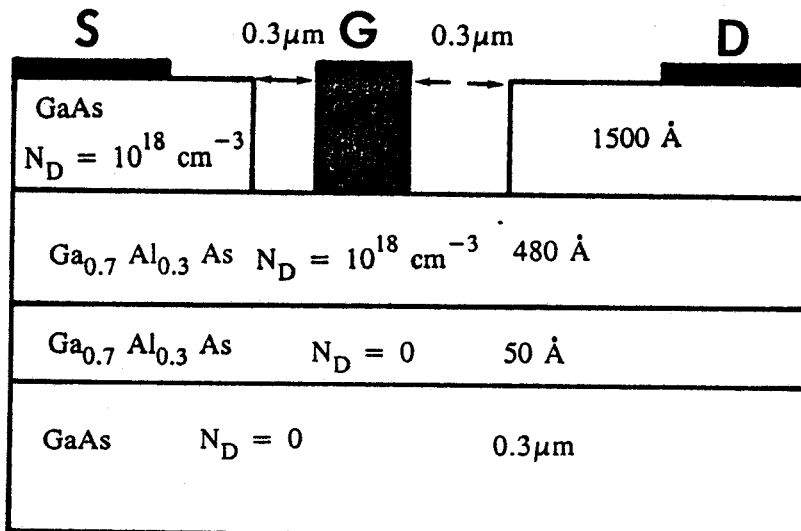


figure 41 structures étudiées

figure 42

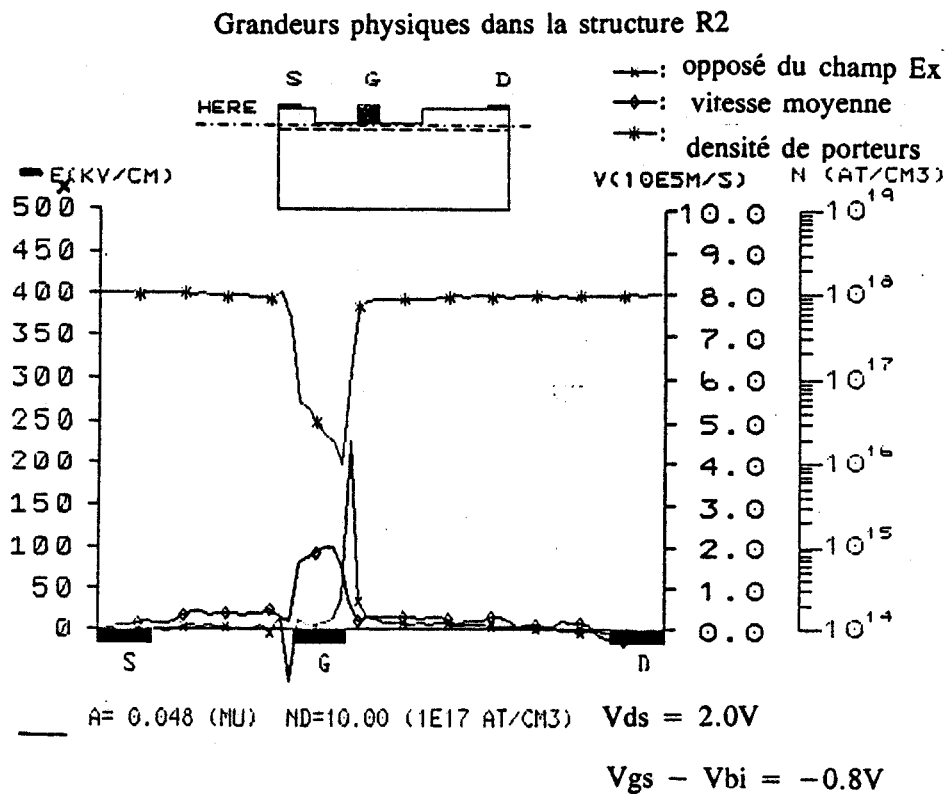


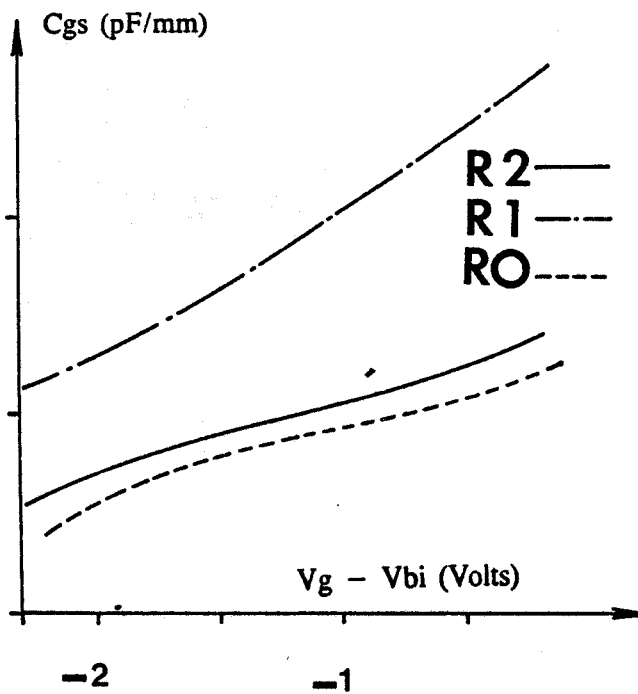
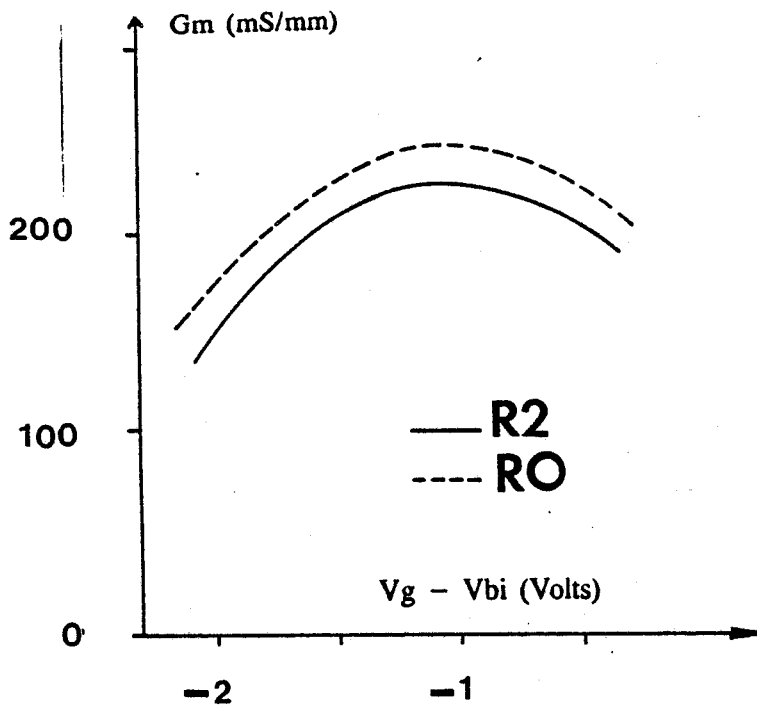
figure 43

Influence de l'existence d'un recess

$V_{ds} = 2.0V$

a) sur la transconductance

b) sur la capacité grille-source



Chapitre 4

Potentialités et limites de la structure T.E.G.F.E.T. classique

Introduction

Au cours des deux chapitres précédents, nous avons effectué une étude assez complète du T.E.G.F.E.T. classique GaAlAs/GaAs. Les résultats obtenus concernent d'une part les phénomènes "microscopiques" internes à la structure et, d'autre part, les performances du composant (en particulier les éléments du schéma équivalent). Nous sommes donc, en principe, en mesure de répondre aux questions suivantes :

- Comment doit-on faire évoluer les paramètres technologiques de la structure pour en tirer les meilleures performances ?
- Quels sont les phénomènes physiques, inhérents à la structure, qui limitent ces performances ?
- En définitive que peut-on attendre du "meilleur" T.E.G.F.E.T. ?

C'est l'objet de ce chapitre que de donner des éléments de réponse à ces questions. Ceci sera fait dans la deuxième section, en utilisant les résultats des deux chapitres précédents. Cependant, compte tenu du caractère purement théorique de ces résultats, il nous semble utile avant de conclure de :

- revenir sur certains aspects du modèle et en particulier de discuter les principales approximations qu'il comporte,
- chercher à valider nos résultats par une confrontation théorie/expérience.

Cette démarche "critique" fait l'objet de la première section de ce chapitre.

4.1 Discussion succincte des résultats

4.1.1 Discussion des résultats "microscopiques"

Nous nous contenterons d'examiner les deux points suivants :

- Quelle est l'incidence des principales approximations que comporte le modèle, et en particulier de celle qui consiste à négliger les effets quantiques ?

- Les faits les plus marquants que nous avons observés (phénomènes d'électrons chauds, injection et transfert dans l'espace réel) sont-ils confirmés par d'autres résultats, théoriques ou expérimentaux ?

4.1.1.1 Approximations contenues dans le modèle

Les principales approximations, c'est-à-dire celles qui ont le plus de risque d'influencer les résultats sont, d'après nous, le fait de négliger la quantification mais aussi la non prise en compte des centres donneurs profonds dans le GaAlAs ainsi que la façon simplifiée de modéliser les contacts.

Pour estimer l'influence de ces hypothèses, nous prendrons comme critère la charge transférée n_s , qui est un paramètre important "facilement" mesurable et calculable. Nous allons donc comparer la valeur de n_s fournie par un modèle Monte-Carlo classique avec les valeurs fournies par la littérature.

Puisque tous les résultats disponibles, qu'ils proviennent de l'expérience ou de théories quantiques rigoureuses, concernent des hétérojonctions "infinies" et non des composants munis de leurs contacts, nous avons appliqué notre méthode (méthode Monte-Carlo multi-porteurs) à ce cas. Nous avons donc effectué une simulation unidimensionnelle, l'équation de Poisson étant résolue suivant la direction transverse à l'interface [47]. Les caractéristiques de la structure sont résumées sur la figure 44.

figure 44

Paramètres employés dans la simulation unidimensionnelle

Ey supposé nul aux extrémités de la structure

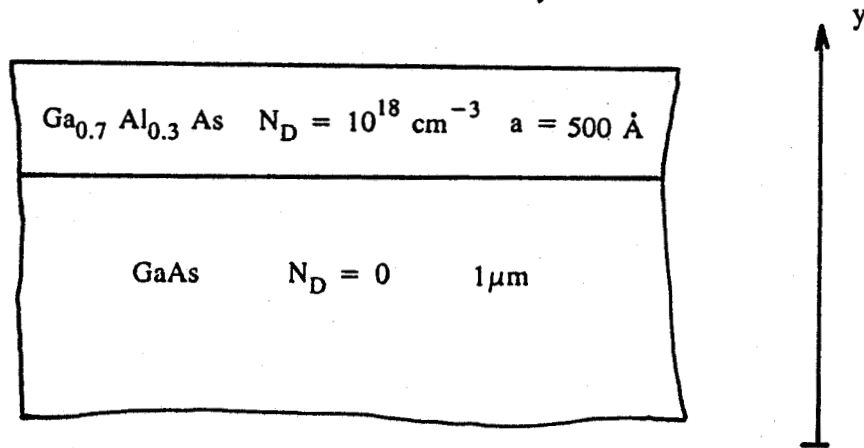
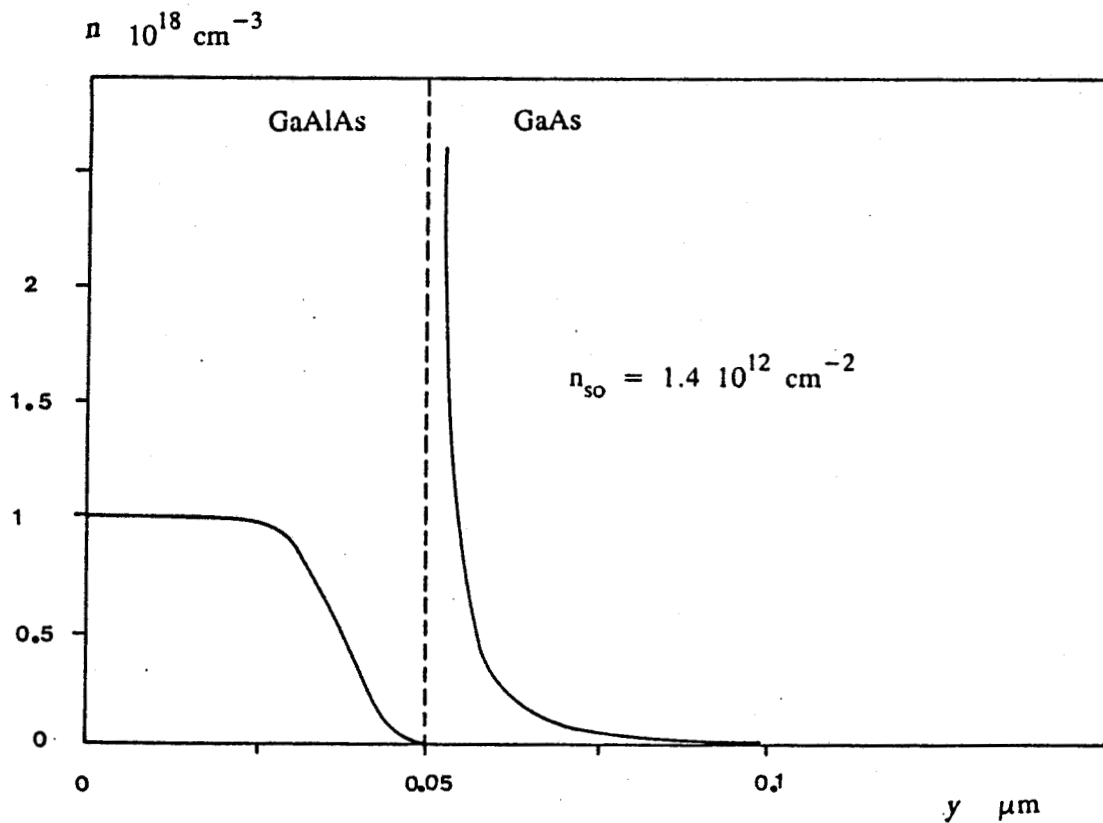


figure 45

Profil de concentration $n(y)$ pour une hétérojonction à l'équilibre, obtenu par une méthode de Monte-Carlo unidimensionnelle



La répartition des porteurs en l'absence de champ électrique appliqué est représentée sur la figure 45. La charge transférée obtenue est $n_{so} = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. En ce qui concerne la façon dont sont répartis les porteurs, il faut remarquer que, dans notre cas le maximum de densité se trouve à l'interface, tandis que pour les modèles quantiques, il se situera quelques dizaines d'Å plus loin [48]. La valeur de n_s que nous obtenons est plus importante que celle fournie par les modèles tenant compte de la quantification. Ainsi un calcul quantique, effectué dans des conditions comparables, c'est-à-dire en négligeant l'existence de centres D-X, fournit $n_s = 1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [49]. Cet écart observé sur la valeur de n_s est inhérent à la description classique [50]. Cependant, il importe de souligner que l'ordre de grandeur reste le même quelle que soit la méthode utilisée. Ainsi, de façon générale, pour une structure du type de celle que nous étudions, tous les résultats, théoriques et expérimentaux indiquent que n_s est "de l'ordre de" 10^{12} cm^{-2} .

Précisons que, si nous commettons effectivement une erreur sur la valeur de la charge transférée dans le cas de l'hétérojonction à l'équilibre, il n'en est pas de même dans le cas d'un gaz d'électrons soumis à de forts champs appliqués tels que ceux qui règnent sous la grille d'un T.E.G.F.E.T.. En définitive, la prise en compte ou non des effets quantiques ne nous semble pas être d'une importance cruciale sur les résultats de simulation de composants de type T.E.G.F.E.T..

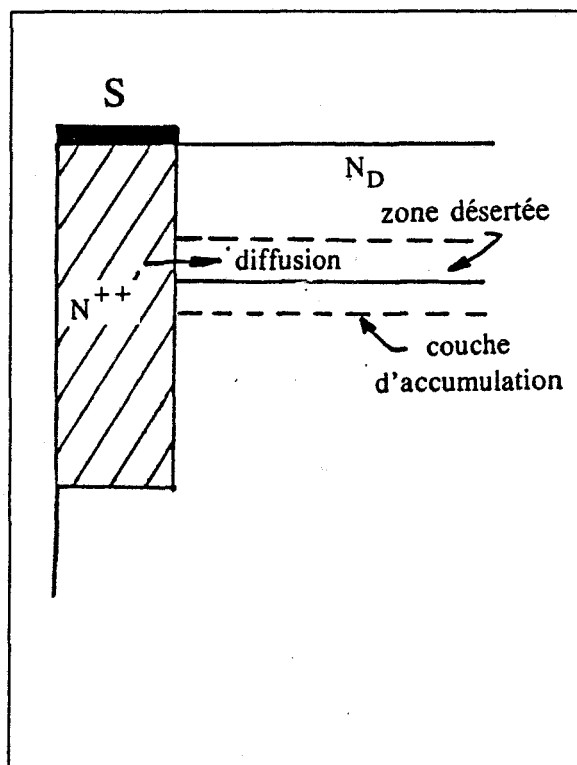
D'autres approximations peuvent avoir des conséquences plus lourdes. Ainsi, par exemple, il a été largement démontré que l'existence de centres donneurs profonds dans le GaAlAs avait une importance non négligeable sur la physique des composants à hétérojonctions et en premier lieu sur la valeur de la charge transférée [17,18]. Les calculs qui tiennent compte de ces centres donneurs conduisent toujours à des valeurs de n_s plus faibles que les calculs qui négligent leur existence. Par exemple, Subramanian [18] indique un écart de 30% entre ces deux cas. Comme, de toutes façons, les caractéristiques exactes des niveaux donneurs dans le GaAlAs sont encore très mal connues, on voit que l'estimation précise de n_s est soumise à de telles incertitudes qu'il est difficile de définir une valeur totalement fiable qui nous permettrait de contrôler nos résultats théoriques.

Tout ce qui précède concerne l'hétérojonction infinie, dans les cas pratiques la situation sera assez différente et il faudra tenir compte des implants N^+ réalisés avant la métallisation des contacts ohmiques. Le problème de la description des contacts est commun à la plupart des modélisations. Nous savons que la nature et les caractéristiques des contacts peuvent avoir une influence déterminante sur le fonctionnement du composant, mais malgré cela nous ne pouvons en faire une description correcte car (outre le problème du temps calcul spécifique à notre méthode), beaucoup de données sont très mal connues : dimensions exactes des zones surdopées, niveau de dopage et répartition du dopant et même pour certaines structures implantées, nature

du matériau après recuit. En particulier on peut supposer que dans certains cas la réalisation des contacts entraîne localement la "destruction" de l'hétérojonction et la disparition du gaz bidimensionnel [51].

La nature exacte des zones avoisinant les contacts influera sur les impédances d'accès, mais aussi sur la répartition des porteurs dans le composant. En effet, les phénomènes de diffusion entre les zones N^{++} et le canal modifieront la densité de porteurs au voisinage des zones surdopées. Afin d'illustrer ce dernier point sur un exemple, considérons le cas très simple : zone de contact uniformément dopée et disparition de l'hétérojonction au niveau du contact (voir figure).

Dans une telle situation, il y aura diffusion des électrons du GaAlAs N^{++} vers le GaAlAs "formant hétérojonction", ce qui augmentera la population électronique dans cette couche, s'opposera à la désertion de la zone voisine de l'interface et donc réduira la charge d'espace et le champ de confinement E_y . C'est ce qui se produit dans les cas que nous avons simulés, ce qui explique que nous obtenions au voisinage des contacts des valeurs de n_s inférieures à celle correspondant à l'hétérojonction à l'équilibre.



On voit que l'estimation précise de n_s dans le cas d'un composant "complet" est difficile, car sa valeur est sensible à de nombreux paramètres. Dans ces conditions, il est difficile de faire des comparaisons rigoureuses, mais on peut considérer que la concordance des ordres de grandeurs est suffisante pour assurer la validité de nos conclusions.

4.1.1.2 Principaux phénomènes mis en évidence

Dans le chapitre deux, nous avons montré que le fonctionnement du T.E.G.F.E.T. submicronique, à des polarisations correspondant à un grand gain, était dominé par les phénomènes suivants : "Dans la zone de sortie de grille, les variations du champ électrique sont

très brutales. Les électrons acquièrent des énergies élevées et sont majoritairement en vallées satellites, leur mouvement est alors purement tridimensionnel. Le gaz électronique est défocalisé par l'injection dans le GaAs et le transfert dans l'espace réel vers le GaAlAs". Ces phénomènes sont dépendants de la polarisation et donc affectent les caractéristiques de sortie, dont ils peuvent être des facteurs limitants. Il est donc important de bien les cerner, afin d'imaginer comment les influencer de manière à améliorer les performances.

De façon générale, la littérature confirme la réalité de ces phénomènes, qui sont mis en évidence également par les modèles tenant compte de la quantification. Ainsi Widiger [52], en utilisant un modèle "hydrodynamique" observe :

- des effets de survitesse (exagérés par la méthode)
- qu'en sortie de grille, les électrons sont essentiellement tridimensionnels.

Ravañoli [53], en utilisant un modèle Monte-Carlo quantique montre que, lorsque la tension de drain est suffisante, en fin de grille les électrons sont purement tridimensionnels et soumis aux phénomènes d'injection et aux transferts dans l'espace réel.

Ces phénomènes d'électrons chauds sont également observés, indirectement, par l'expérience :

- L'injection dans le substrat est la seule explication cohérente des valeurs prises par la conductance de sortie.
- Les transferts dans l'espace réel peuvent être utilisés pour réaliser des composants à résistance différentielle négative et des oscillateurs [38, 54, 55].

4.1.2 Grandeurs macroscopiques.

Comparaison théorie-expérience

Pour valider les prédictions de notre modèle concernant les caractéristiques électriques de sortie, la meilleure méthode est la comparaison théorie/expérience. Il s'agit cependant d'un exercice très difficile car les résultats expérimentaux dont nous disposons concernent des structures dont les paramètres technologiques diffèrent souvent sensiblement de ceux utilisés dans nos simulations et sont parfois mal connus. C'est pourquoi, nous ne nous fixons qu'un objectif restreint, qui est de vérifier que notre modélisation fournit les bons ordres de grandeurs des différentes caractéristiques de sortie, ainsi que les sens d'évolution corrects avec la polarisation. Nous avons choisi, parmi les différents résultats dont nous avons eu connaissance, ceux concernant un transistor dont les performances sont très bonnes. Il s'agit d'un T.E.G.F.E.T.

réalisé par le L.E.P. et caractérisé dans notre laboratoire. Les paramètres technologiques en sont les suivants :

- La couche de GaAlAs, de composition $x = 0.22$, de dopage $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, a une épaisseur dont la valeur précise n'est pas connue mais qui peut être estimée, d'après la tension de pincement à environ 500 Å.
- Le spacer est en GaAlAs, de composition $x = 0.22$ également, et d'épaisseur 20 Å.
- La longueur de grille est de $0.55 \mu\text{m}$.

Toutes les mesures ont été effectuées à température ambiante, pour une tension de drain V_{ds} de 3.0V et pour diverses polarisations de grille. On remarquera que les valeurs adoptées pour la composition et le dopage du GaAlAs permettent d'éviter les problèmes liés aux centres donneurs profonds.

A) Etude de la transconductance intrinsèque G_m

Nous savons, d'après les résultats du chapitre 3, que de tous les paramètres influant sur la transconductance, les plus importants sont l'épaisseur a et le dopage N_D de la couche de GaAlAs et que la transconductance augmente lorsque N_D croît et a décroît.

Nous avons comparé les résultats expérimentaux avec les résultats de simulation obtenus pour deux structures dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Structure	Composition d'Aluminium x	Dopage N_D (cm^{-3})	Epaisseur a (Å)	Epaisseur du Spacer a_{sp} (Å)	Longueur de grille L_g (μm)
Structure expérimentale : SE	0.22	$7 \cdot 10^{17}$	500	20	0.55
Structure simulée SA	0.3	10^{18}	400	0	0.6
Structure simulée SB	0.3	$4.44 \cdot 10^{17}$	300	0	0.3

Bien que beaucoup de paramètres diffèrent, on peut penser en considérant les valeurs de a et N_D que l'on trouvera par ordre de transconductance croissante les structures SB, SE, SA. Cela est confirmé par les résultats présentés sur la figure 46 où l'on constate que la courbe expérimentale est pratiquement toujours située entre les deux courbes théoriques. On peut d'ailleurs constater que la valeur maximale de la transconductance de la structure expérimentale est très voisine de celle de la meilleure structure simulée, ce qui montre que nos résultats ne sont pas exagérément optimistes. Le sens d'évolution est correctement reproduit, bien que aux V_{gs} élevés la diminution de la transconductance soit plus nettement observée pour la structure expérimentale que pour les structures simulées. Ceci peut être dû à la description idéalisée que nous faisons du transport dans le GaAlAs.

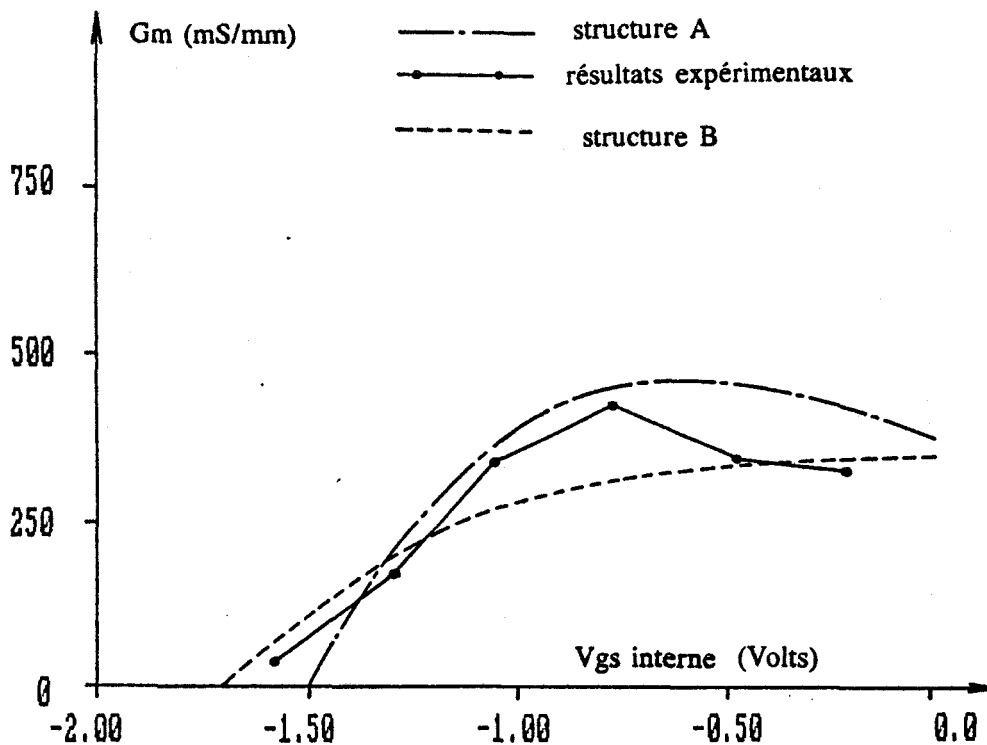


figure 46

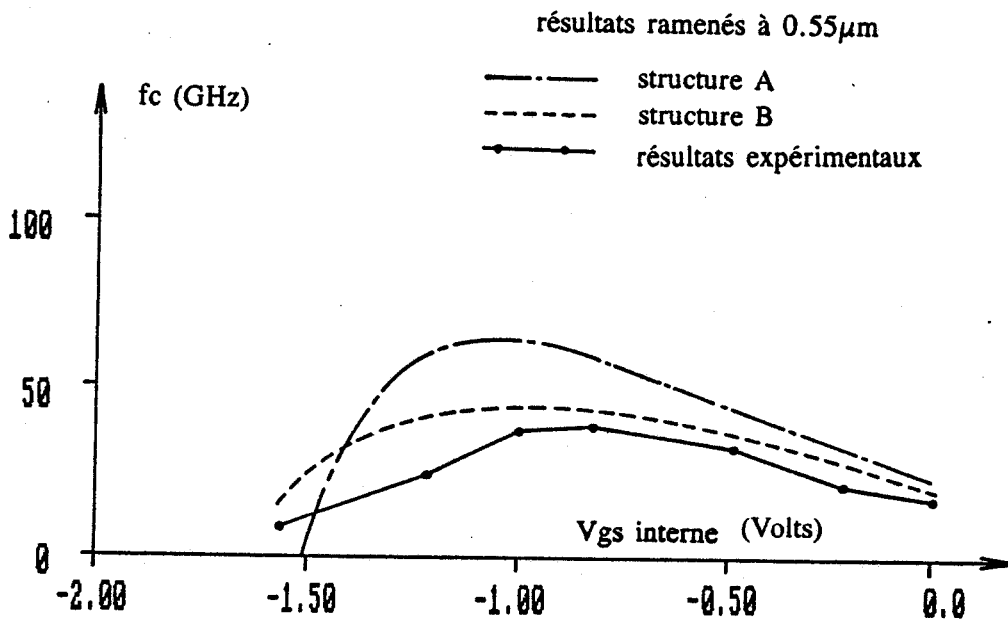
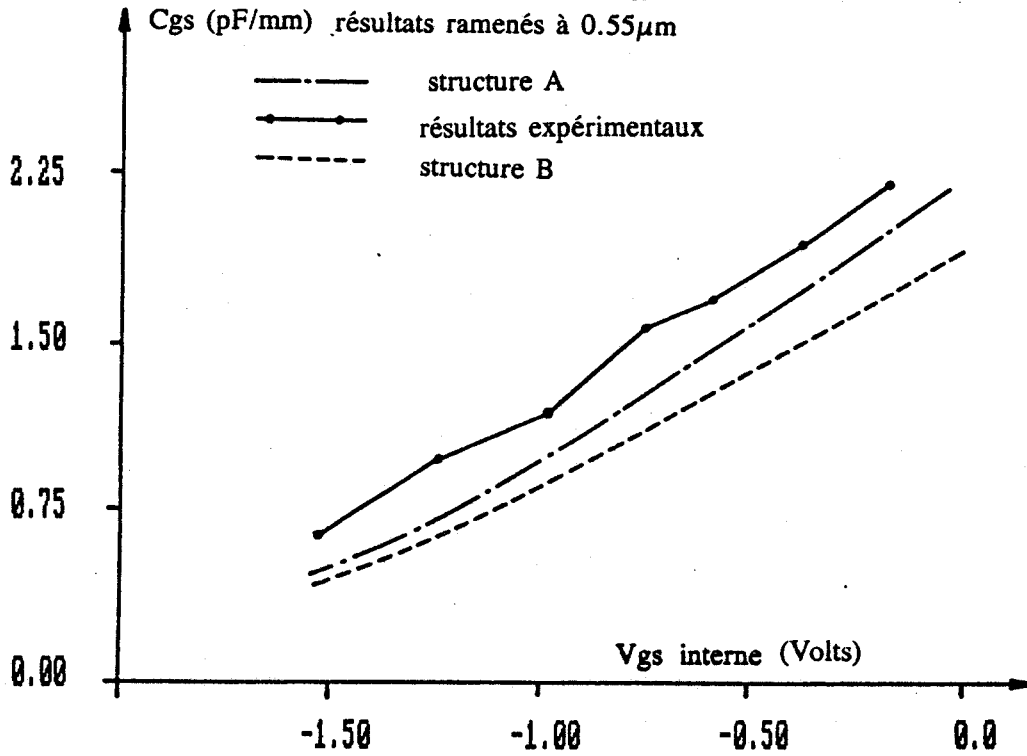
Comparaison théorie/expérience : transconductance

figure 47

Comparaison théorie/expérience

a) capacité grille-source

b) fréquence de coupure



B) Etude de la capacité grille-source C_{gs}

Une comparaison valable ne peut se faire qu'entre composants de même longueur de grille. Cependant, faute de données suffisantes, nous avons supposé une relation linéaire entre la capacité et la longueur de grille et estimé la capacité "pour L_g valant $0.55\mu\text{m}$ " par la formule :

$$C_{gs}(0.55) = C_{gs}(L_g) * \frac{0.55}{L_g}$$

Les valeurs ainsi calculées sont présentées sur la figure 47 a. Nous constatons que nos résultats théoriques sous-estiment quelque peu la capacité, ce qui peut s'expliquer par l'existence d'éléments parasites, en particulier la "capacité air" entre les métallisations de source et de grille. Cependant, nous remarquons que les ordres de grandeurs ainsi que les sens d'évolution obtenus par la théorie et par l'expérience sont concordants.

C) Fréquence de coupure f_c

Nous avons repris la même comparaison, toujours en "normalisant" à la longueur de grille $0.55\mu\text{m}$ (figure 47-b). Là encore, un accord très satisfaisant est observé, la fréquence de coupure maximale de la structure expérimentale est d'environ 40 GHz, ce qui est excellent pour un composant de cette longueur de grille. Si les valeurs théoriques sont supérieures aux valeurs expérimentales, cela ne fait que traduire la sous-estimation que nous faisons de la capacité C_{gs} .

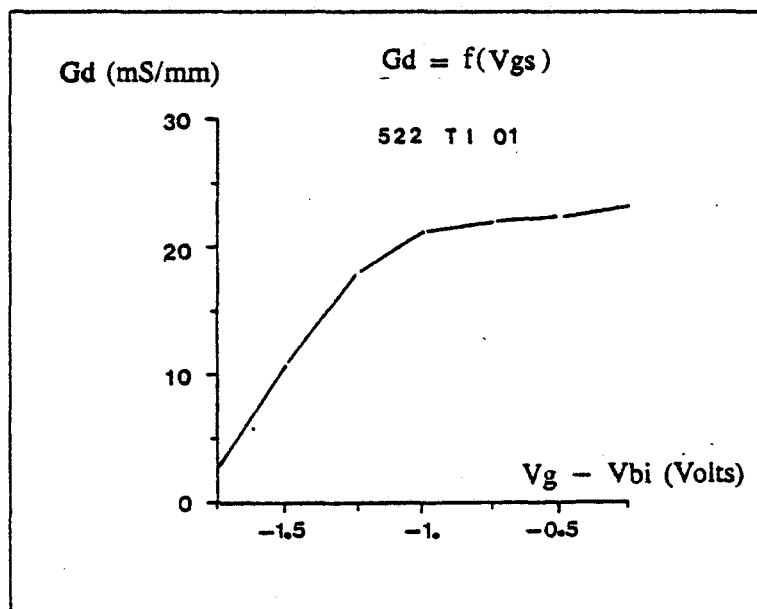


figure 48

Conductance de sortie expérimentale

D) Conductance de sortie Gd (figure 48)

Il s'agit d'un paramètre assez délicat à obtenir, tant par la théorie que par l'expérience. L'expérience fournit une valeur voisine de 20 mS/mm pour V_{gs} interne valant $-0.8V$, ce qui est tout à fait comparable aux valeurs théoriques, qui varient de 20 à 25 mS/mm selon la structure. Cependant, il faut noter une différence dans les sens d'évolution de Gd avec V_{gs} . La théorie indique que Gd décroît lorsque V_{gs} interne croît au-delà de $-0.8V$, tandis que la mesure fournit une valeur sensiblement constante. De telles disparités dans les évolutions de Gd ont déjà été mentionnées par ailleurs [33] et sont difficiles à interpréter. Il est possible qu'elles traduisent des différences entre les caractéristiques exactes de la couche de GaAlAs (le profil de dopage par exemple).

E) Capacité grille-drain Cgd

Cette grandeur est, vu sa faible valeur, très difficile à mesurer ou à calculer. La valeur expérimentale, de 200 femtoFarads/mm est près de 5 fois supérieure à celles que nous obtenons par la simulation, avec il est vrai une précision très médiocre. Ceci semble indiquer que les effets liés aux éléments parasites contribuent de façon primordiale à la valeur de cette capacité.

L'étude comparative que nous venons de présenter montre que notre modèle fournit des valeurs réalistes des principaux paramètres du transistor (le seul désaccord important concerne la capacité grille-drain). Notre méthode a donc une valeur prédictive réelle, mais qui ne s'applique qu'à la partie "intrinsèque" du composant. En effet, nous ne pouvons accéder aux éléments parasites sauf à y consacrer une dépense de calcul démesurée. De plus, par souci de clarté et afin de distinguer les phénomènes essentiels, nous avons étudié des composants plus ou moins idéalisés.

Ainsi nous avons considéré des géométries assez simples et nous n'avons pas tenu compte du potentiel de surface. Ce dernier tend à augmenter les valeurs des résistances d'accès car il crée une zone désertée au voisinage de la surface [63]. Cependant, cet effet influe essentiellement sur la conduction dans le GaAlAs il est d'autant moins marqué que l'espace entre les zones N^+ de source et de drain¹ est faible, il disparaîtrait à la limite si la grille remplissait tout cet espace.

¹ où la longueur du recess dans le cas d'une structure recessée

Les performances que nous prévoyons pour les composants idéalisés que nous avons simulés doivent être considérées comme les performances ultimes, qui pourraient être atteintes dans les conditions les plus favorables. Cependant, l'étude qui précède a montré que, malgré tout, nos prévisions n'étaient pas exagérément optimistes. En fait, il s'avère que les performances que nous prévoyons sont approchées par les meilleurs transistors réalisés.

Ainsi, on s'aperçoit au vu du tableau ci-dessous, qui regroupe divers résultats puisés dans la littérature, que les performances atteintes par les T.E.G.F.E.T. se sont améliorées rapidement et sont maintenant comparables à celles que nous obtenons en simulant des composants de longueur de grille voisine. Nous pouvons donc considérer que nos résultats sont suffisamment fiables pour servir de base à une démarche d'optimisation et pour définir les performances ultimes du T.E.G.F.E.T. classique.

Quelques résultats de la littérature concernant les performances des
T.E.G.F.E.T. classiques

Auteur	Date	Longueur de grille (μm)	Autres Caractéristiques connues	Transconductance (mS/mm)	Fréquence de coupure (GHz)	Remarques
Takakuwa [56]	fév. 85	0.8	$a = 500 \text{ \AA}$ pas de Spacer	intrinsèque : 250		réalisé par M.O.C.V.D.
Gupta [57]	fév. 85	0.5	$N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $a \approx 400 \text{ \AA}$ Spacer: $40 \text{ \AA}$ $x = 0.3$	extrinsèque : 300		fort effet de "Gm- compression"
Takanashi [58]	mars 85	1		extrinsèque : plus de 300		
Mishra [59]	oct. 85	0.25	pas de Spacer	extrinsèque : 300	65	
Chao [60]	oct. 85	0.25	Spacer de $20 \text{ à } 40 \text{ \AA}$	extrinsèque 430 intrinsèque 580	80	excellentes performances $G_d = 32 \text{ mS/mm}$
Abe [61]	sept. 86	1	$N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $a = 300 \text{ \AA}$ $x = 0.3$ pas de spacer	extrinsèque : 250 pour $T = 300\text{K}$ 400 pour $T = 77\text{K}$		résultats excellents
Abe [61]	sept. 86	0.5	idem	extrinsèque : 300 pour $T = 300\text{K}$ 500 pour $T = 77\text{K}$		perspectives d'utilisation en L.S.I.
Smith [62]	sept. 86	0.25		extrinsèque : 600		

4.2 Le T.E.G.F.E.T. classique :

performances ultimes et limitations intrinsèques

Dans un premier temps, nous indiquerons comment faire varier les paramètres technologiques de la structure de façon à en améliorer les performances et à approcher de la structure optimale. Nous nous intéresserons ensuite aux causes physiques "ultimes" qui limitent ces performances. Enfin, nous discuterons des modifications de géométrie qui permettraient de s'affranchir de ces limitations.

4.2.1 Eléments d'optimisation pour un fonctionnement à température ambiante

4.2.1.1 Caractéristiques de la couche de GaAlAs dopé

Pour obtenir les meilleures valeurs de la transconductance et de la fréquence de coupure, il est nécessaire que la couche de GaAlAs soit la plus mince et la plus fortement dopée possible. Bien entendu, on sera limité par les risques de claquage.

En ce qui concerne la composition d'Aluminium, nos résultats indiquent que son augmentation permet d'augmenter la densité de charges transférées donc le courant, la transconductance ainsi que la fréquence de coupure. Cependant, le bénéfice ainsi obtenu en augmentant la composition de 0.2 à 0.3 est faible, de l'ordre de 10% sur la fréquence de coupure par exemple. Or, on sait que dans la pratique, l'utilisation de compositions supérieures à 0.2 entraîne l'apparition d'effets néfastes liés aux centres D-X :

- diminution de la charge transférée [18],
- adjonction d'une contribution supplémentaire à la capacité C_{gs} [41].

La détermination du pourcentage d'Aluminium optimum dépendra donc de l'importance de ces effets. Des études menées dans notre laboratoire [64] indiquent que, à température ambiante, la dégradation de n_s liée aux centres D-X est assez faible et que celle de I_d , G_m , f_c n'est importante qu'à canal ouvert lorsqu'existe une conduction "M.E.S.F.E.T. parasite". De plus, il faut signaler que toutes les études auxquelles nous nous référons concernent le régime statique. Le phénomène de neutralisation des donneurs faisant intervenir des temps de piègeage-dépiégeage non négligeables [65], la capacité parasite dépend de la fréquence et sera plus importante en régime continu qu'en haute fréquence [51]. Ceci réduit l'écart entre les performances réelles des

composants en régime hyperfréquence et les prévisions théoriques que nous faisons en négligeant l'existence de centres donneurs profonds.

Ainsi, il semble qu'en définitive, même si l'on tient compte des centres D-X, la composition d'alliage ne soit pas un paramètre primordial pour l'optimisation du composant en vue d'un fonctionnement en hyperfréquence et à température ambiante. En revanche, si l'on veut travailler à basse température, il sera impératif d'éviter les phénomènes liés aux centres D-X, ce qui conduit à choisir une composition voisine de 0.2.

4.2.1.2 Couche "spacer"

L'existence de cette couche entraînant une diminution de la charge transférée, il est de ce point de vue souhaitable qu'elle soit la plus mince possible. C'est d'ailleurs la tendance qui se manifeste dans les réalisations les plus récentes et il a été démontré qu'il était possible d'obtenir des performances intéressantes en l'absence de couche "spacer" [61].

4.2.1.3 Dimensions et espacement des contacts

La longueur de grille est un des paramètres les plus importants. Sa diminution a un effet bénéfique sur la transconductance, effet qui n'est cependant plus réellement appréciable pour les valeurs trop faibles (typiquement lorsque L_g devient inférieur à $0.2\mu\text{m}$). La réalisation de grilles très courtes reste indispensable pour obtenir des capacités les plus faibles possibles et donc les fréquences de fonctionnement les plus élevées. La réduction de la longueur du canal a cependant des conséquences négatives qui sont l'augmentation de la conductance de sortie et le décalage de la tension de pincement.

Il est d'autre part très souhaitable que les zones d'accès source-grille et grille-drain aient des longueurs réduites au minimum.

4.2.1.4 Conclusion

Les performances intrinsèques optimales que l'on peut espérer obtenir en suivant ces directives d'optimisation sont, à température ambiante :

- une transconductance pouvant dépasser 700 mS/mm,
- une fréquence de coupure supérieure à 150 GHz,
- une conductance de sortie de l'ordre de 20 mS/mm.

De telles caractéristiques démontrent la nette supériorité du T.E.G.F.E.T. sur le

M.E.S.F.E.T. . Cependant, le T.E.G.F.E.T. conventionnel n'exploite pas complètement les potentialités des composants à gaz bidimensionnel d'électrons, car il est soumis à des limitations que nous allons expliciter dans le paragraphe suivant.

4.2.2 Les limites du T.E.G.F.E.T. classique

Le principe des composants de la famille du T.E.G.F.E.T. est de contrôler le courant transporté par la couche d'accumulation d'une hétérojonction. Par conséquent, pour tirer le meilleur parti d'un tel composant, il est essentiel de satisfaire les critères suivants :

- Le courant à commander doit être suffisamment important, ce qui suppose que les électrons de la couche d'accumulation soient en nombre élevé et aient des vitesses importantes.
- La commande doit se faire de la façon la plus efficace possible, c'est-à-dire que le courant doit être très sensible à la polarisation de grille (d'où une transconductance élevée) et peu sensible à la polarisation de drain (d'où une faible valeur de la conductance de sortie et un gain important).
- La commande de courant doit pouvoir s'effectuer sans que la variation de charge qui l'accompagne ne soit trop importante, ce qui permet d'assurer un fonctionnement rapide et d'atteindre des fréquences élevées.

Dans le cas du T.E.G.F.E.T. classique le courant transporté est limité par la nature même de l'hétérojonction GaAlAs/GaAs. En effet, ce choix des matériaux conditionne les propriétés de transport ainsi que la densité de charges transférées. Le GaAs possède des propriétés intéressantes, en particulier une bonne mobilité et une vitesse pic importante, mais il est surpassé sur ce plan par d'autres matériaux, notamment ceux de la filière InP. La densité de charges transférées est, elle, conditionnée essentiellement par la hauteur de barrière ΔE_c et le dopage N_D . Pour le couple GaAlAs/GaAs, ΔE_c ne peut excéder 0.34 eV (pour x valant environ 0.45) et ne sera pas en général supérieur à 0.25 eV. De plus, l'augmentation du dopage et de la concentration entraînent l'apparition de centres D-X qui interdisent pratiquement le fonctionnement à basse température. Il résulte de tout ceci que la densité de charges transférées n_s ne pourra guère dépasser 10^{12} cm^{-2} , ce qui fixe les valeurs limites de l'intensité du courant dans un T.E.G.F.E.T. classique.

Le contrôle de ce courant, lui, est fortement conditionné par la géométrie de la structure. Celle du T.E.G.F.E.T. conventionnel est loin d'être optimale. En effet dans un tel composant, la commande de grille agit sur deux canaux en parallèle :

- le GaAlAs dopé,
- la couche d'accumulation dans le GaAs.

Pour une large gamme de polarisation, correspondant aux V_{gs} élevés, la grille n'agit que sur la couche supérieure N^+ , ce qui constitue "l'effet M.E.S.F.E.T parasite". Ces polarisations seront peu utiles et il conviendra que la tension de grille soit suffisante pour désertier toute la couche supérieure. La commande du courant ne s'opérera alors que sur la couche d'accumulation, mais elle sera fortement dégradée car les électrons du GaAs ne "verront" le champ de grille que fortement écranté par les impuretés ionisées du GaAlAs. De plus, même pour de telles polarisations, le GaAlAs contribue au courant. En effet, il est repeuplé après la grille grâce au transfert dans l'espace réel (du moins lorsque la tension est suffisante) et il joue un rôle important dans le fonctionnement du composant et en particulier dans l'établissement du régime de saturation [40]. La couche supérieure N^+ apporte également une contribution non négligeable à la capacité grille-source, car même lorsque cette couche est totalement désertée sous la grille, la polarisation agit sur l'extension latérale, vers le drain, de la zone de charge d'espace.

D'autres phénomènes dégradent la commande de courant, il s'agit des "effets de canal court", déjà connus pour le M.E.S.F.E.T. Ces effets, liés à la variation rapide du champ en sortie de grille se traduisent par la défocalisation du gaz électronique et l'injection des porteurs dans la profondeur du composant. Un tel phénomène est bien sûr nuisible à la montée en fréquence car il "allonge" le trajet des électrons dans le composant. Il s'oppose au contrôle de grille car, si la charge "confinée à l'interface" décroît avec V_{gs} , la charge "injectée", elle, croît dans le même temps. Il en résulte qu'il est très difficile d'obtenir le pincement et que subsiste un courant, très mal commandé, pour les V_{gs} fortement négatifs. La tension de pincement augmente donc d'une quantité qui dépend de la répartition du champ électrique, donc de la longueur de grille mais aussi de la tension de drain. Ce "décalage de la tension de pincement" est très gênant pour la conception de circuits, en particulier dans le domaine de la logique. Une autre conséquence négative du phénomène d'injection, gênante surtout pour l'amplification, est l'augmentation de la conductance de sortie qui résulte de la croissance de la charge injectée avec la tension de drain.

Ces considérations résument les inconvénients principaux de la structure classique et l'interprétation physique que nous en avons donnée va nous permettre de définir les directions à prendre pour améliorer cette structure.

4.2.3 Perspectives d'amélioration de la structure

Une première voie pour améliorer la structure est évidente, il s'agit du choix d'une hétérojonction ayant les meilleures caractéristiques, c'est-à-dire assurant la densité n_s la plus élevée et les plus grandes vitesses électroniques. Comme nous l'avons dit, une telle hétérojonction devra allier les bonnes propriétés de transport du matériau à petit gap à une forte valeur de la hauteur de barrière ΔE_c . Nous discuterons dans la partie suivante de diverses possibilités pour aller en ce sens et étudierons le cas de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs.

Une autre démarche, qui peut être parallèle à la première, est le "design" de structures ne présentant pas les défauts de la structure conventionnelle. En ce qui concerne, les effets de canal court, tout comme pour le M.E.S.F.E.T., une solution intéressante est "d'empêcher" l'injection des charges grâce à la présence d'une couche tampon adéquate. Il sera ici naturel d'utiliser dans ce but un matériau formant hétérojonction dont la barrière de potentiel s'opposera au passage des électrons.

Pour éliminer l'effet M.E.S.F.E.T. parasite, il semble naturel de "se passer" de la couche supérieure de matériau à grand gap, celle-ci pouvant être avantageusement remplacée par une couche située "sous" le canal qui pourra être totalement désertée pour former la couche d'accumulation. C'est l'idée de la structure inversée.

Ces différentes variantes seront étudiées dans la troisième partie de ce travail et nous chercherons à en cerner les potentialités. Bien entendu, il existe d'autres structures, souvent conçues dans des buts assez spécifiques. Par exemple, l'utilisation du GaAlAs non dopé permet de mieux contrôler la tension de pincement et est une voie intéressante par la logique, la multiplication du nombre des hétérojonctions permet d'augmenter le courant transporté et est utile pour le fonctionnement en puissance. Néanmoins, les quelques composants auxquels nous limitons notre étude sont des représentants assez "typiques" de familles des composants à effet de champ et à hétérojonctions. Nous réservons la quatrième partie à l'étude d'un composant plus nouveau et plus exotique qui est le transistor à modulation de vitesse.

Références bibliographiques de la deuxième partie

- [1] M.A LITTELJOHN, J.R. HAUSER, T.H. GLISSON
Journ. Appl. Phys. 48, p. 4587, 1977
- [2] S. HAVA
Journ. Appl. Phys., 57, n° 12, 1985
- [3] H.J. LEE, L.Y. JURAVEL, J.C. WOOLEY
Phys. Rev. B, Vol 21, n°2, p 659, 1980
- [4] E. HESS et Al.
Phys. Stat. Solidi (b), 55, p. 187, 1973
- [5] T. WANG, K. HESS
Journ. Appl. Phys., 57, n° 12, p. 5336, 1985
- [6] A.K. SAXENA, K.S. GURUMURTHY
Journ. Phys. Chem. Solid, Vol 43, p. 801, 1982
- [7] S. ADACHI
Journ. App. Phys., Vol 58, n° 3, p. R1-R29, 1985
- [8] J.W. HARRISON, J.R. HAUSER
Phys. Rev, B, Vol 13, n° 12, 1976
- [9] B.K. RIDLEY
in Proc. of the 1987 short course on semiconductor Device Modelling and Application,
C.H. Snowden and M. Al Mudares Eds, pp 16-49
- [10] A.K. SAXENA
Journ. Appl. Phys., Vol 58, n° 7, p 2640, 1985
- [11] A.K. SAXENA
Journ. Appl. Phys., Vol 58, n° 7, p 2795, 1985
- [12] A.K. SAXENA
Solid State Comm., Vol 39, p 839, 1981
- [13] N. CHAND et Al
Phys. Rev. B, 30 (8), p. 4481, 1984
- [14] E.F. SCHUBERT, K. PLOOG
Phys. Rev. B, 30 (12), p. 7021, 1984
- [15] T. ISHIKAWA, T. YAMAMOTO, K. KONDO
Jap. Journ. Appl. Phys., 25 (6), p. L 484, 1986
- [16] S. DHAR et Al
I.E.E.E. Trans Elec. Dev., Vol ED-33, n° 5, 1986

- [17] D.H. LEE, S.S. LI
Journ. Appl. Phys. Vol 60, n° 10, pp 3789-3791, 1986
- [18] S. SUBRAMANIAN, A.S. VENGURLEKAR, A.A. DIWAN
I.E.E.E. Trans. Elec. Dev., Vol ED-33, n° 5, pp. 707-711, 1986
- [19] A. KATALSKY, R.A. KIEHL
I.E.E.E. Trans. Elec. Dev., Vol ED-33, n° 3, p 414, 1986
- [20] W.T. MASSELINK et Al.
I.E.E.E. Trans. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-32, n°3, pp 713-715, 1985
- [21] R. DINGLE, W. WIEGMAN, C.H. HENRY
Phys. Rev. Lett. Vol 33, p 827, 1974
- [22] H. KROEMER, W. Y. CHIEN, J.S. HARRIS Jr, D.D. EDWALL
Appl. Phys. Lett., Vol 36, p. 295, 1980
- [23] M.O. WATANABE et Al.
Jour. Appl. Phys., Vol 57, n° 12, p 5340, 1985
- [24] W.I. WANG, T.S. KUAN, E.E. MENDEZ, L. ESAKI
Phys. Rev. B, Vol 31, n° 10, p. 6890, 1985
- [25] R.C. MILLER, A.C. GOSSARD, D.A. KLEINMANN, O. MUNTENAU
Phys. Rev. B., Vol 29, p. 3740, 1984
- [26] G. DUNGAN, H.I. RALPH, K.J. MOORE
Phys. Rev. B, Vol 32, p. 8395, 1985
- [27] M. H. MEYNADIER et Al.
Phys. Rev B, Vol 31, n° 8, p. 5539, 1985
- [28] G.B. NORRIS et Al.
Appl. Phys. Lett., Vol 47, n° 4, p. 429, 1985
- [29] P.M. SOLOMON, T.W. HICKMOTT, H. MORKOÇ, R. FISCHER
Appl. Phys. Lett., Vol 42, p. 821, 1983
- [30] M.A. HAASE et Al.
Appl. Phys. Lett., Vol 50, n° 7, p 404, 1987
- [31] H.Z. CHEN et Al.
Appl. Phys. Lett., Vol 51, p 990, 1987
- [32] H. UNLU, A. NUSSBAUM
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev. Vol ED-33, n° 5, pp 616-619, 1985
- [33] A. CAPPY
Thèse d'Etat, Lille, 1986

- [34] N.C. CIRILLO, J.K. ABROKWAH, M.S. SHUR
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-5, n° 4, p129, 1984
- [35] J.S. BEST
Appl. Phys. Lett., Vol 34, n° 8, P 522, 1979
- [36] M. REISER
Elect. Lett., Vol 6, p 493, 1970
- [37] T.H. GLISSON et Al.
Journ. Appl. Phys., Vol 51, n° 10, p 5445, 1980
- [38] M. KEEVER ET Al.
Appl. Phys. Lett., vol 38, p 36, 1981
- [39] G.W. WANG, W.H. KU
I.E.E.E. Trans. Elec. Dev., Vol ED-33, n° 5, p 657, 1986
- [40] K. LEE, M. SHUR, T.J. DRUMMOND, H. MORKOÇ
I.E.E.E. Trans, Elec. Dev., Vol ED-31, pp. 29-35, 1984
- [41] B. VINTER
Appl. Phys. Lett., Vol 44, n° 3, p. 304 , 1984
- [42] R. FISCHER et Al
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev., Vol ED-31, p. 1028, 1984
- [43] L.H. CAMNITZ et Al.
Proc. of GaAs and related compounds, Biarritz, 1984
- [44] J.C. HUANG, G.W WICKS, A.R. CALAWA, L.F. EASTMAN
Elec. Lett., Vol 21, n° 20, p. 925, 1985
- [45] L.P. SADWICK, K.L. WANG
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev., Vol ED-33, n° 5, p. 651, 1986
- [46] THOBEL J.L., DESCHEERDER P., FAUQUEMBERGUE R., PERNISEK M.,
WOLF P .
5ème journées nationales micro-ondes, Nice 22-24 Juin 1987
- [47] P. BOUREL
Mémoire D.E.A., Lille, Juillet 1987
- [48] T. ANDO
Journ. of the Phys. Soc. of Japan, Vol 51, n° 12, pp. 3893-3899, 1982
- [49] J. ZIMMERMANN
Communication privée
- [50] J. YOSHIDA
I.E.E.E. Trans. on Elect. Dev., Vol ED-33, n° 1, pp 154-156, 1986

- [51] T.J. DRUMMOND, W.T. MASSELINK, H. MORKOÇ
Proc. of the I.E.E.E. , Vol 74, n° 6, 1986, pp 773-822
- [52] D.J. WIDIGER et Al.
I.E.E.E. Trans. Elec. Dev., Vol ED-32, n° 6, pp 1092-1102, 1985
- [53] U. RAVAIOLI, D.K. FERRY
I.E.E.E. Trans. Elec. Dev., Vol ED-33, n° 5 pp. 678-681, 1986
- [54] P.O. COLEMAN et Al.
Appl. Phys. Lett., 40, (6), p. 493, 1982
- [55] X.S. JIANG et Al.
Solid State Comm., Vol 62, n° 9, pp. 597-598, 1987
- [56] H. TAKAKUWA, Y. KATO, S. WATANABE
Elec. Lett., Vol 21, n°4, p. 125, 1985
- [57] A.K. GUPTA et Al.
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-6, n° 2, pp. 81-82, 1985
- [58] Y. TAKANASHI, W. KOBAYASHI
I.E.E.E. Elec. Dev Lett., Vol EDL-6, n° 3, p , 1985
- [59] U.K. MISHRA et Al.
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-6, n° 3, pp. 142-145, 1985
- [60] P.C. CHAO et Al.
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-6, n° 10, p 531-533, 1985
- [61] M. ABE et Al.
I.E.E.E. Journ. of Quantum Electronics, Vol QE-22, n° 9, pp 1870-1879, 1986
- [62] P.M. SMITH et Al.
Elec. Lett., Vol 22, n° 15, p. 780, 1986
- [63] T. HARIU, K. TAKANASHI, Y. SHIBATA
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev. , vol ED-30 , n° 12, 1983
- [64] G. SALMER et Al.
Contrat D.R.E.T., rapport intermédiaire, janvier 1988
- [65] A.J. VALOIS, G.Y. ROBINSON
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-4, p. 360, 1983

PARTIE III

Etude de quelques variantes de structure

Table des Matières

1. Le T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs	5
1.1 Introduction	5
1.2 Modélisation du transport électronique dans GaInAs et AlInAs	6
1.2.1 Etude de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	8
1.2.2 Etude du ternaire $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	10
1.3 Comparaison sur un cas typique des structures AlInAs/GaInAs et GaAlAs/GaAs	10
1.3.1 Grandeurs physiques, dynamique des porteurs	11
1.3.2 Caractéristiques de transfert	15
1.4 Intérêt potentiel du T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs	18
1.4.1 Influence de la longueur de grille L_g	18
1.4.2 Influence de l'épaisseur et du dopage de l'AlInAs	18
1.4.3 Etude à 77 K	21
1.4.4 Conclusion	21
2. Modifications de la géométrie : Structure à couche tampon en GaAlAs, structure inversée	23
2.1 Le T.E.G.F.E.T. à couche tampon en GaAlAs	24
2.1.1 Introduction	24
2.1.2 Résultats microscopiques et discussion de l'efficacité du confinement	25
2.1.2.1 Structure simulée	25
2.1.2.2 Grandeurs physiques dans la structure	25
2.1.2.3 Efficacité du confinement de porteurs chauds dans des structures GaAlAs-GaAs	27
2.1.3 Etude des grandeurs "macroscopiques"	30
2.2 Le T.E.G.F.E.T. inversé	31
2.2.1 Introduction	31
2.2.2 Etude d'un exemple	32
2.2.2.1 Structure simulée	32
2.2.2.2 Performances hyperfréquences obtenues	35
2.2.2.3 Grandeurs physiques dans la structure	38
2.2.3 Influence des paramètres technologiques et de la température [26]	44
2.2.3.1 Influence de la longueur de grille L_g	44
2.2.3.2 Influence de l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque	47

2.2.3.3	Influence des caractéristiques de la couche de GaAlAs dopé	50
2.2.3.4	Influence de la température	55
2.2.4	Potentialités de la structure inversée GaAs/GaAlAs	55
2.2.5	Exemple de structure inversée GaInAs/AlInAs	57

Introduction

Ainsi que nous venons de le voir, la structure T.E.G.F.E.T. classique présente des performances hyperfréquences intéressantes, supérieures en particulier à celles du M.E.S.F.E.T. Les composants à hétérojonctions étant caractérisés par une grande variabilité, il est permis d'espérer améliorer encore ces performances en utilisant des composants dérivés du T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs, de façon à s'affranchir des limitations inhérentes à la structure classique.

Ces limitations sont principalement :

- celles liées à l'utilisation du couple de matériaux GaAlAs/GaAs
- celles liées à la géométrie de la structure.

L'utilisation d'une hétérojonction autre que GaAlAs/GaAs doit permettre d'augmenter la vitesse électronique ainsi que la densité de charges transférées n_s . L'obtention de valeurs élevées de n_s nécessite un dopage important du matériau à grand gap ainsi qu'une hauteur de barrière ΔE_c suffisante. Or, on sait que pour le GaAlAs, l'existence de centres donneurs profonds limite la densité de charges transférées pour les fortes valeurs de ΔE_c et du dopage. Ces "centres D-X" induisent de plus une contribution parasite à la capacité grille source et sont la cause de phénomènes néfastes à basse température. Il sera donc très intéressant d'utiliser un matériau ne présentant pas de centres profonds.

Le couple AlInAs/GaInAs est un bon candidat selon ces critères, c'est pourquoi nous commencerons par étudier dans le premier chapitre, les T.E.G.F.E.T. utilisant ces matériaux. A ce stade, nous conserverons la géométrie de la structure classique de façon à bien discerner les avantages que l'on peut tirer de l'utilisation des "nouveaux matériaux".

Nous nous intéresserons ensuite aux variantes du T.E.G.F.E.T. basées sur des modifications de la géométrie du composant, destinées à améliorer le contrôle de charge et à réduire les effets de canal court.

Comme nous l'avons vu, les effets indésirables apparaissant pour des grilles courtes sont dûs à la défocalisation du gaz d'électrons dans la zone de sortie de grille : injection dans le substrat et transferts dans l'espace réel. Les transferts dans l'espace réel seront réduits par l'obtention d'une forte valeur de ΔE_c , ce qui est déjà acquis grâce à l'emploi de AlInAs/GaInAs. L'injection pourra être limitée, par la présence d'une hétérojonction "sous" le gaz bidimensionnel, de façon à en augmenter le confinement. Ceci peut être réalisé en ajoutant simplement à la structure classique une couche tampon en GaAlAs intrinsèque, nous étudierons rapidement cette structure dans le début du chapitre 2.

La couche inférieure de matériau à grand gap peut également être dopée et constituer le "réservoir d'électrons", la grille étant alors déposée sur le matériau à petit gap, du côté du gaz bidimensionnel. Le composant ainsi défini est le "T.E.G.F.E.T. inversé". Il permet d'obtenir, outre la réduction des effets de canal court :

- un meilleur contrôle de la charge, dû à la proximité entre la grille et le canal,
- la suppression de l'effet M.E.S.F.E.T. parasite, moyennant un choix adéquat des paramètres technologiques.

L'étude de cette structure constitue l'essentiel de la matière du chapitre 2.

Chapitre 1

Le T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs

1.1 Introduction

Parmi les matériaux connus pour leurs propriétés de transport intéressantes, GaInAs occupe une place de choix. Deux filières technologiques sont actuellement envisageables pour son utilisation :

- la réalisation de matériaux adaptés en maille :
 $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ sur substrat InP
- la possibilité, démontrée récemment de réaliser des couches contraintes de $Ga_{1-x}In_xAs$ sur GaAs

Cette dernière voie présente l'avantage de permettre de bénéficier des acquis de la technologie AsGa. Physiquement, la croissance de telles couches est rendue possible par le fait que, lorsqu'une mince couche de $Ga_{1-x}In_xAs$ est prise en sandwich entre deux couches de GaAs ou GaAlAs, les contraintes mécaniques compensent le désaccord de maille et empêchent la formation de dislocations [1]. Il est ainsi possible de réaliser, pour des compositions d'Indium inférieures à 20 % des couches de bonne qualité cristallographique sur des épaisseurs allant jusqu'à 200 Å [2]. L'utilisation comme matériau dopé "réservoir d'électrons", de $Ga_{1-x}Al_xAs$ avec des compositions d'Aluminium de l'ordre de 15 % permet d'obtenir des valeurs importantes de la densité de charges transférées, sans que n'apparaissent de centres D-X. Les composants qui ont pu ainsi être réalisés présentent des performances très prometteuses [3].

Les applications des matériaux contraints apparaissent très nombreuses et vont bien au delà de la seule réalisation de "T.E.G.F.E.T. améliorés". Cependant, si nous avons jugé utile d'en dire quelques mots, nous n'avons pas entrepris d'étude sur ce sujet qui dépasse largement le cadre de ce travail, en particulier parce que :

- l'utilisation des couches contraintes ne peut se faire qu'avec des structures multihétéro-jonctions
- la modélisation du transport électronique dans de tels matériaux n'est pas du tout triviale.

Nous nous limiterons donc dans ce chapitre à présenter l'alternative au T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAlAs que constitue l'utilisation de matériaux adaptés en maille sur InP, sans imposer

aucune modification à la structure géométrique du composant. Ceci implique l'emploi de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$, dont la mobilité à température ambiante est supérieure à $10\,000\text{ cm}^2/V/s$ [4].

Pour former une hétérojonction sur ce matériau, il est possible d'utiliser l'InP, mais la difficulté de réaliser une bonne barrière de Schottky sur ce matériau rend cette solution peu intéressante. En revanche, $Al_{0.48}In_{0.52}As$, adapté en maille sur InP, permet de réaliser avec $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ une hétérojonction ayant de bonnes propriétés cristallographiques [5]. La hauteur de barrière de cette hétérojonction est de l'ordre de 0.5 eV [6,7,8]. De plus l'existence de centres donneurs profonds dans $Al_{0.48}In_{0.52}As$ n'a pas été rapportée à ce jour, et l'on peut supposer que l'écart d'énergie important entre la vallée centrale et les vallées satellites interdit la manifestation de centres analogues aux D-X.

Les principaux inconvénients de ce couple de matériaux sont d'ordre technologique, en particulier la faible valeur de la barrière de Schottky sur AlInAs, de l'ordre de 0.55 eV [9]. Néanmoins des résultats encourageants ont pu être obtenus pour des transistors à grille micronique [10]. Il nous semble donc que l'utilisation de ces matériaux est riche de potentialités et qu'il est intéressant d'entreprendre une étude prospective des performances des composants à grille submicronique qui pourraient ainsi être réalisés.

C'est ce que nous allons faire dans ce chapitre. Pour cela nous conserverons la même démarche que lors de l'étude de la structure T.E.G.F.E.T. classique. Nous commencerons par présenter rapidement les résultats de l'étude préliminaire des matériaux constitutifs, puis nous étudierons un composant "typique" à grille submicronique, en nous attachant particulièrement à comparer son fonctionnement avec celui de son homologue en GaAlAs/GaAs. Enfin, nous tenterons d'évaluer quelles sont les potentialités d'une telle structure, en observant l'évolution des performances avec les paramètres technologiques.

1.2 Modélisation du transport électronique dans GaInAs et AlInAs

Nous avons à nouveau utilisé la méthode de Monte-Carlo mono-électron pour caractériser le transport électronique dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ et $Al_{0.48}In_{0.52}As$. Nous nous contenterons de présenter ici quelques résultats typiques, l'étude complète étant détaillée par ailleurs [11].

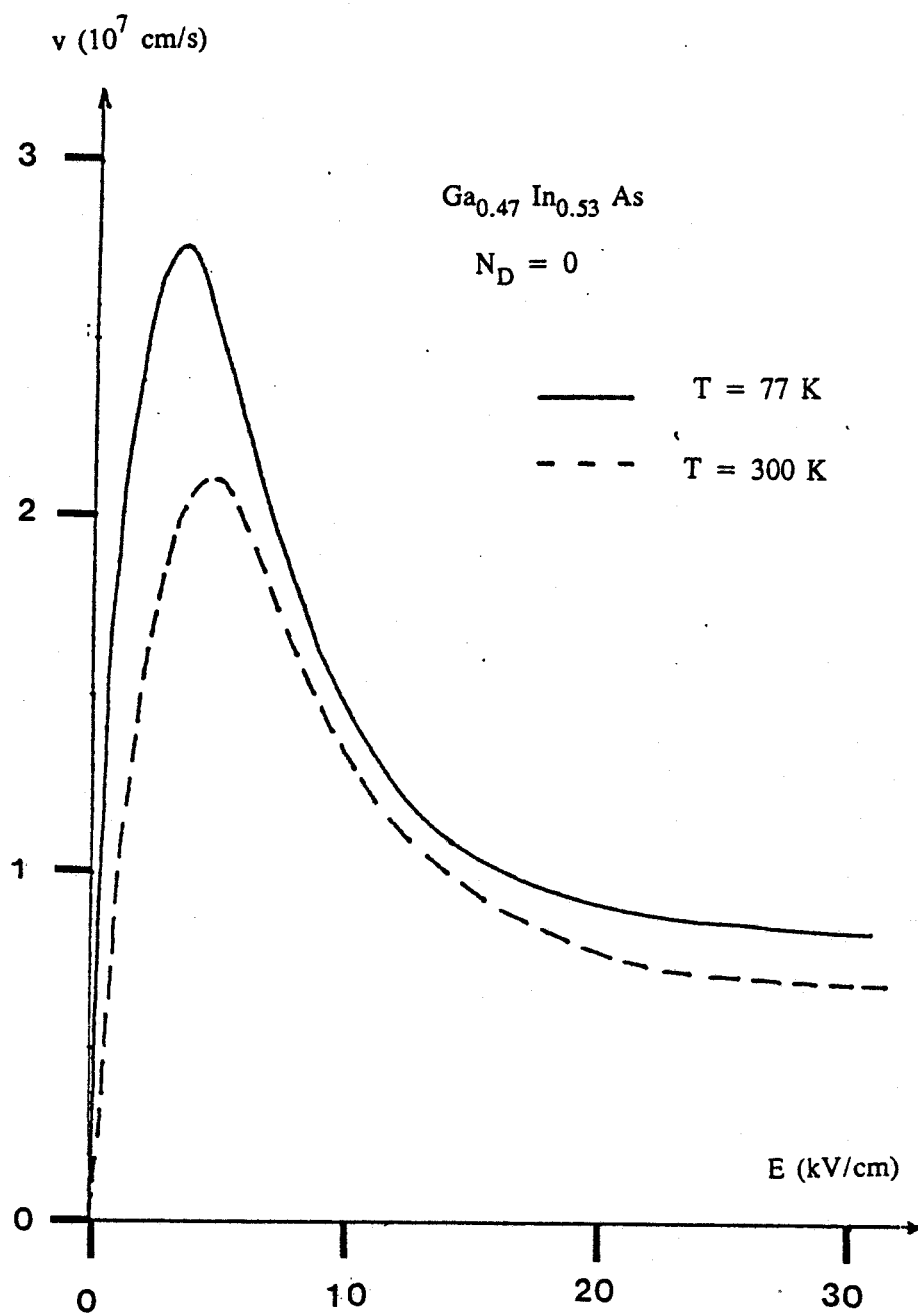


figure 1

Caractéristiques de vitesse du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ pour un dopage nul et pour deux valeurs de la température

1.2.1 Etude de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$

Les paramètres utilisés pour décrire la dynamique électronique dans ce matériau ont été obtenus en interpolant les paramètres correspondant aux binaires GaAs et InAs [11,12,13].

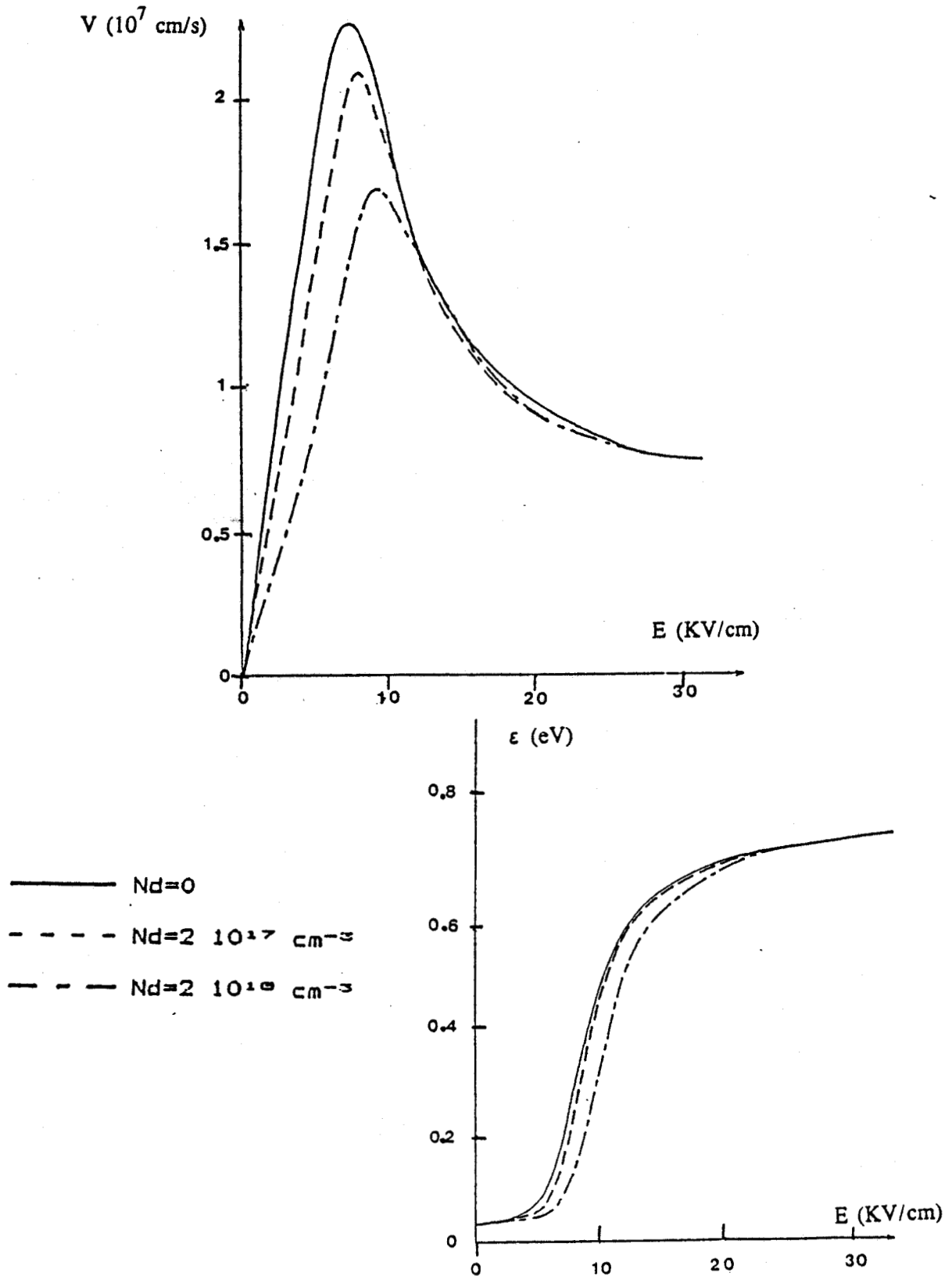
Les caractéristiques champ-vitesse, obtenues à dopage nul et pour les températures de 300 et 77 K, sont présentées sur la figure 1. Les valeurs de la mobilité, de la vitesse pic et de la vitesse de saturation sont résumées dans le tableau 1.

température T (K)	mobilité μ ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	vitesse pic v_p (10^7 cm/s)	vitesse à champ élevé (10^7 cm/s)
300	11000	2.1	0.7
77	55000	2.8	0.9

On voit qu'il s'agit là de caractéristiques intéressantes et sensiblement meilleures que celles qu'il est possible d'obtenir avec GaAs. Les valeurs de mobilité que nous obtenons sont cohérentes avec celles obtenues expérimentalement pour le matériau en volume [3], mais aussi pour le gaz bidimensionnel d'électrons. Katalsky [5] obtient par exemple pour GaInAs/AlInAs une mobilité de 60 000 à 68 000 $\text{cm}^2/\text{V/s}$ à 77 K et de 9 200 à 10 000 à température ambiante. Ceci montre que notre modélisation purement classique du transport dans une hétérojonction constitue une approximation satisfaisante. Yoon et Al [14] ont effectué des simulations Monte-Carlo tenant compte des probabilités d'interaction "bidimensionnelles" dont les résultats semblent confirmer ce point. Ils montrent en particulier le peu d'incidence de la quantification sur la vitesse pic et la vitesse de saturation.

figure 2

Caractéristiques de vitesse et d'énergie de $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$,
à température ambiante et pour trois valeurs du dopage



1.2.2 Etude du ternaire $Al_{1-x}In_xAs$

Il s'agit d'un matériau très peu connu et, pour le modéliser, nous nous sommes heurtés aux mêmes difficultés que pour le GaAlAs, aggravées encore par le fait que ce matériau ne peut être réalisé à toute composition. Nous avons conservé la philosophie exposée dans le chapitre 1 de la deuxième partie et nous avons calculé les paramètres de $Al_{1-x}In_xAs$ à toute composition par interpolation polynomiale des données disponibles dans la littérature [15,16,17].

Quelques résultats ainsi obtenus concernant la composition $x = 0.52$ sont présentés sur la figure 2. La mobilité à température ambiante et pour un dopage nul est de l'ordre de $4700 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ et la vitesse pic est d'environ $2.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Le champ de seuil prend une valeur assez importante (environ 8 KV/cm), qui s'explique par l'écart d'énergie important (environ 0.8 eV) entre vallée centrale et vallées satellites.

Ces résultats semblent indiquer que AlInAs est un matériau présentant d'assez bonnes propriétés de transport. Cependant, ceci est loin d'être retrouvé expérimentalement [18], les mobilités mesurées à l'ambiante étant inférieures à $1000 \text{ cm}^2/\text{V/s}$. Cet écart théorie/expérience peut être expliqué par la prédominance supposée de l'effet d'alliage, qui se manifesterait sous une forme particulière ("alloy clustering"), traduisant en fait la non-homogénéité du matériau liée au processus technologique utilisé [18]. De façon générale, il semble qu'il soit très difficile de faire croître de l'AlInAs de bonne qualité cristalline [19]. La présence de défauts cristallins peut donc elle aussi être suspectée de dégrader les propriétés de transport dans ce matériau. Cependant, il nous a semblé qu'il n'était ni possible ni souhaitable d'inclure dans notre modèle ces phénomènes, liés moins à la physique du matériau qu'à l'état actuel d'une technologie dont les progrès sont constants. Nous décrivons donc un matériau idéalisé. Bien entendu ceci se répercutera sur la valeur prédictive de nos simulations de composants, lesquelles auront tendance à surestimer le courant pour les polarisations telles que la conduction a lieu dans l'AlInAs ("effet M.E.S.F.E.T. parasite"), polarisations qui correspondent à des régimes de fonctionnement ne nous intéressant pas de façon primordiale.

1.3 Comparaison sur un cas typique des structures

AlInAs/GaInAs et GaAlAs/GaAs

Dans ce paragraphe, nous considérons une structure submicronique, représentée sur la figure 3 et que nous nommerons SA, et nous comparerons systématiquement les résultats avec ceux obtenus pour son homologue en GaAlAs/GaAs ("structure SB"), dont l'étude a été détaillée dans la deuxième partie

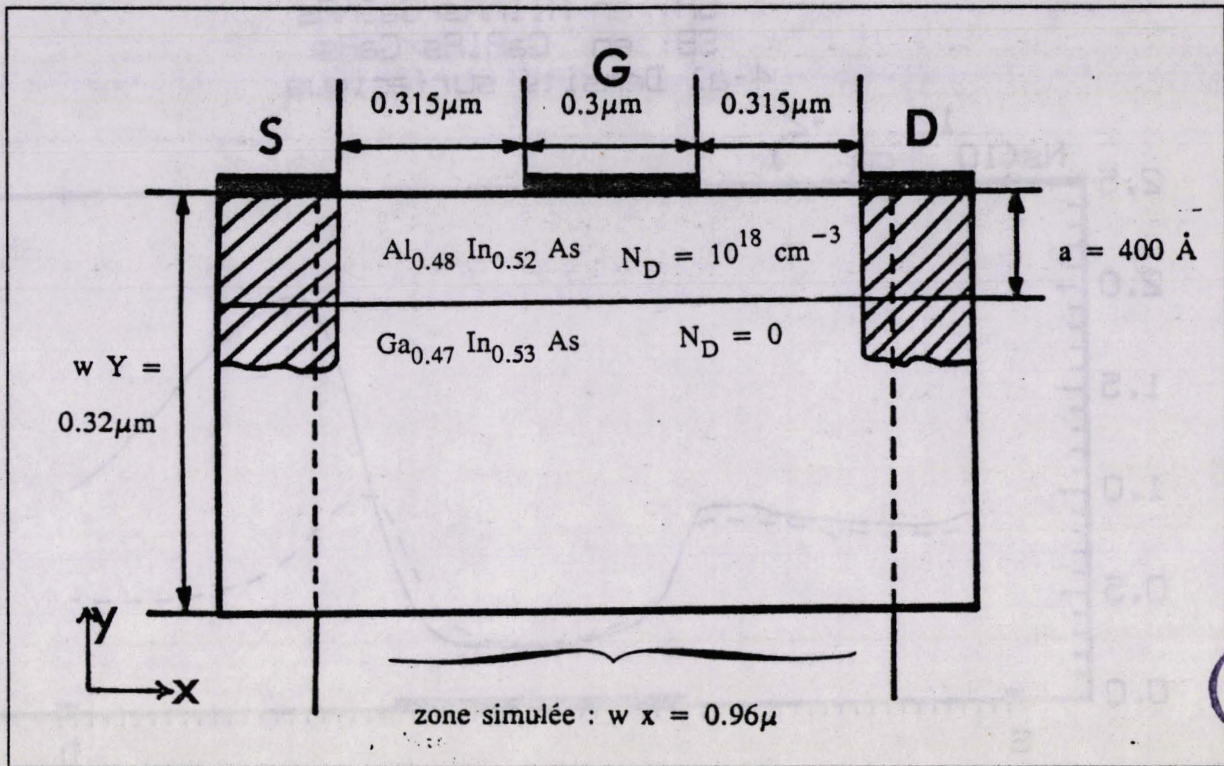


figure 3

structure simulée (SA)

1.3.1 Grandeurs physiques, dynamique des porteurs

Nous avons considéré le point de polarisation $V_{ds} = 2.0\text{V}$ et $V_{gs}\text{ interne} = -1.0\text{V}$, ce qui correspond au régime de saturation de courant et à un bon contrôle du gaz bidimensionnel. Nous présentons sur les figures 4 et 5 la comparaison pour les structures SA et SB des principales grandeurs physiques :

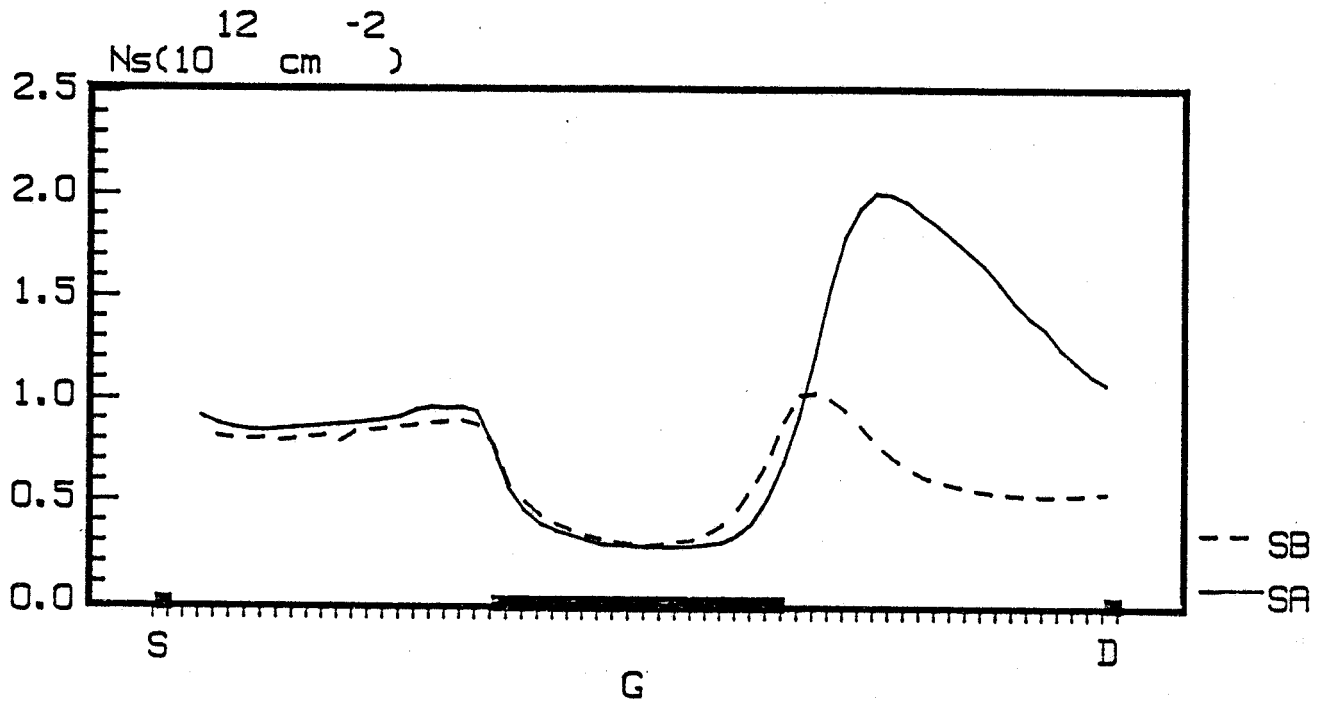
- la densité de charges accumulées à l'interface n_s ,
- les valeurs prises à l'interface, dans le matériau à petit gap GaAs ou GaInAs, par le champ électrique longitudinal E_x et transverse E_y et par la vitesse des porteurs.

Figure 4: comparaison de 2 structures

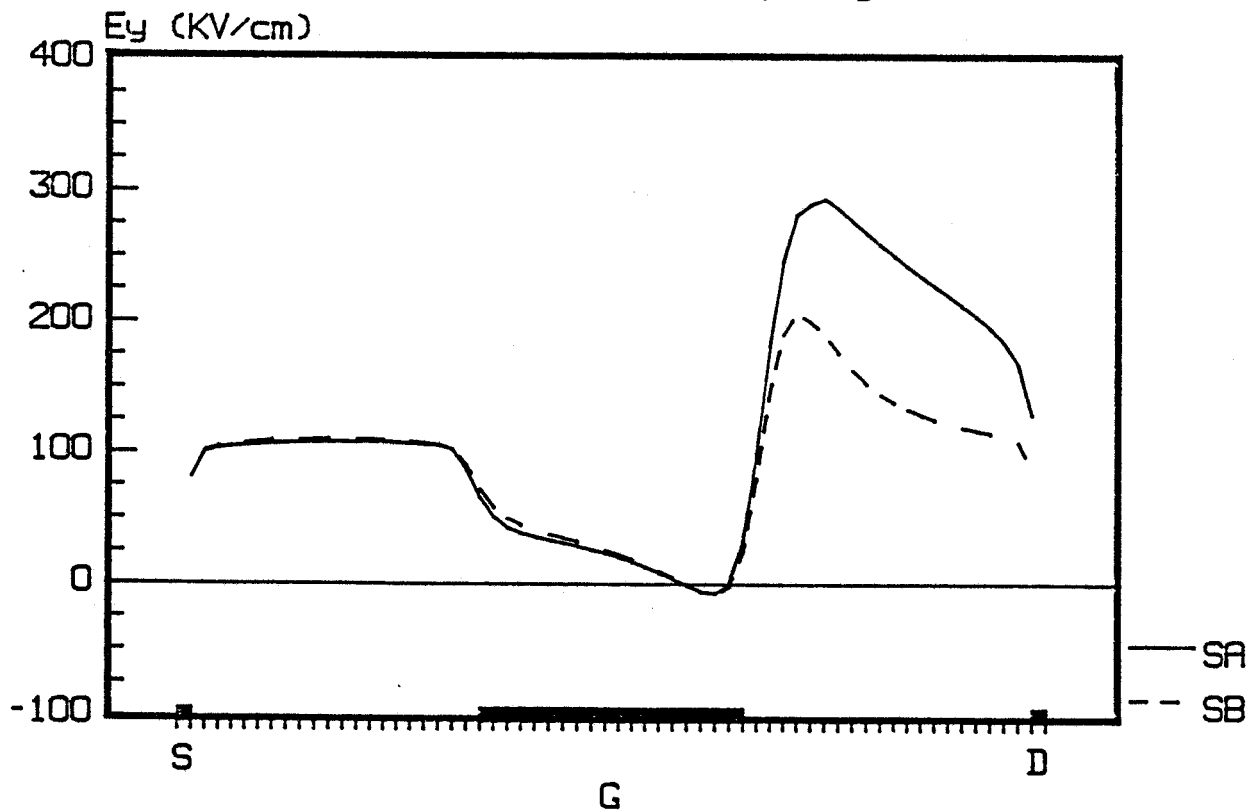
SA: en AlInAs/GaInAs

SB: en GaAlAs/GaAs

4-a) Densité surfacique



4-b) Champ électrique E_y



$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

Nous constatons que le champ électrique E_x est sensiblement le même dans les deux structures, mais qu'en revanche la densité surfacique n_s et le champ E_y prennent entre grille et drain des valeurs beaucoup plus élevées dans la structure SA que dans la structure SB. Ceci peut être interprété en remarquant que la principale différence entre les deux cas est la valeur de la hauteur de barrière ΔE_c qui vaut 0.5 eV pour SA et 0.25 eV pour SB. Nous avons vérifié que cette forte valeur de ΔE_c interdisait pratiquement les transferts dans l'espace réel, de GaInAs vers AlInAs. Il en résulte que, contrairement à ce qui se passe dans le cas GaAlAs/GaAs, les électrons chauds en sortie de grille ne peuvent être évacués dans la couche supérieure et qu'ils s'accumulent entre grille et drain. Leur confinement au voisinage de l'interface est assuré par le champ transverse très intense. En effet, en l'absence de transferts dans l'espace réel, la conduction dans l'AlInAs qui est interrompue par la zone désertée de grille ne peut être rétablie du côté drain. Par conséquent, entre grille et drain, l'AlInAs est peu peuplé en électrons, ce qui se traduit par l'existence d'une charge d'espace qui induit un champ E_y important.

En ce qui concerne la vitesse, nous constatons qu'elle est plus importante dans le GaInAs que dans le GaAs, ce qui ne fait que traduire les propriétés de transport de ces matériaux.

Figure 5: comparaison de 2 structures
SA: en AlInAs/GaInAs
SB: en GaAlAs/GaAs

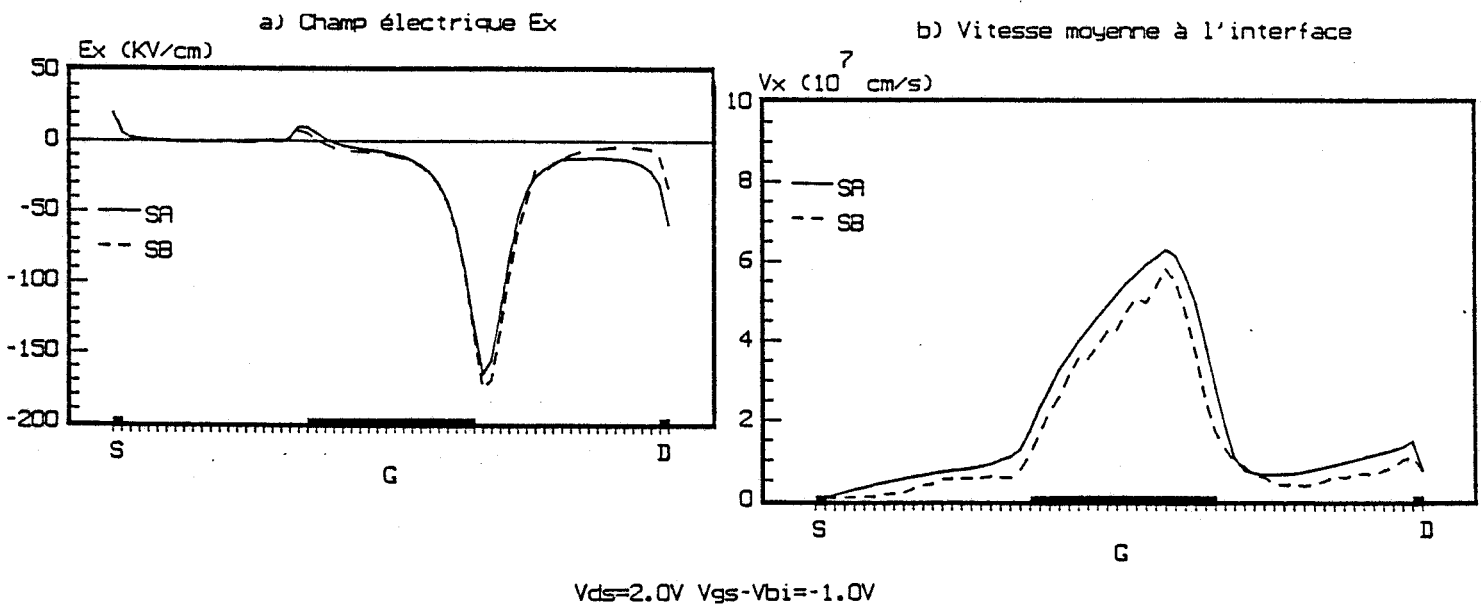
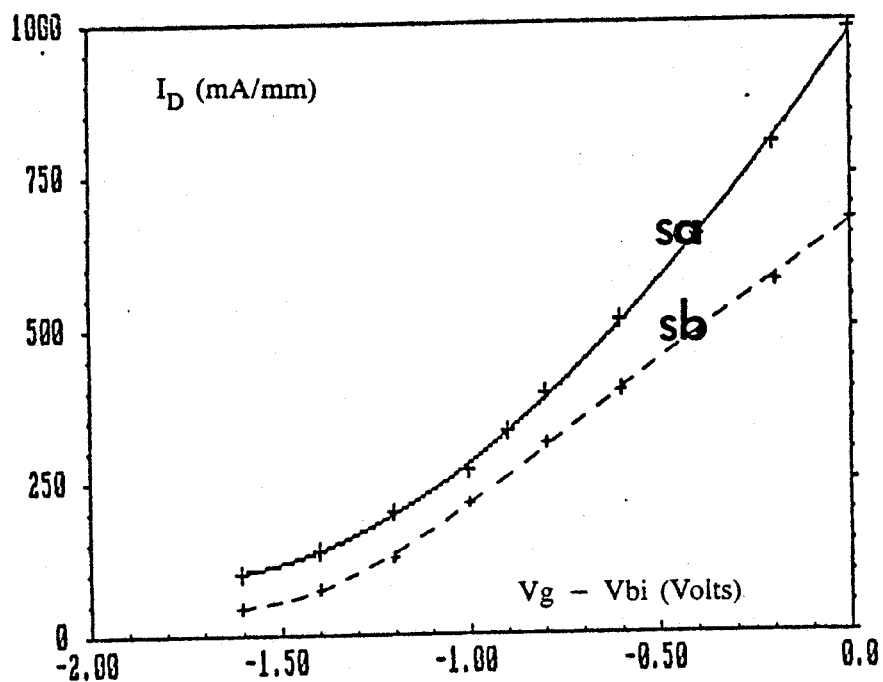


figure 6

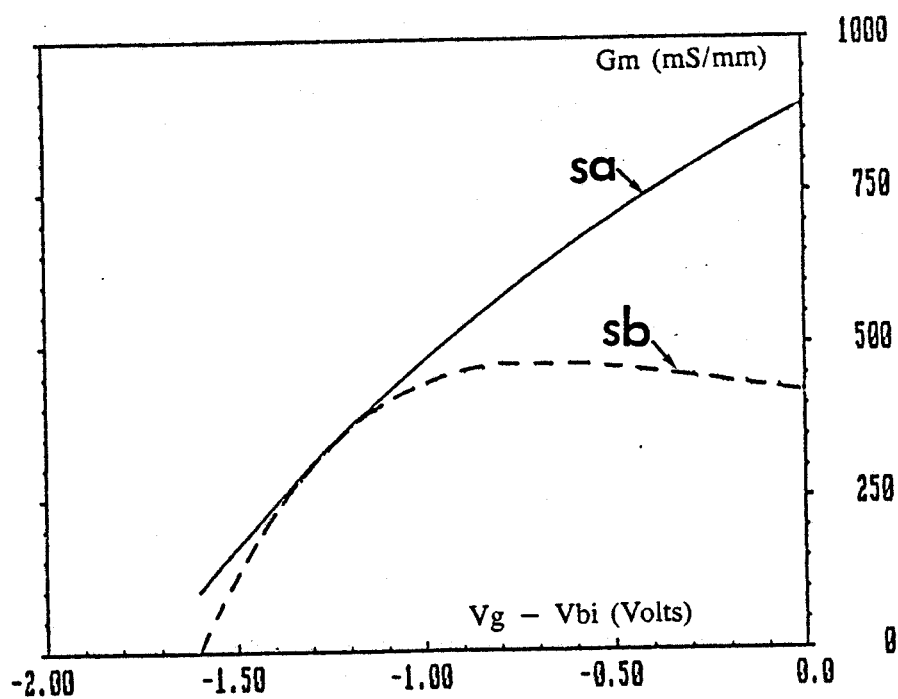
Comparaison des structures GaAlAs/GaAs et AlInAs/GaInAs : grandeurs macroscopiques

$V_{ds} = 2.0 \text{ V}$

a) courant fonction de $V_{gs} - V_{bi}$



b) transconductance fonction de $V_{gs} - V_{bi}$



sa: AlInAs/GaInAs

sb: GaAlAs/GaAs

1.3.2 Caractéristiques de transfert

La figure 6 présente les évolutions, en fonction de la tension V_{gs} interne du courant I_d , de la transconductance G_m , de la capacité grille-source C_{gs} ainsi que de la fréquence de coupure f_c pour les deux structures SA et SB.

Nous pouvons observer que le courant est toujours plus important dans la structure SA que dans la structure SB. Ceci s'explique par les vitesses plus importantes dans GaInAs que dans GaAs et également plus importantes dans AlInAs que dans GaAlAs.

Pour interpréter les évolutions de la transconductance, il convient de distinguer deux zones de polarisation.

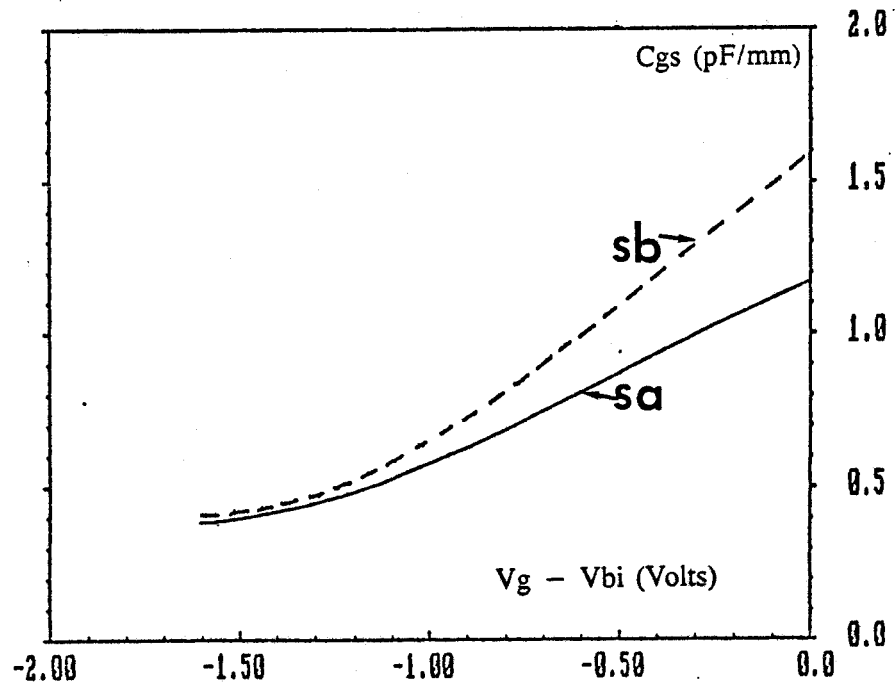
- Lorsque V_{gs} interne est inférieur à environ -0.9 V, la conduction n'a lieu que dans le matériau à petit gap, ce qui correspond à un fonctionnement "purent T.E.G.F.E.T.". Dans cette zone, les courbes $I_d(V_{gs})$ sont sensiblement parallèles et la transconductance du composant SA n'est que peu supérieure à celle de SB.
- Lorsque V_{gs} interne est suffisamment élevé, la conduction se fait partiellement dans le matériau à grand gap dopé, ce qui correspond à "l'effet M.E.S.F.E.T. parasite". Dans ce cas les bonnes propriétés de transport de l'AlInAs que nous simulons se traduisent par des transconductances élevées et donc l'effet M.E.S.F.E.T. parasite n'entraîne pas de diminution de la transconductance. Celle-ci est alors largement supérieure pour SA que pour SB.

Nous constatons également que la capacité grille-source est plus faible pour la structure SA que pour la structure SB. Ceci peut s'expliquer en remarquant que, ainsi que nous l'avons vu plus haut, la population électronique dans la couche supérieure dopée est moins importante dans AlInAs/GaInAs que dans GaAlAs/GaAs. Le contrôle de grille joue donc davantage sur les charges du gaz bidimensionnel, qui sont plus éloignées du contact, d'où une capacité plus faible. Globalement ceci se traduit par une augmentation de la fréquence de coupure qui passe d'environ 100 GHz pour la structure SB à environ 130 GHz pour la structure SA.

La précision de nos calculs ne nous a pas permis de mesurer une différence sensible entre les conductances de sortie des deux structures.

figure 6

c) capacité grille-source fonction de $V_g - V_{bi}$



d) fréquence de coupure fonction de $V_g - V_{bi}$

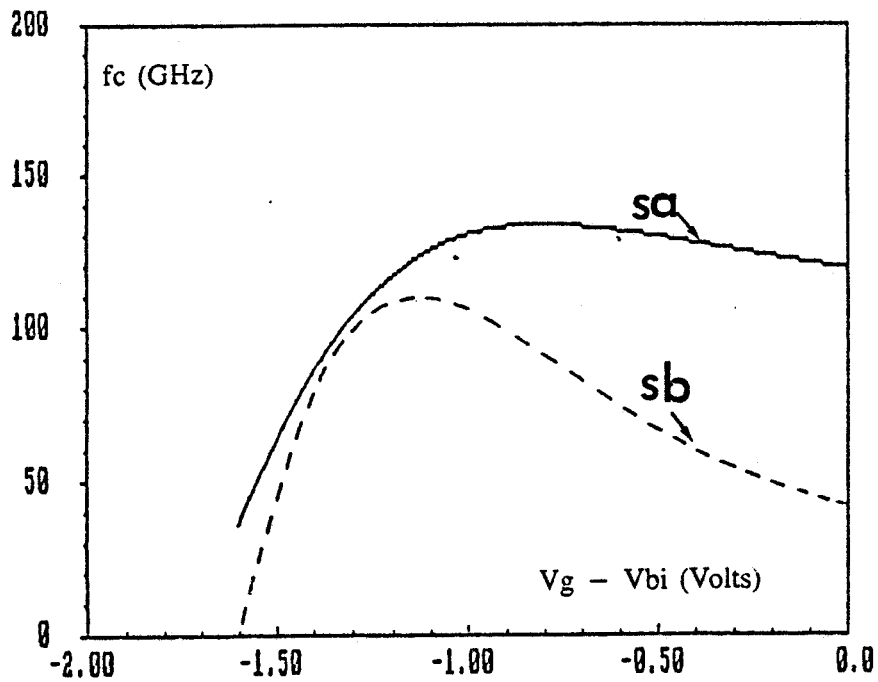
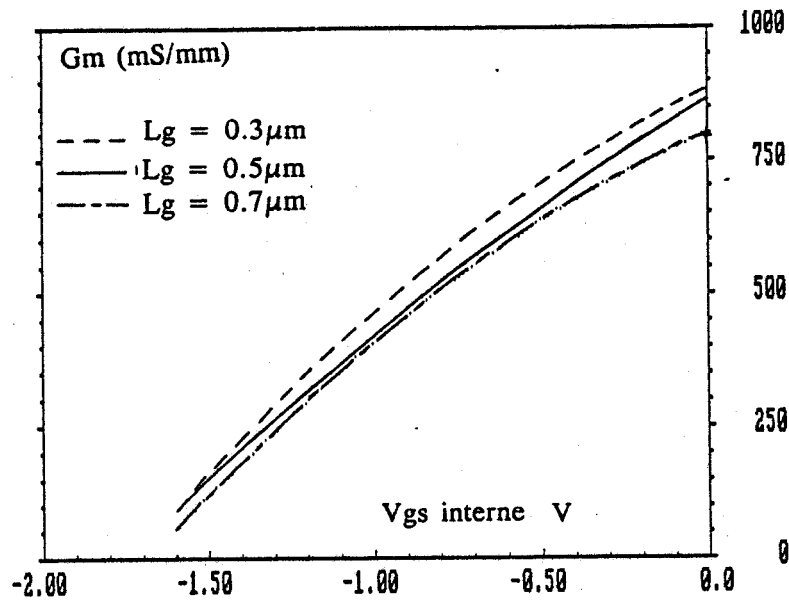


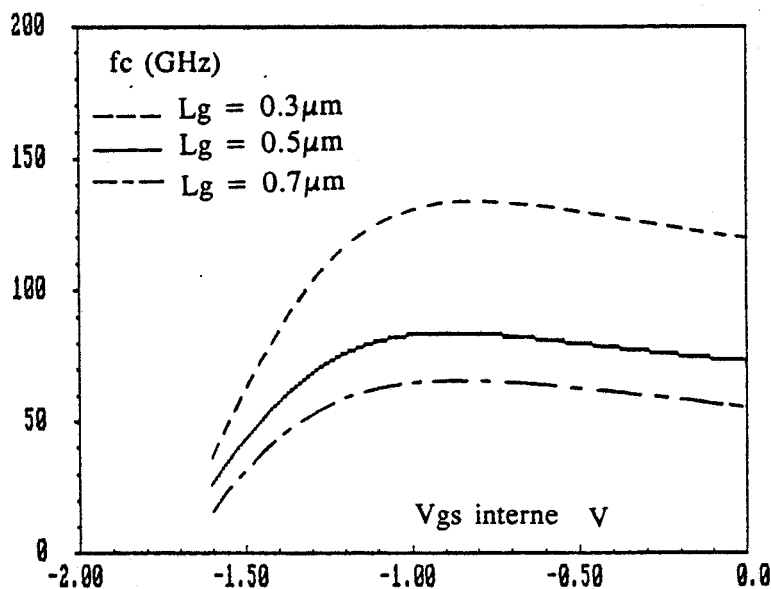
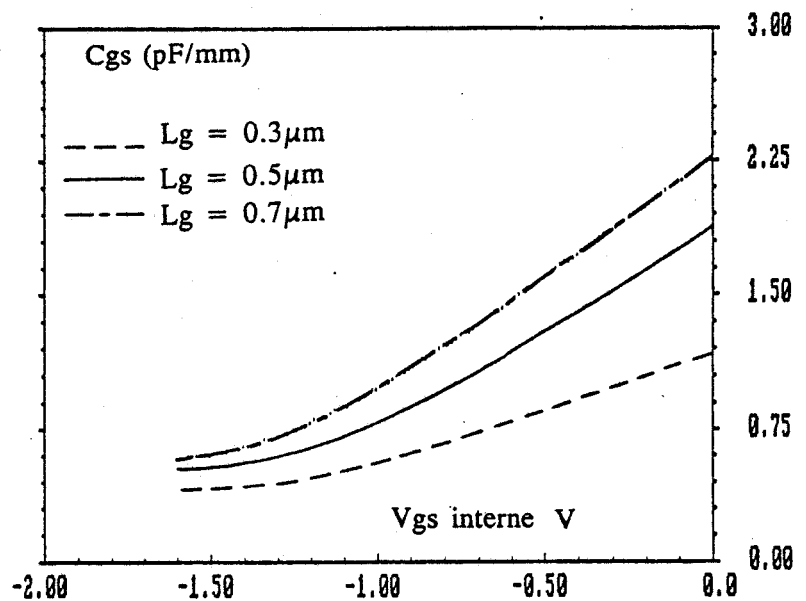
figure 7

Influence de la longueur de grille sur les caractéristiques macroscopiques



- a) transconductance fonction de $V_{gs} - V_{bi}$
b) capacité grille-source
c) fréquence de coupure fonction de $V_{gs} - V_{bi}$

$V_{ds} = 2.0\text{V}$



1.4 Intérêt potentiel du T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs

L'exemple qui précède montre que l'utilisation du couple AlInAs/GaInAs permet d'améliorer sensiblement les performances du T.E.G.F.E.T. Cependant, il sera nécessaire, pour tirer le meilleur bénéfice de l'emploi de ce couple de matériaux, de déterminer la structure la mieux adaptée. Nous n'entreprendrons pas cette étude ici, toutefois nous chercherons quelques indications à ce sujet en étudiant très succinctement l'influence des principaux paramètres technologiques sur les performances de la structure. Nous examinerons également le comportement à basse température.

1.4.1 Influence de la longueur de grille L_g

Nous avons simulé deux composants ayant exactement la même géométrie que SA, sauf en ce qui concerne la longueur de grille, qui vaut soit $0.5 \mu\text{m}$, soit $0.7 \mu\text{m}$. Il est à noter que les distances source-grille et grille-drain sont inchangées. Les résultats sont présentés sur la figure 7. Nous constatons que lorsque L_g diminue, la transconductance ne croît que très peu. Nous retrouvons ici l'influence des effets bidimensionnels, longuement décrits dans la précédente partie et qui contrarient le contrôle de charge. Par contre, comme prévu, la diminution de L_g a un effet favorable sur la capacité grille-source, qu'elle permet de diminuer fortement, d'où une augmentation substantielle de la fréquence de coupure.

1.4.2 Influence de l'épaisseur et du dopage de l'AlInAs

Nous avons comparé deux structures, dont les dimensions longitudinales L_{sg} , L_g et L_{gd} sont respectivement 0.315 , 0.3 et $0.315 \mu\text{m}$ et dont les caractéristiques de la couche d'AlInAs sont :

- une épaisseur a de $400 \text{ \AA}$ et un dopage de $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour la première
- une épaisseur de $200 \text{ \AA}$ et un dopage de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la seconde.

Les résultats sont présentés sur la figure 8.

Nous constatons que l'augmentation du dopage et la diminution de l'épaisseur de la couche d'AlInAs permet d'augmenter notablement la transconductance, en particulier dans la zone de fonctionnement "purement T.E.G.F.E.T.". Ceci se répercute sur la fréquence de coupure, mais de façon atténuée car la capacité grille-source augmente en même temps que la transconductance. L'amélioration des performances par l'augmentation du dopage pourra ici être

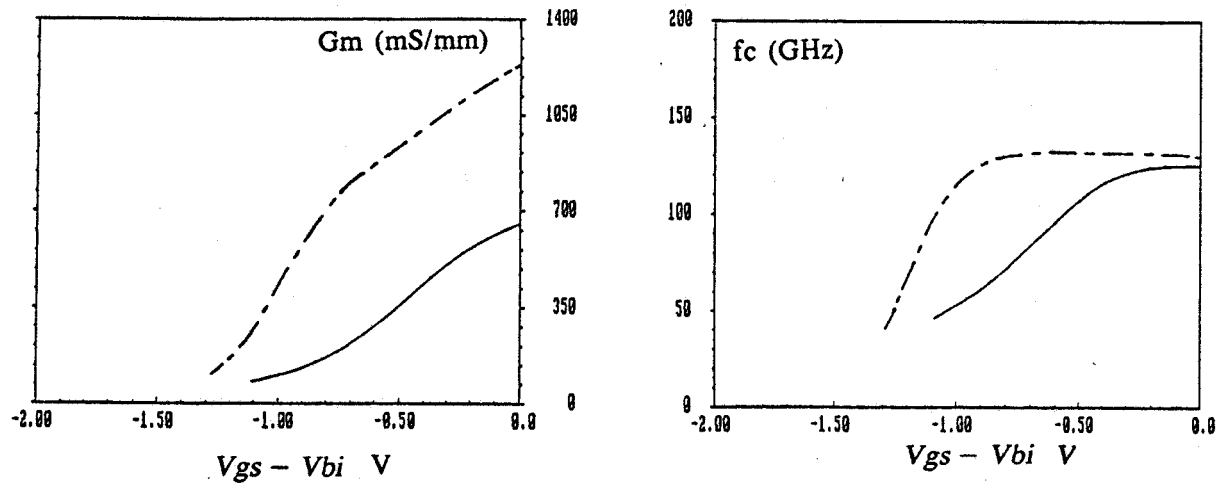
pleinement exploitée puisque, contrairement au GaAlAs, l'AlInAs peut être fortement dopé sans que n'apparaissent de problèmes liés aux centres D-X. Cette absence de centres donneurs profonds est également un grand avantage pour le fonctionnement à basse température.

figure 8

Influence de l'épaisseur et du dopage

a) sur la transconductance

b) fréquence de coupure

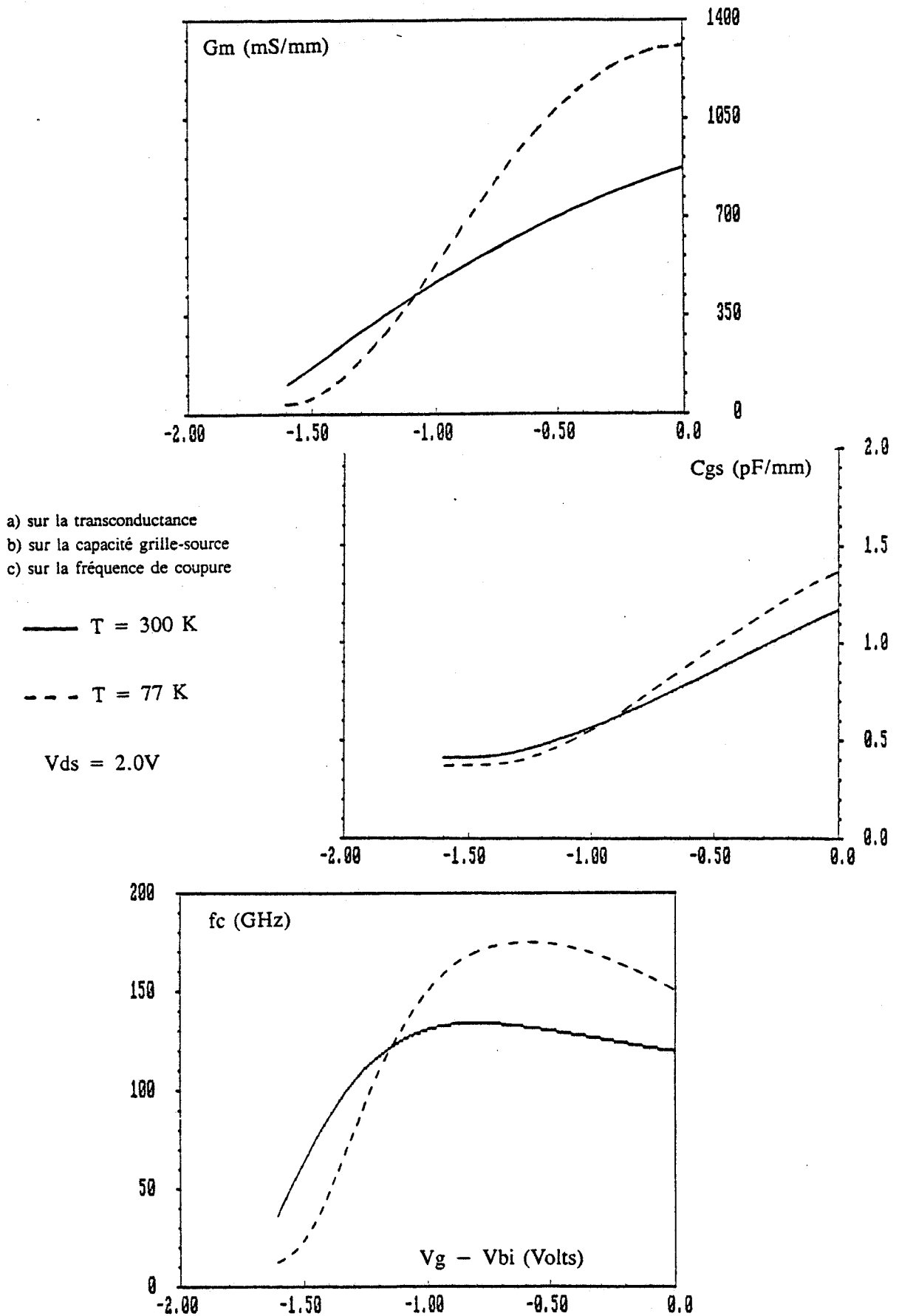


— $N_D = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $a = 400 \text{ \AA}$
 - - - $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $a = 200 \text{ \AA}$

$V_{ds} = 2.0 \text{ V}$

figure 9

Influence de la température



1.4.3 Etude à 77 K

Nous avons repris l'étude de la structure SA à la température de 77 K. Les résultats sont présentés sur la figure 9, sur laquelle on peut constater que les vitesses importantes atteintes dans le GaInAs se traduisent par une augmentation substantielle de la transconductance et de la fréquence de coupure, cette dernière atteignant 175 GHz.

1.4.4 Conclusion

L'étude rapide qui vient d'être faite montre que l'utilisation du couple AlInAs/GaInAs permet d'obtenir des performances supérieures à celles des structures GaAlAs/GaAs. Cette supériorité provient non seulement des bonnes propriétés de transport dans GaInAs, mais aussi de la possibilité d'utiliser pleinement les avantages de la structure, en particulier en employant des dopages élevés et en travaillant à basse température. Pour tirer le meilleur parti du composant, il faudra bien entendu utiliser une grille de faible longueur, quitte à s'affranchir des effets de canal court grâce à l'utilisation d'une couche tampon.

Bien entendu, l'avenir de ces composants dépend de leur faisabilité technologique. Celle-ci se heurte pour l'instant à des problèmes de reproductibilité [20]. Cependant l'évolution des performances annoncées dans la littérature pour ce type de réalisation est rapide. Ainsi, si les premiers résultats publiés étaient modestes (transconductance extrinsèque de 90 mS/mm à l'ambiante pour une grille micronique [21], des performances attractives ont été obtenues plus récemment (440 mS/mm à l'ambiante [22]). Il est donc permis de penser que le T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs est un composant d'avenir.

Cependant, si ce composant représente une amélioration par rapport au T.E.G.F.E.T. classique, due à la bonne qualité de l'hétérojonction, certains défauts subsistent. Il s'agit principalement :

- des effets de canal court liés à l'injection dans le substrat
- de l'existence d'un courant "M.E.S.F.E.T. parasite."

Pour s'en affranchir, la solution consiste à modifier la géométrie de la structure. Dans le chapitre suivant nous étudions deux variantes conçues dans ce but : le T.E.G.F.E.T. à couche tampon en GaAlAs et le T.E.G.F.E.T. inversé.

Chapitre 2

Modifications de la géométrie :

Structure à couche tampon en GaAlAs, structure inversée

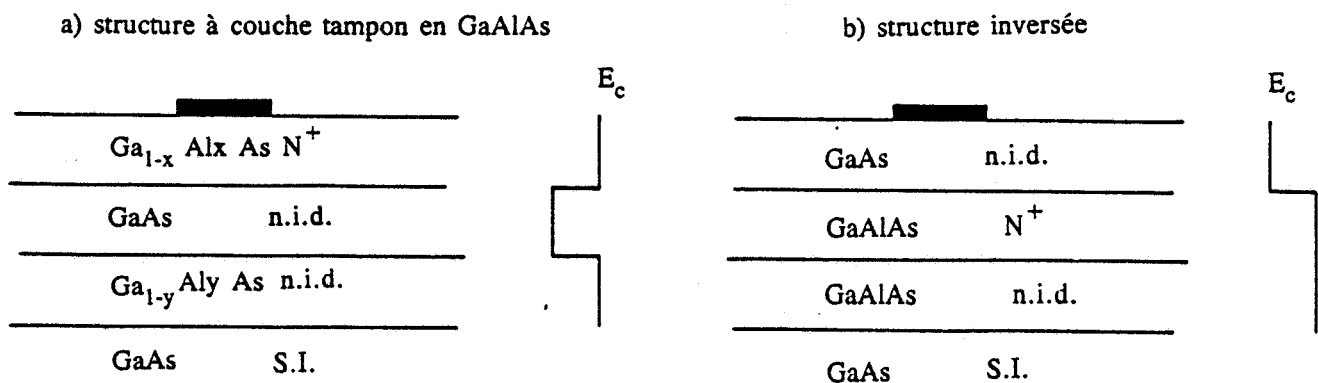
Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à deux variantes simples du T.E.G.F.E.T., basées sur de légères modifications de la géométrie de la structure, les matériaux utilisés étant à nouveau GaAs et GaAlAs.

La structure à couche tampon en GaAlAs (figure 10-a) permet, grâce à la présence d'une deuxième hétérojonction "sous le canal", d'augmenter le confinement des porteurs et de limiter les effets de canal court. La première section de ce chapitre est consacrée à une étude succincte de cette structure.

La structure inversée (figure 10-b), présente les mêmes avantages que la structure précédente et permet de plus de supprimer l'effet "M.E.S.F.E.T." parasite et d'augmenter considérablement l'efficacité de la commande grâce à la proximité entre le canal et le contact de grille. L'étude détaillée de cette structure fait l'objet de la majeure partie de ce chapitre.

figure 10

Définition des structures étudiées dans le chapitre 2



2.1 Le T.E.G.F.E.T. à couche tampon en GaAlAs

2.1.1 Introduction

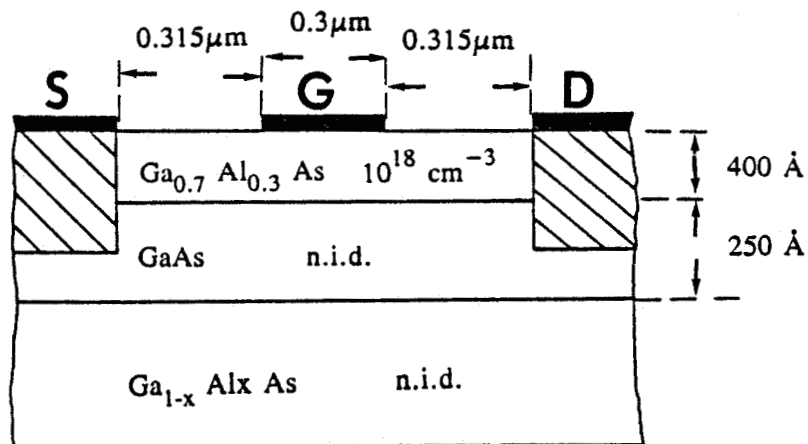
Ainsi que nous l'avons vu, un des inconvénients majeurs de la structure classique à grille submicronique est l'importance des effets de canal court, liés à l'injection des porteurs dans le substrat. Pour remédier au moins partiellement à ce problème, une idée simple est d'intercaler entre le substrat GaAs semi-isolant et le GaAs intrinsèque, une couche tampon en GaAlAs. L'hétérojonction ainsi formée doit améliorer le confinement des électrons et s'opposer à leur injection dans le substrat. On peut donc s'attendre à voir :

- diminuer la conductance de sortie et la tension de pincement,
- augmenter, dans une certaine mesure, la transconductance.

Des résultats expérimentaux encourageants concernant de telles structures ont été publiés [23], aussi leur avons nous consacré une étude, afin de préciser les avantages que présente leur utilisation.

figure 11

Structure étudiée



2.1.2 Résultats microscopiques et discussion de l'efficacité du confinement

2.1.2.1 Structure simulée

Nous avons simulé une structure, représentée sur la figure 11, dont les caractéristiques sont les suivantes :

- une couche tampon de $\text{Ga}_{0.55}\text{Al}_{0.45}\text{As}$,
- une couche de GaAs intrinsèque de 250 Å d'épaisseur,
- une couche de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ dopé à $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 400 Å
- des dimensions longitudinales :
 - source-grille : $L_{sg} = 0.315 \mu\text{m}$
 - grille-drain : $L_{gd} = 0.315 \mu\text{m}$
 - une longueur de grille de $0.3 \mu\text{m}$

Mise à part la présence d'une deuxième hétérojonction, cette structure est tout à fait similaire à celle décrite au chapitre 2 de la deuxième partie, ce qui nous permettra d'effectuer des comparaisons systématiques. La composition d'Aluminium de la couche tampon a été choisie de façon à obtenir la plus grande valeur possible de la discontinuité de bande de conduction ΔE_c (0.34 eV).

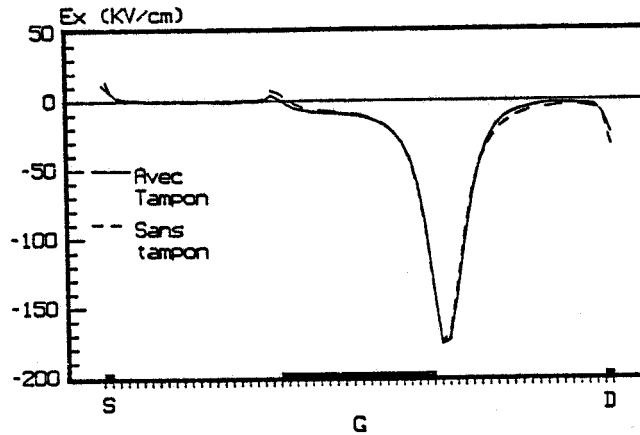
2.1.2.2 Grandeurs physiques dans la structure

Nous présentons sur la figure 12, les évolutions avec l'abscisse :

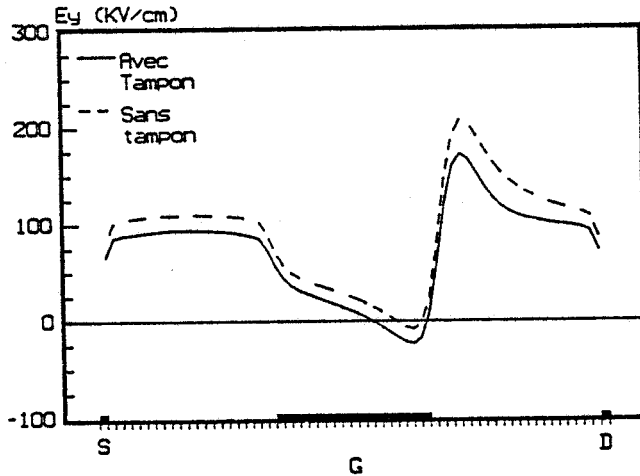
- des composantes E_x et E_y du champ électrique, au voisinage de l'interface supérieure, dans le GaAs,
- des densités surfaciques de porteurs :
 - n_s : incluant les porteurs du GaAs et de la couche tampon,
 - n'_s : dans la seule couche tampon.

La polarisation de drain V_{ds} est de 2.0 V, la tension de grille V_{gs} interne est de -1.0 V, la température est de 300 K. La comparaison avec les résultats obtenus en l'absence de couche tampon est effectuée systématiquement.

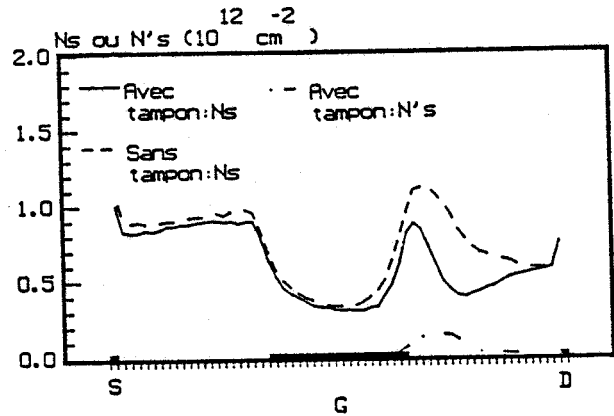
Figure 12
Influence d'une couche tampon
12-a) sur le champ électrique E_x



12-b) sur le champ électrique E_y

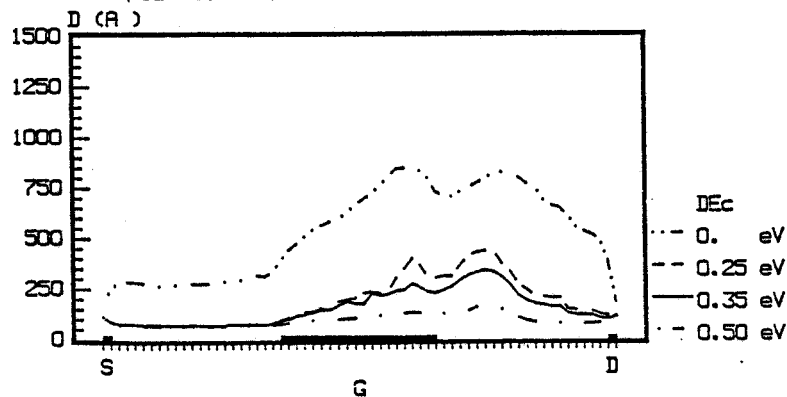


12-c) sur la densité surfacique
lorsqu'il y a 2 hétérojonctions N's est
la charge injectée sous la 2ieme hétéro
Ns la charge totale sous la liere hétéro



$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

Figure 13
Distance moyenne à l'interface
des électrons du canal (GaAs et tampon)
pour différentes hauteurs de barrière



$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$
Couche tampon de 250 Å

Nous constatons que E_x n'est pas sensiblement affecté par la présence d'une couche tampon. Par contre E_y prend des valeurs plus faibles, en particulier sous la grille. Il en résulte une diminution de la valeur minimale de n_s , ce qui traduit une meilleure efficacité de la commande de charge. Cependant, on remarquera que les phénomènes bidimensionnels typiques sont toujours présents en sortie de grille, en particulier n_s présente dans cette zone un maximum, dont l'amplitude est cependant plus faible que précédemment. On constate également que, en sortie de grille un nombre non négligeable de porteurs sont présents dans la couche tampon, ce qui montre que le confinement des porteurs n'est pas aussi efficace que l'on pouvait l'espérer. Nous allons nous étendre quelque peu sur ce dernier point.

2.1.2.3 Efficacité du confinement de porteurs chauds dans des structures GaAlAs-GaAs

Il apparaît très difficile d'assurer un bon confinement d'un gaz de porteurs chauds dans des hétérostructures GaAlAs-GaAs. Ceci est dû à ce que la hauteur de barrière ΔE_c ne peut jamais être sensiblement supérieure à la séparation vallée centrale-vallée satellite de l'AsGa (0.33 eV). Ainsi, dès qu'un porteur a acquis assez d'énergie pour passer en vallée satellite, il pourra :

- revenir en vallée centrale avec une énergie qui sera souvent suffisante pour permettre le transfert dans l'espace réel,
- ou bien transférer vers une vallée satellite du GaAlAs.

En effet, pour les compositions supérieures à 0.3, les vallées L et X de l'AsGa sont plus hautes en énergie que celles du GaAlAs. C'est ce qui se produit en particulier dans le cas que nous venons d'étudier.

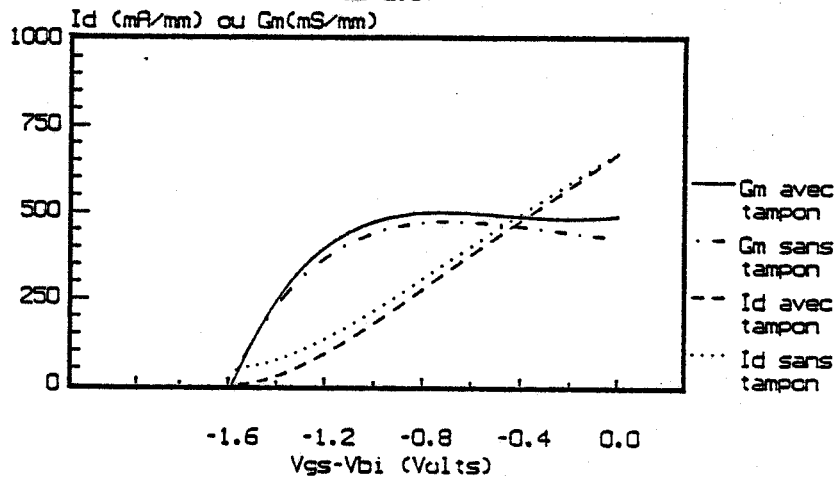
Pour illustrer ce problème, nous avons fait varier la composition x de la couche tampon et donc la hauteur de barrière ΔE_c . Nous avons considéré les cas suivants :

- $x = 0$, $\Delta E_c = 0$
- $x = 0.3$, $\Delta E_c = 0.25$ eV
- $x = 0.45$, $\Delta E_c = 0.34$ eV
- un cas fictif ou $x = 0.3$, mais $\Delta E_c = 0.5$ eV

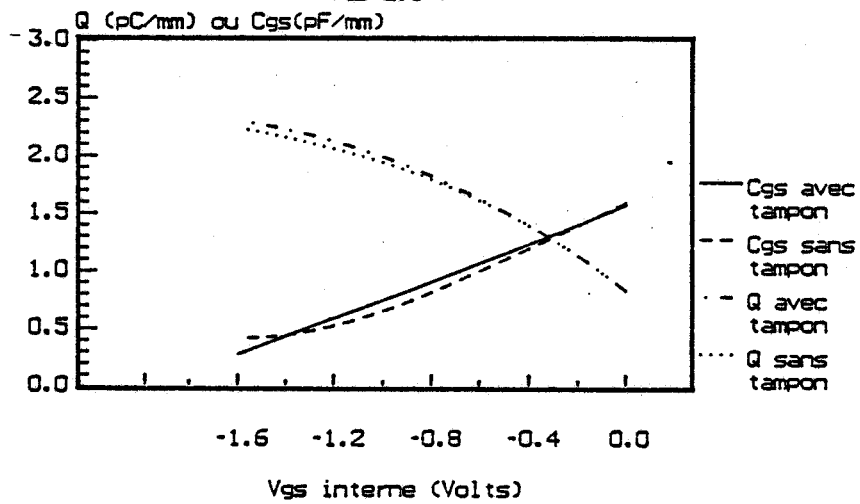
Nous avons représenté sur la figure 13 la distance moyenne entre les électrons du canal (c'est-à-dire du GaAs et de la couche tampon) et l'hétérojonction supérieure. Nous voyons que, pour tous les cas réalistes, en sortie de grille cette distance excède toujours largement la largeur du puits qui est ici de 250 Å. Cela nous indique qu'une proportion non négligeable des porteurs est

injectée dans la couche tampon. Par contre, dans le cas, malheureusement fictif, où $\Delta E_c = 0.5$ eV, le confinement est très bien assuré et nous avons vérifié que seule une part négligeable des électrons se trouvait dans le substrat. Nous pouvons donc conclure que, si la présence d'une couche tampon limite l'injection dans le substrat, elle ne peut l'empêcher totalement lorsque les matériaux utilisés sont GaAs et GaAlAs, ce qui limite les avantages de la structure ici décrite. Par contre, en utilisant d'autres matériaux, tels AlInAs-GaInAs, on doit pouvoir tirer pleinement partie d'une telle géométrie.

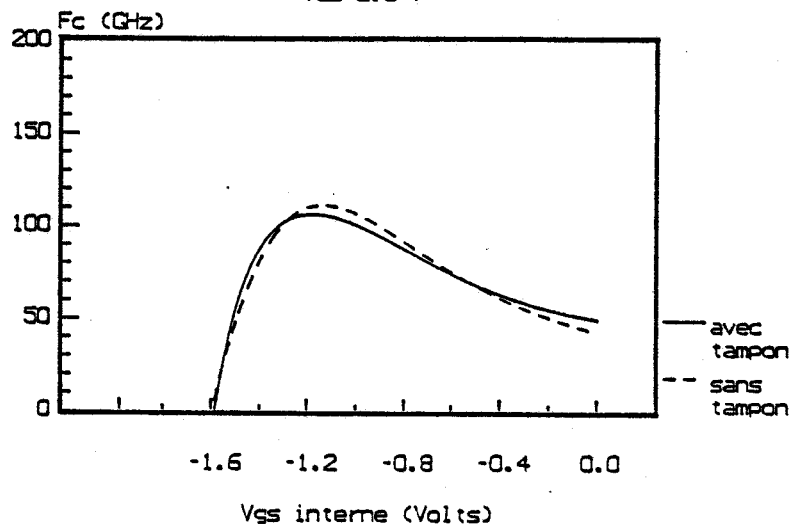
figure 14: influence de la présence
d'une couche tampon
a) courant et transconductance
 $V_{ds}=2.0V$



b) sur la charge et la
capacité grille-source
 $V_{ds}=2.0 V$



c) fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0 V$



2.1.3 Etude des grandeurs "macroscopiques"

La figure 14 présente, pour le composant décrit au 2.1.2.1, soumis à une tension de drain V_{ds} de 2.0V, les évolutions en fonction de la tension de grille V_{gs} interne :

- du courant I_d
- de la transconductance G_m
- de la capacité C_{gs}
- de la fréquence de coupure f_c

Nous constatons que le courant est toujours plus faible que dans la structure classique, ce qui traduit la diminution de la charge transférée n_s . Ceci est particulièrement vrai pour les V_{gs} internes fortement négatifs. Le composant est ainsi complètement pincé pour V_{gs} interne = - 1.5 V. La caractéristique I_d (V_{gs}) est quasi-linéaire et l'on peut espérer que la tension de pincement soit peu dépendante de la polarisation de drain et même de la longueur de grille. Ceci constitue un avantage important, en particulier pour les applications en logique.

La transconductance est améliorée grâce au meilleur contrôle de charge, mais seulement dans une proportion très faible. Ainsi, sa valeur maximale est de 510 mS/mm avec couche tampon et 480 mS/mm sans couche tampon.

La capacité grille-source est en contrepartie légèrement augmentée, d'où un effet négligeable de la présence d'une couche tampon sur la fréquence de coupure.

La conductance de sortie est de l'ordre de 12 mS/mm, ce qui est une valeur sensiblement plus faible que pour la structure classique pour laquelle est voisine de 20 mS/mm.

En conclusion : l'adjonction d'une couche tampon en GaAlAs constitue une amélioration de la structure classique, car elle permet de réduire les effets de canal court et donc d'améliorer le gain G_m/G_d et de rendre la tension de pincement mieux contrôlable. Cependant le bénéfice qu'apporte cette modification de structure n'est pas aussi grand qu'attendu car la pénétration des porteurs chauds dans la couche tampon ne peut être totalement évitée lorsque les matériaux utilisés sont GaAs et GaAlAs.

La suite de ce chapitre sera consacrée à une variante de structure dont les performances sont plus spectaculaires, il s'agit du T.E.G.F.E.T. inversé.

2.2 Le T.E.G.F.E.T. inversé

2.2.1 Introduction

Ainsi que nous venons de le voir, la présence d'une hétérojonction "sous" le canal permet de réduire les effets de canal court et d'améliorer dans une certaine mesure les valeurs de la transconductance et de la conductance de sortie. Cependant, avec la structure décrite au cours du paragraphe précédent, tout comme avec la structure classique, la valeur de la transconductance reste limitée par le fait que la grille agit sur la couche de GaAlAs dopé avant d'agir sur le gaz bidimensionnel.

Cette limitation sera levée si l'on place "sous" le gaz bidimensionnel, non plus du GaAlAs intrinsèque formant une simple couche tampon, mais la couche de GaAlAs N^+ formant réservoir d'électrons. La configuration est alors, sous sa forme la plus simple, la suivante :

Substrat GaAs S.I./GaAlAs N^+ /GaAs intrinsèque/grille.

Contrairement à ce qui se passe pour la structure classique, la tension de grille n'est pas dissipée dans la zone désertée du matériau dopé. La grille agit directement sur les électrons accumulés à l'interface, qui sont proches du contact et l'efficacité du contrôle est meilleure.

De plus la présence d'une barrière de potentiel "sous" le gaz électronique permet de réduire l'injection dans le substrat et tous les effets néfastes qui y sont liés, ce qui permet :

- de réduire la conductance de sortie tout en augmentant la transconductance,
- d'obtenir un pincement plus net et une tension de pincement plus faible et plus facile à contrôler car dépendant seulement de l'épaisseur et du dopage des couches.

Cette structure, dite "structure inversée" est en fait la première configuration du T.E.G.F.E.T. qui ait été imaginée [24], cependant il s'est révélé technologiquement difficile de faire croître GaAs sur GaAlAs, ce qui fait que la structure GaAlAs sur GaAs est devenue la structure "standard" la plus fréquemment réalisée. Ces difficultés technologiques semblent pouvoir être surmontées et des T.E.G.F.E.T. inversés ont été réalisés, qui présentent des performances très intéressantes, spécialement en ce qui concerne la transconductance. Cirillo [25] annonce par exemple 1180 mS/mm à température ambiante et 1810 mS/mm à la température de l'azote liquide.

Il nous semble donc intéressant d'utiliser notre modèle pour effectuer une étude assez complète de cette structure. Nous commencerons par présenter sur un exemple le fonctionnement

de ce composant, en nous attachant plus particulièrement à montrer en quoi il diffère de celui du T.E.G.F.E.T. classique. Nous entreprendrons ensuite un début d'optimisation de la structure, et pour cela nous analyserons l'influence des divers paramètres technologiques sur les performances du composant.

2.2.2 Etude d'un exemple

2.2.2.1 Structure simulée

Nous considérons à titre d'exemple la structure représentée sur la figure 15.

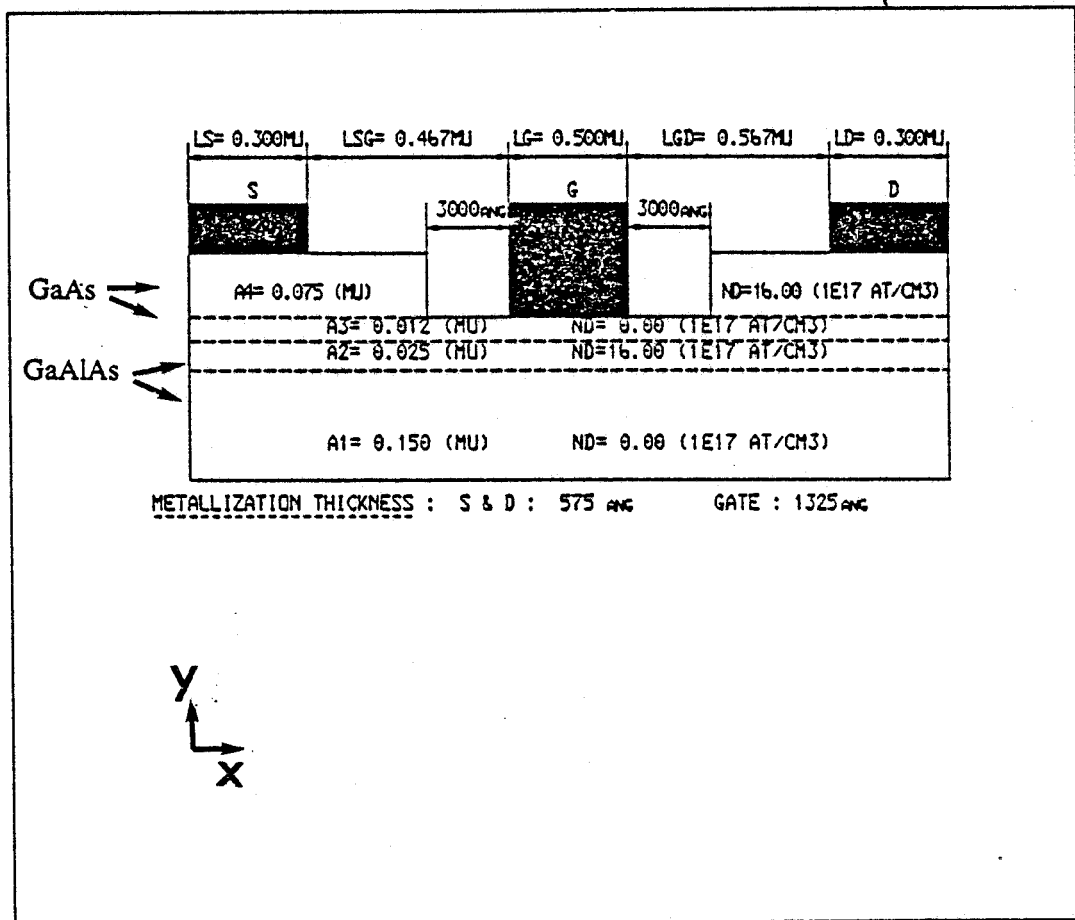


figure 15

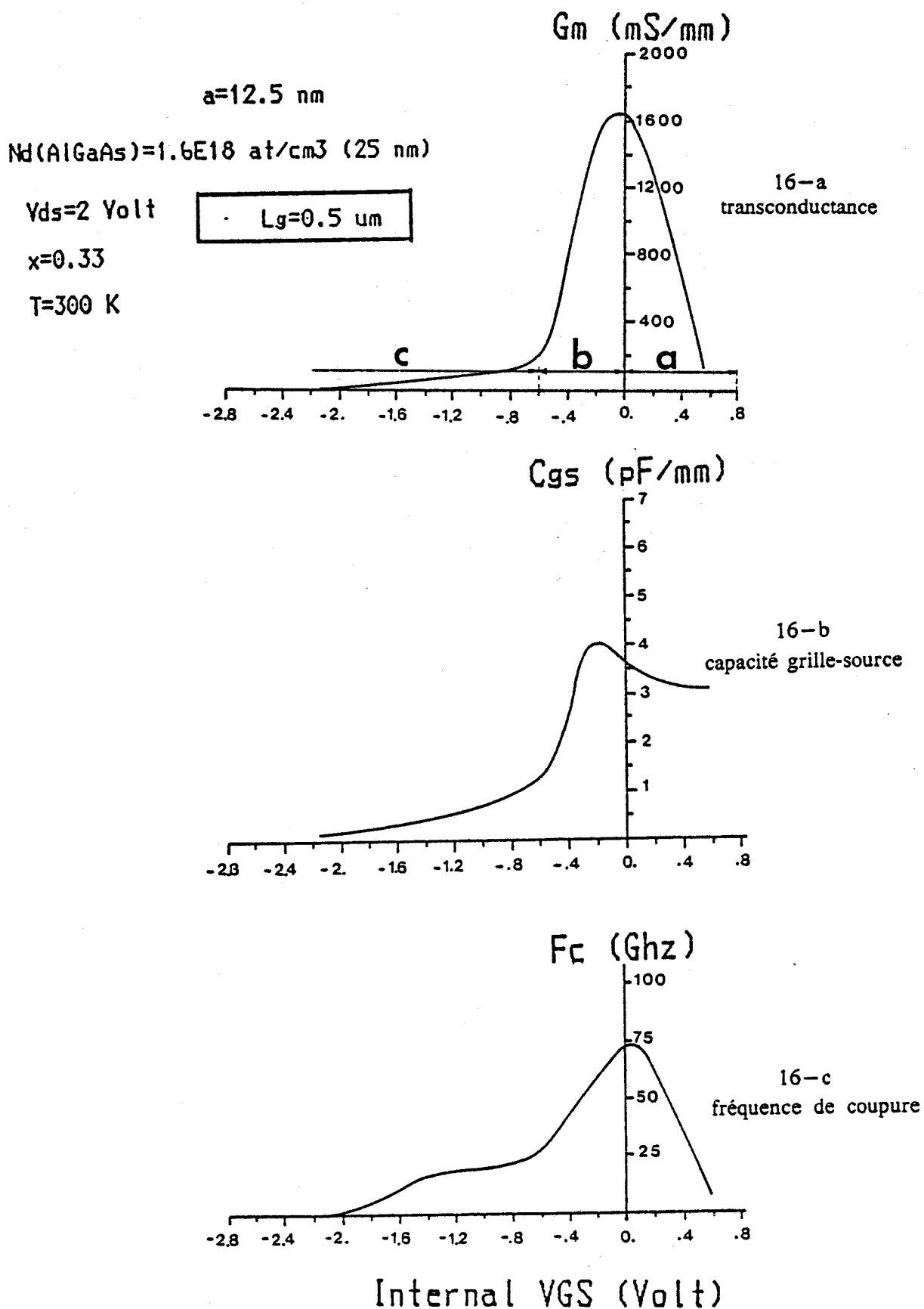
structure simulée

La succession des couches épitaxiées est la suivante :

- GaAs semi isolant (non simulé)
- GaAlAs intrinsèque, 1500 Å
- GaAlAs dopé à $1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 250 Å
- GaAs intrinsèque 125 Å
- GaAs N^+ ($N_d = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), 750 Å

La dernière couche de GaAs surdopé permet de faciliter la réalisation des contacts ohmiques et de diminuer les résistances d'accès de source et de drain. Elle est totalement recessée, de façon à ce que la grille soit déposée sur le GaAs intrinsèque. La grille a une longueur de $0.5 \mu\text{m}$ et est placée dans un espace source drain de $1.5 \mu\text{m}$. Enfin signalons que la composition d'Aluminium du GaAlAs est $x = 0.33$ et que nous nous plaçons à température ambiante.

figure 16



2.2.2.2 Performances hyperfréquences obtenues

- transconductance G_m

La figure 16-a présente l'évolution en fonction de la tension V_{gs} interne, de la transconductance G_m . On remarque immédiatement les valeurs élevées prises par cette quantité, jusqu'à 1650 mS/mm, soit plus du triple de ce qui est habituellement obtenu avec la structure classique.

L'examen plus détaillé de cette courbe va nous permettre de définir différentes gammes de polarisation, repérées par a, b et c sur la figure, qui correspondent à des régimes de fonctionnement différents.

- Dans la zone a : G_m diminue lorsque V_{gs} croît. Ceci est dû à ce que le potentiel de grille, positif, fait "écran" au potentiel de drain et "bloque" les porteurs au voisinage du contact Schottky. Ainsi lorsque V_{gs} croît, le courant de drain augmente peu, tandis que le courant de grille devient lui non négligeable. Cette gamme de polarisation est donc de peu d'intérêt pratique.
- Dans la zone b : la transconductance croît rapidement lorsque V_{gs} croît, la valeur maximale étant atteinte au voisinage de V_{gs} interne = 0.V. Cette gamme de polarisation correspond au contrôle du gaz bidimensionnel d'électrons et est donc la plus utile en pratique. Si l'on prolonge cette partie de la courbe G_m (V_{gs}) par une droite cette dernière coupe l'axe des abscisses pour V_{gs} interne = - 0.55 V, valeur que l'on peut considérer comme étant au signe près la tension de pincement du composant. Celle-ci étant inférieure au potentiel de built-in de la Schottky (environ 0.8 V), un tel transistor est "normally-off" et fonctionne en enrichissement.
- Enfin, dans la zone c, la courbe G_m (V_{gs}) présente une "trainée", G_m conservant dans une large gamme de V_{gs} une valeur faible mais non nulle. Cette zone correspond au contrôle du courant circulant dans le GaAlAs non déserté. Ce courant est difficile à commander car :
 - la conduction s'effectue dans une zone éloignée de la grille,
 - les électrons, qui n'ont pas d'hétérojonction "en dessous d'eux", peuvent être injectés dans le substrat. Ce mode de fonctionnement est sans intérêt et il sera souhaitable de supprimer cette zone par un choix judicieux de l'épaisseur et du dopage de la couche de GaAlAs N^+ .

- Capacité grille-source et fréquence de coupure

Les évolutions, en fonction de la tension de grille V_{gs} interne, de ces deux grandeurs sont représentées sur les figures 16-b et 16-c. On remarque que la capacité grille-source prend des valeurs très importantes dans la gamme de polarisation "b", ce

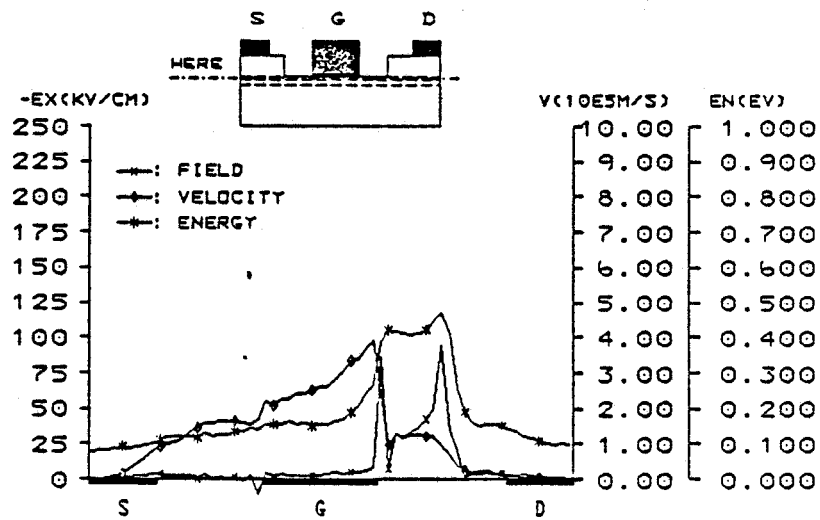
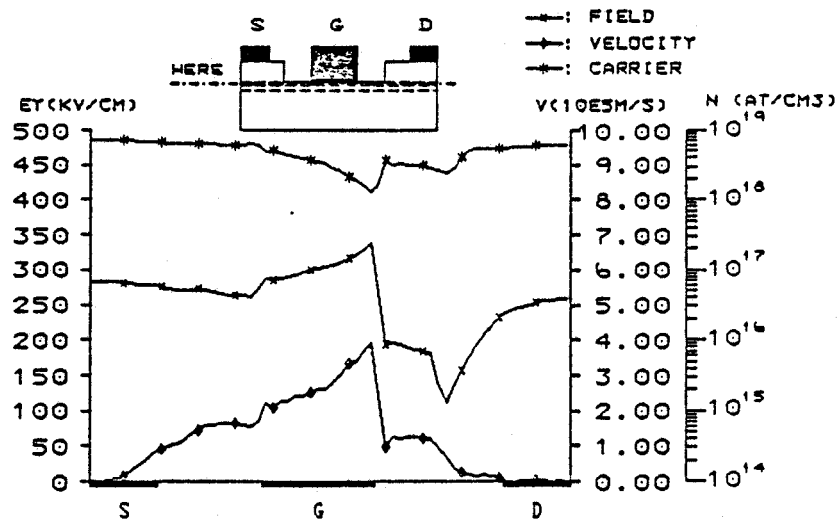
qui est le contrecoup du très bon contrôle de grille.

La fréquence de coupure prend une valeur maximale d'environ 75 GHz pour V_{gs} interne = 0. V. Ceci ne constitue pas une performance supérieure à celle de la structure classique, car les valeurs intéressantes de la transconductance sont compensées par une capacité élevée.

L'avantage de cette structure réside donc essentiellement dans les valeurs élevées de la transconductance et dans l'absence d'effets de canal court. Elle sera donc particulièrement adaptée aux applications en logique.

figure 17

Evolution avec l'abscisse des principales grandeurs physiques mesurées à l'interface



A= 12.5 A1= 25.0 (NM) ND= 0.00 ND1=16.00 (1E17 AT/CM3)
 LSG= 0.47 (MU) LG= 0.50 (MU) LGD= 0.57 (MU)
 VGS= 0.00 VOLT VDS= 2.00 VOLT EC= 0.25 (EV) T=293. (K)

2.2.2.3 Grandeurs physiques dans la structure

Nous nous placerons à une tension V_{ds} de 2.0V et à une tension de grille V_{gs} interne de 0.V, ce qui correspond à une valeur optimale de la transconductance. Les évolutions en fonction de l'abscisse :

- de la densité volumique de porteurs,
- des composantes transverses E_y et longitudinales E_x du champ électrique¹,
- de l'énergie et de la vitesse moyenne des porteurs mesurées à l'interface, côté GaAs, sont présentées sur la figure 17.

Deux points en particulier font que ces grandeurs présentent des évolutions assez différentes de celles qu'elles auraient dans un T.E.G.F.E.T. classique, fonctionnant à un point de polarisation voisin de l'optimum.

- D'une part : la tension de grille est fort différente. (Ici 0.V interne contre -1.0V environ pour le T.E.G.F.E.T. du chapitre 2 de la deuxième partie).
- D'autre part : l'inversion de la structure fait que le champ de grille agit dans le même sens que le champ de confinement à l'interface.

Du fait de la valeur nulle de V_{gs} interne, l'action de la grille est peu sensible et l'essentiel des évolutions spatiales des différentes grandeurs se fait du côté drain. En particulier, le champ électrique E_x présente un "pic" très important avant le drain, qui recouvre partiellement le pic de sortie de grille. Il en résulte que le champ est important dans tout l'espace grille drain, alors qu'il garde des valeurs faibles sous la majeure partie de la grille. Ceci se répercute bien entendu sur les valeurs de l'énergie et de la vitesse.

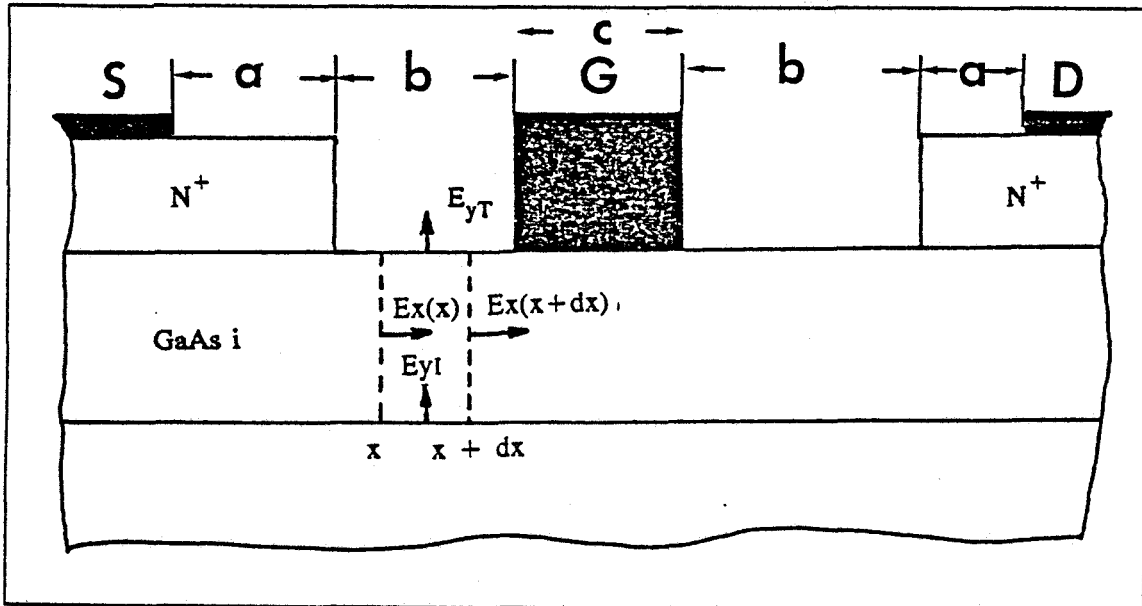
La vitesse moyenne des porteurs augmente régulièrement de la source jusqu'à la sortie de grille, sans que l'on n'observe d'augmentation brutale en entrée de grille. La valeur maximale est de l'ordre de $4 \cdot 10^7$ cm/s, ce qui montre qu'il y a bien survitesse. Cependant, cet effet est beaucoup moins accentué que dans le cas d'une polarisation de grille négative, car la variation de champ électrique que voient les porteurs en entrant sous la grille est de plus faible amplitude. Après la grille, dans la zone de fort champ, les électrons, en s'échauffant, voient leur vitesse diminuer brutalement.

En résumé : pour cette polarisation, la carte de champ électrique est telle que les effets

¹ On notera que nous avons choisi pour le sens des y positifs une convention de signe différente de celle utilisée jusqu'alors, ceci afin de conserver un signe positif au champ E_y à l'interface

de survitesse sous la grille, bien que présents, ne sont pas d'une importance extrême. En revanche, après la grille, la dynamique d'électrons chauds domine et la sous-vitesse peut être observée.

La configuration particulière de la structure conduit à des évolutions du champ E_y assez différentes de celles que l'on peut observer dans la structure classique. En particulier, il faut noter que le champ répulsif de grille et le champ de confinement à l'hétérojonction ont le même sens, ce qui conduit à avoir un champ E_y maximum sous la grille. Ce champ E_y est lié à la densité surfacique de porteurs et au champ E_x par le théorème de Gauss. Pour préciser cette relation, considérons une surface limitée par les plans d'abscisse x et $x + dx$ et par les frontières de la couche GaAs intrinsèque (voir figure ci-dessous)



Nous pouvons écrire :

$$\frac{-qn_s}{\epsilon} dx = dx \left(E_{yT} - E_{yI} \right) + \int_{CA} \left(E_x(x+dx) - E_x(x) \right) dy$$

d'où

$$n_s = \frac{\epsilon}{q} \left(E_{yI} - E_{yT} \right) - \frac{\epsilon}{q} \int_{CA} \frac{\partial E_x}{\partial x} dy \quad (2-1)$$

Les intégrales sont étendues sur l'épaisseur de la "couche active" de GaAs intrinsèque.

E_{yI} représente le champ à l'interface, E_{yT} le champ au sommet de la couche GaAs intrinsèque.

- Au niveau des zones de source et de drain, désignées par "a" sur la figure, le champ E_{yT} est dû à la l'homojonction $N^+ - i$, il est donc négatif. La quantité $\partial E_x / \partial x$ étant négligeable, on a :

$$n_s \approx \frac{\epsilon}{q} \left(E_{yI} + |E_{yT}| \right) \quad (2-2)$$

Ceci conduit à des densités de porteurs importantes (de l'ordre de $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

- Dans les zones désignées par "b" sur la figure, le champ E_{yT} est nul, d'où

$$n_s = \frac{\epsilon}{q} E_{yI} - \frac{\epsilon}{q} \int_{CA} \frac{\partial E_x}{\partial x} dy \quad (2-3)$$

- Dans la zone "c", sous la grille, on a :

$$n_s = \frac{\epsilon}{q} \left(E_{yI} - |E_{yG}| \right) - \frac{\epsilon}{q} \int_{CA} \frac{\partial E_x}{\partial x} dy \quad (2-4)$$

avec E_{yG} le champ sous la grille.

E_{yG} étant positif, n_s décroît sous l'effet de la grille. Les champs à l'interface E_{yI}^- et E_{yI}^+ respectivement juste avant et juste après la fin de la grille, sont liés par :

$$\begin{aligned} \frac{qn_s}{\epsilon} &= - \int \frac{\partial E_x^-}{\partial x} dy + \left(E_{yI}^- - E_{yG} \right) \\ &= - \int \frac{\partial E_x^+}{\partial x} dy + E_{yI}^+ \end{aligned} \quad (2-5)$$

d'où

$$E_{yI}^+ = E_{yI}^- - \left(E_{yG} - \int \frac{\partial E_x^+}{\partial x} dy + \int \frac{\partial E_x^-}{\partial x} dy \right)$$

Autrement dit, le champ E_{yI} décroît brutalement d'une quantité liée à la valeur du champ sous la grille (figure 17).

E_{yI} décroît ensuite, jusqu'à sa valeur minimale, puis tend à reprendre sa valeur d'équilibre sous le drain.

Comme E_{yI} est le champ qui attire les porteurs vers la barrière de potentiel, on voit que,

à l'inverse de ce qui se produit pour la structure classique, cette répartition de E_{yI} ne facilite pas le transfert dans l'espace réel vers le GaAlAs. En effet, ce champ prend ses valeurs maximales sous la grille, là où les porteurs sont peu nombreux, tandis qu'il prend des valeurs plus faibles entre grille et drain, là où se trouvent les électrons ayant l'énergie suffisante pour franchir la barrière. Ceci tend à diminuer la proportion d'électrons transférant de la couche d'accumulation vers la couche inférieure de GaAs et le substrat.

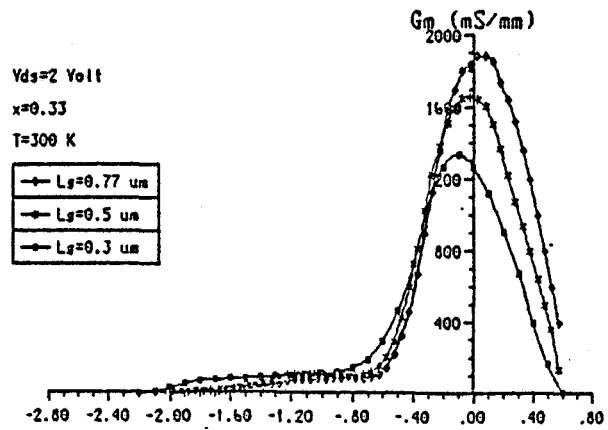
Nous allons maintenant étudier l'influence des paramètres technologiques et de la température sur les performances du composant, de façon à dégager quelques directives d'optimisation.

figure 18

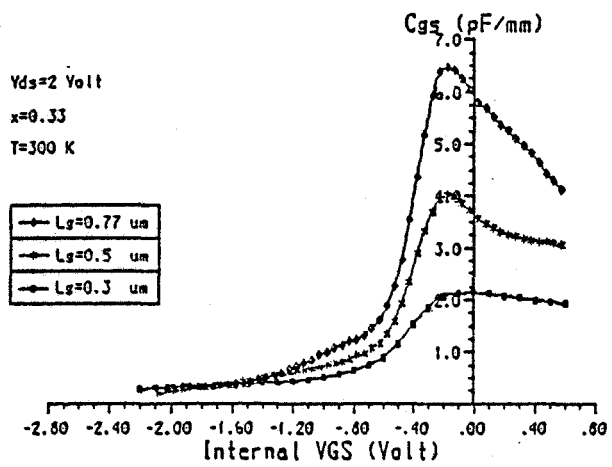
Influence de la longueur de grille sur

$a=12.5 \text{ nm}$ $\text{Nd}(\text{AlGaAs})=1.6\text{E}18 \text{ at/cm}^3$ (25 nm)

a) la transconductance



b) la capacité grille-source



c) la fréquence de coupure

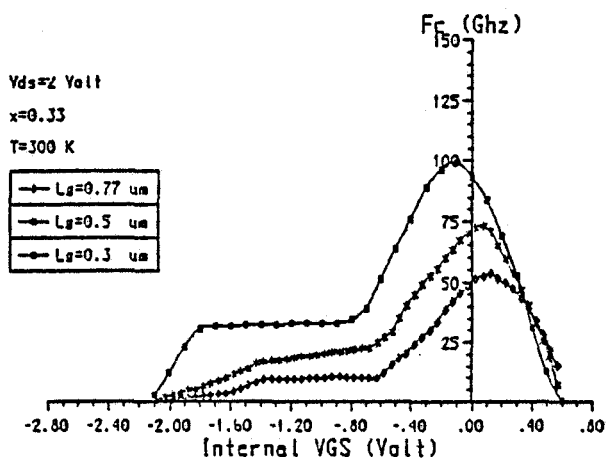
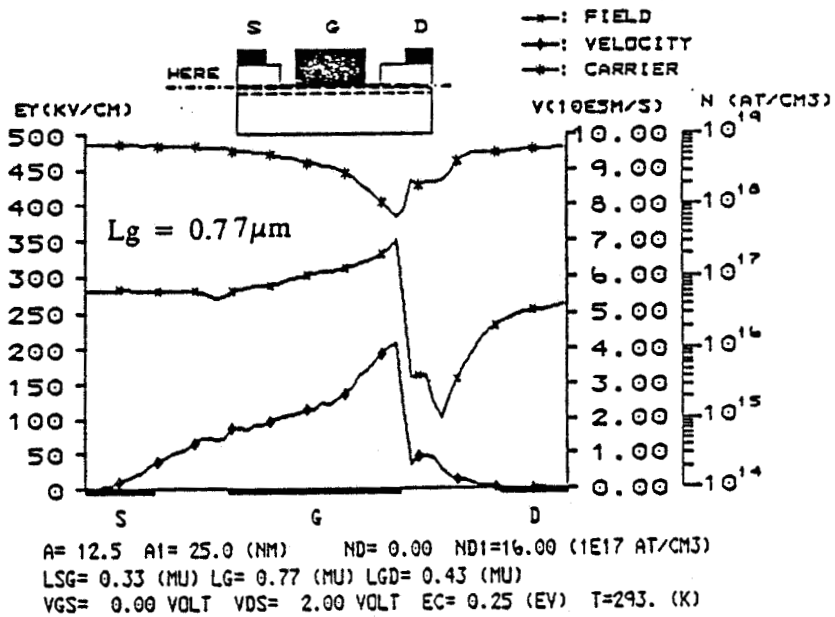
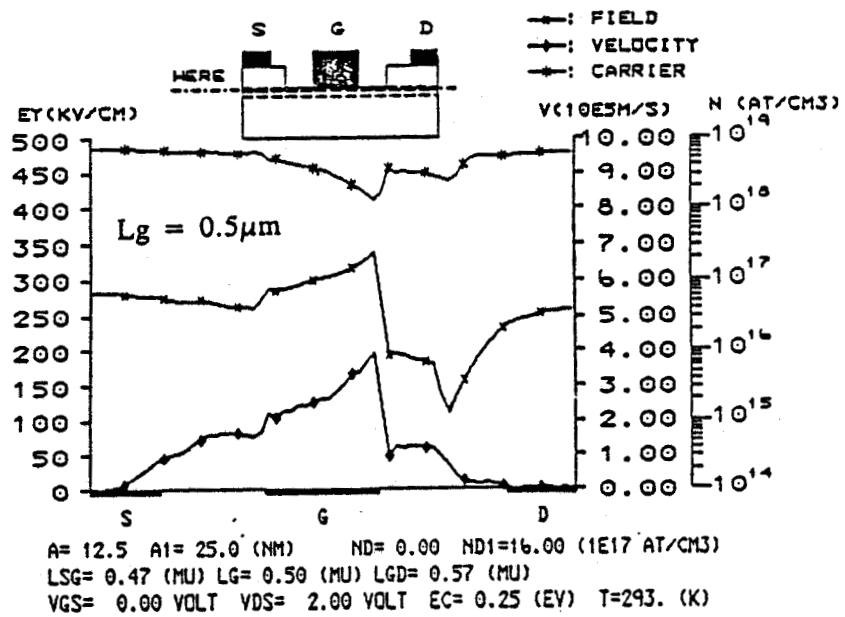


figure 19

Influence de la longueur de grille sur les grandeurs physiques dans la structure



2.2.3 Influence des paramètres technologiques et de la température [26]

2.2.3.1 Influence de la longueur de grille L_g

Nous avons considéré des structures, identiques à celle précédemment décrite quant à la succession des couches épitaxiées et dont la grille a une longueur L_g de 0.3, 0.5 ou $0.77\mu\text{m}$, l'espace source drain gardant une longueur constante de $1.5\mu\text{m}$. La figure 18 présente les évolutions des caractéristiques G_m , C_{gs} et f_c , en fonction de la tension de grille V_{gs} interne, pour ces différentes structures.

Nous constatons que la transconductance croît en même temps que la longueur de grille. Ce résultat peut sembler curieux, mais il s'explique facilement si l'on remarque que (figure 19) :

- Les vitesses sous la grille n'évoluent pas sensiblement avec L_g , ce qui s'explique par la polarisation interne proche de 0.V et la carte de champ qui en résulte.
- Dans les zones d'accès, les vitesses sont faibles, en particulier entre grille et drain où les électrons sont chauds.
- Puisque nous travaillons à distance source-drain constante, l'augmentation de la longueur de la grille s'accompagne de la diminution de celle des zones d'accès. Il en résulte que la vitesse moyenne des électrons, calculée sur tout l'espace source-drain, croît avec L_g de même que la transconductance, directement liée à la valeur de cette vitesse [27].

L'obtention de bonnes valeurs de la transconductance nécessite donc la diminution des longueurs des zones d'accès, c'est-à-dire le "remplissage" le plus important possible de l'espace source-drain par la grille.

La capacité grille-source (figure 18-b) croît avec la longueur de grille beaucoup plus rapidement que la transconductance, de sorte que la fréquence de coupure (figure 18-c) décroît lorsque L_g croît.

En ce qui concerne la conductance de sortie g_d , nous constatons d'après la figure 20, qu'elle croît avec L_g , évolution contraire à celle observée dans le cas du T.E.G.F.E.T. classique. En effet, pour la structure classique, la diminution de L_g entraîne l'augmentation de l'injection dans le substrat, donc de g_d . Cet effet est ici négligeable, tandis que l'augmentation avec L_g de la vitesse moyenne se reporte sur la conductance de sortie.

$a=12.5$ nm $Nd(AlGaAs)=1.6E18$ at/cm³ (25 nm)

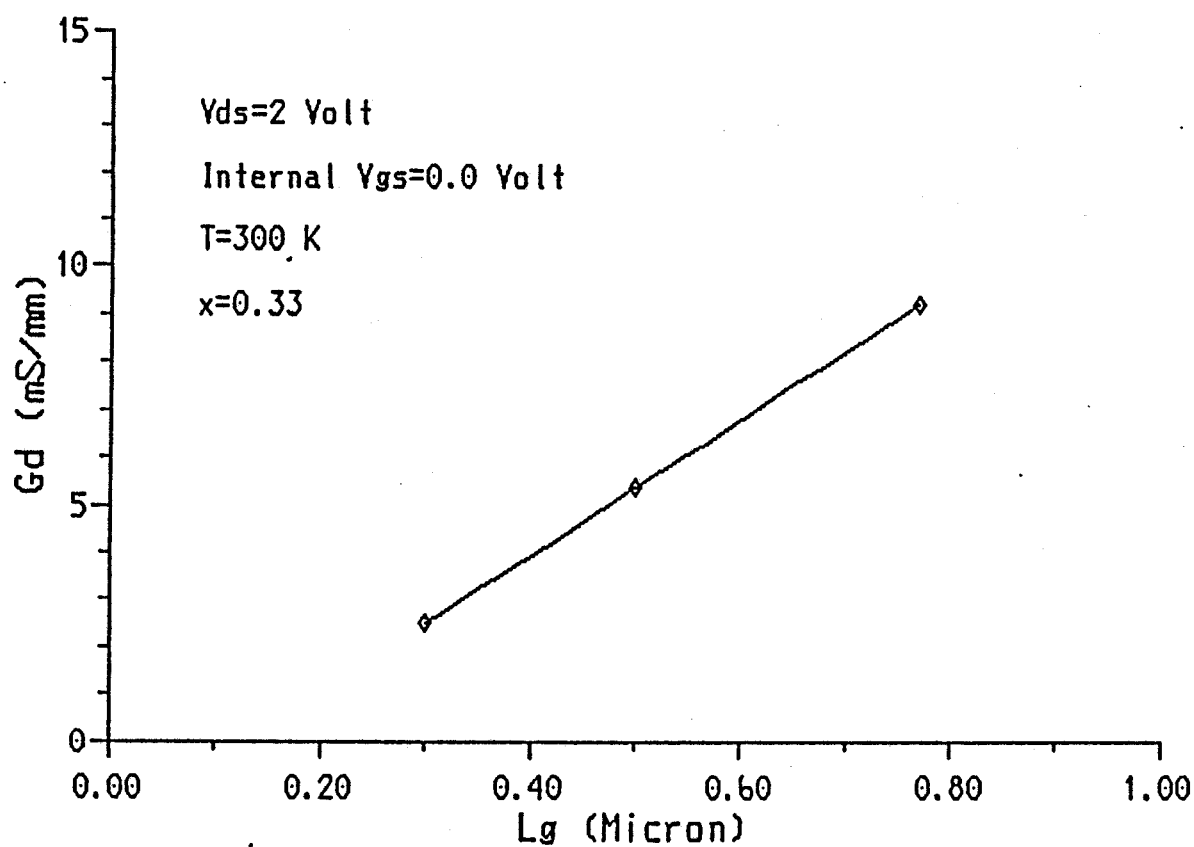


figure 20

Evolution de la conductance de sortie avec la longueur de grille

figure 21

Influence de l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque sur

- a) la transconductance
- b) la capacité grille-source
- c) la fréquence de coupure

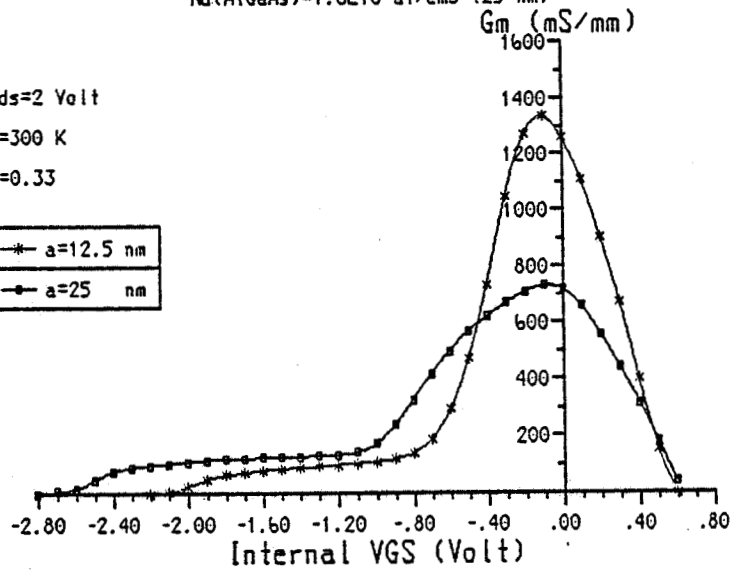
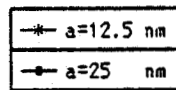
$L_g = 0.3 \text{ } \mu\text{m}$ $L_{rg} = 0.4 \text{ } \mu\text{m}$

$N_d(\text{AlGaAs}) = 1.6 \times 10^{18} \text{ at/cm}^3$ (25 nm)

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

$T = 300 \text{ K}$

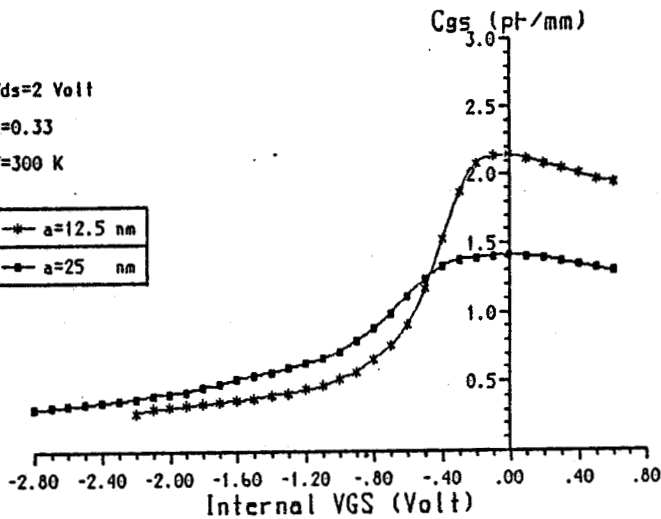
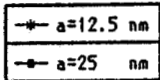
$x = 0.33$



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

$x = 0.33$

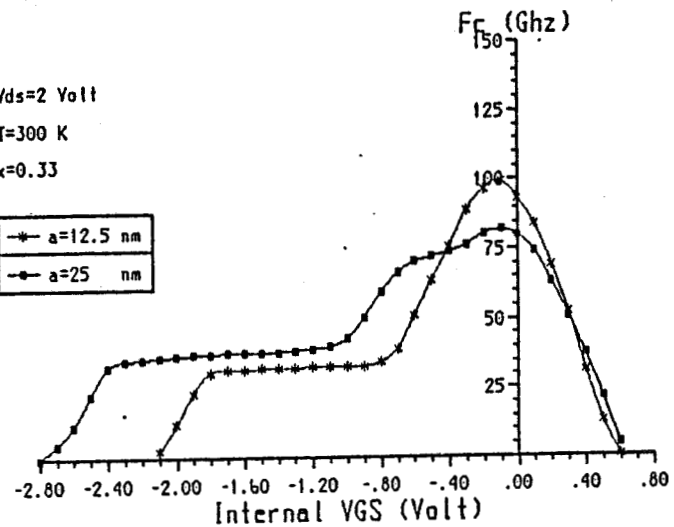
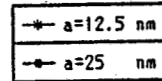
$T = 300 \text{ K}$



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

$T = 300 \text{ K}$

$x = 0.33$



2.2.3.2 Influence de l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque

Pour effectuer cette étude, nous avons considéré deux structures, qui ne diffèrent que par l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque qui vaut 250 Å pour l'une et 125 Å pour l'autre. Les autres caractéristiques, communes aux deux structures sont les suivantes :

- une longueur de grille de 0.3 μm dans un espace source drain de 1.5 μm ,
- une couche de GaAlAs N^+ , de 250 Å d'épaisseur, dopée à $1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Les résultats sont présentés sur la figure 21.

Nous constatons que la valeur maximale de la transconductance $G_{m_{\max}}$ est d'autant plus importante que l'épaisseur a du GaAs intrinsèque est faible, $G_{m_{\max}}$ étant en première approximation proportionnel à $1/a$. Ceci est dû au fait que le contrôle de grille est d'autant plus efficace que la charge à commander est proche du contact. Il est donc souhaitable que a soit aussi faible que possible. Toutefois pour les trop faibles valeurs de a , le courant de grille risque de devenir important, en particulier si a est inférieure à la "largeur" de la courbe de répartition des électrons $n(y)$ de l'hétérojonction à l'équilibre. Celle-ci dépend de divers paramètres et en particulier de la densité n_s , cependant, de façon très approximative, on peut dire qu'il faut que a soit supérieure à 100 Å. La valeur de 125 Å que nous avons adoptée est sans doute voisine de l'optimum.

Lorsque a diminue, la charge totale à commander restant la même, l'augmentation de la transconductance s'accompagne d'une diminution de la tension de pincement. La variation de G_m avec V_{gs} est d'autant plus rapide et l'on passe du canal ouvert au canal pincé sur une plage de tension étroite.

Ainsi, si l'on définit K comme étant la demi-pente de la partie linéaire de la courbe $G_m(V_{gs})$:

$$K = \frac{1}{2} \frac{d G_m}{d V_{gs}} \quad (2-6)$$

les valeurs prises par ce facteur sont d'autant plus élevées que a est faible. Or, on sait que, pour les circuits logiques le temps de propagation par porte est inversement proportionnel à K [28]. Cette quantité K représente donc un facteur de mérite essentiel pour les applications logiques. Nous voyons ici nettement l'intérêt de la structure inversée pour de telles applications, K atteignant, lorsque a vaut 125 Å, 2000 mS/mm/V contre moins de 600 mS/mm/V pour les "meilleurs" M.E.S.F.E.T. [29].

En ce qui concerne la fréquence de coupure f_c , l'augmentation de la transconductance lorsque a décroît est partiellement compensée par celle de la capacité C_{gs} (figure 21-b). Ainsi f_c passe de 80 GHz pour $a = 250 \text{ \AA}$ à 100 GHz pour $a = 125 \text{ \AA}$.

figure 22

Influence de l'épaisseur de la couche de GaAlAs N^+ sur la transconductance

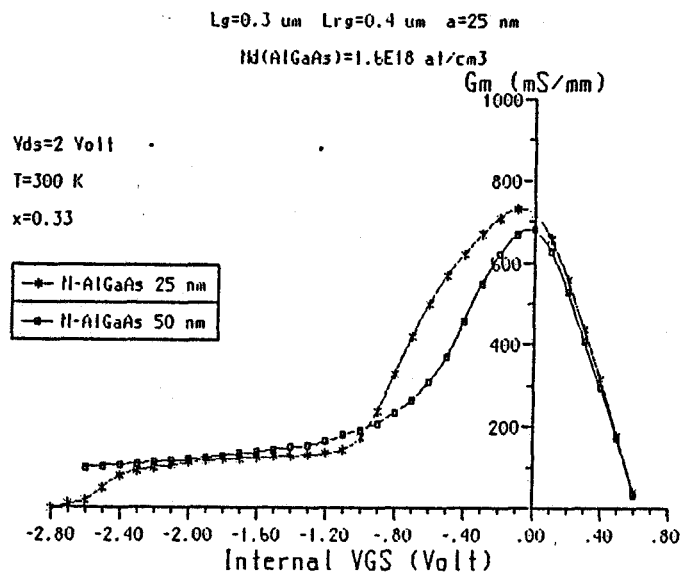
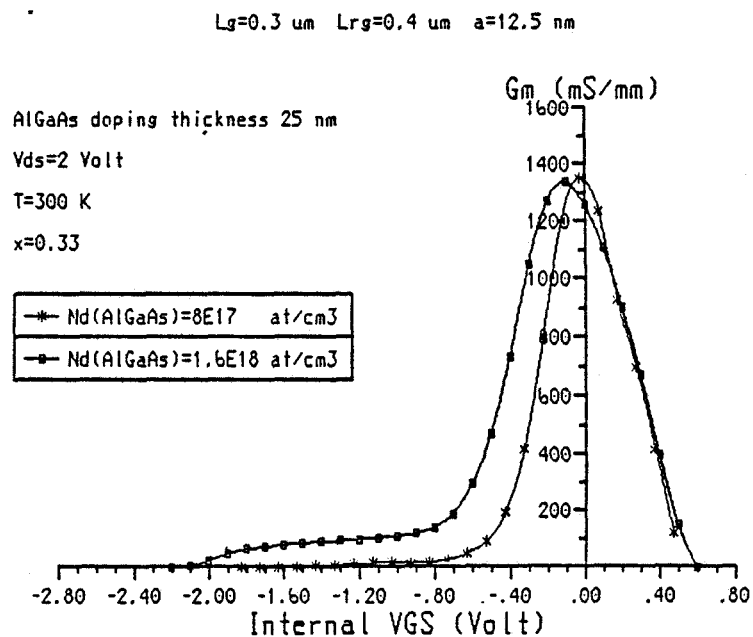


figure 23

Influence du dopage de la couche de GaAlAs N^+ sur la transconductance



2.2.3.3 Influence des caractéristiques de la couche de GaAlAs dopé

a) Influence de l'épaisseur et du dopage

Nous avons simulé trois structures dont les caractéristiques sont les suivantes :

- une longueur de grille L_g de $0.3\mu m$,
- épaisseur de GaAs intrinsèque de $125 \text{ \AA}$,
- une composition en Aluminium du GaAlAs de 33%,
- des épaisseurs a_1 et des dopages N_D du GaAlAs :
 - $a_1 = 250 \text{ \AA}$, $N_D = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 - $a_1 = 500 \text{ \AA}$, $N_D = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 - $a_1 = 250 \text{ \AA}$, $N_D = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Les résultats sont présentés sur les figures 22 et 23.

Nous constatons que plus l'épaisseur de GaAlAs est importante plus le "plateau" présenté par la courbe $G_m(V_{gs})$ pour les V_{gs} internes fortement négatifs est important et plus le pincement complet est difficile à atteindre.

Ceci correspond à une importance accrue de la conduction "M.E.S.F.E.T. parasite" dans le GaAlAs dopé. Cet effet augmente également avec le dopage du GaAlAs, comme l'on peut le constater sur la figure 23. Il est souhaitable de supprimer totalement cet effet en particulier pour le fonctionnement en logique car cela permet de mieux contrôler la tension de pincement et d'obtenir une différence maximale de courant entre l'état "passant" et l'état "bloqué". Ceci peut être réalisé grâce à un choix judicieux de N_D et a_1 , de façon à ce que la couche de GaAlAs N^+ soit totalement désertée, tous les électrons qu'elle contient diffusant dans le GaAs pour former la couche d'accumulation. Cette condition sera réalisée pour :

$$N_D a_1 \approx n_{so} \quad (2-7)$$

où n_{so} représente la densité surfacique à l'équilibre.

Nous constatons d'après nos résultats que ceci est à peu près acquis pour :

$$N_D = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad a_1 = 125 \text{ \AA},$$

ce qui correspond à $n_{so} \approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

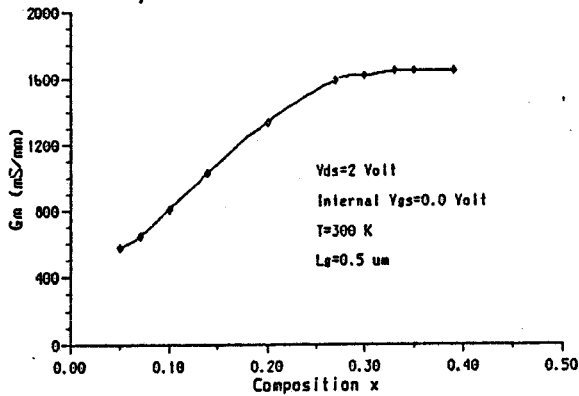
La condition (2-7) représente l'optimum, car si $N_D a_1 > n_{so}$ il y a apparition d'effet M.E.S.F.E.T. parasite et si $N_D a_1 < n_{so}$ il y a diminution de la charge transférée n_s .

figure 24

Evolution en fonction de la composition d'alliage x des performances de la structure

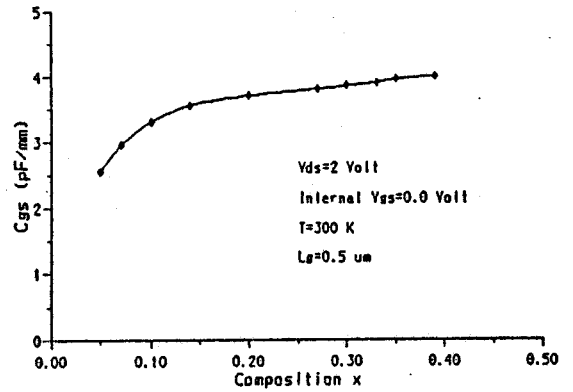
a) transconductance

a=12.5 nm Nd(AlGaAs)=1.6E18 at/cm³ (25 nm)



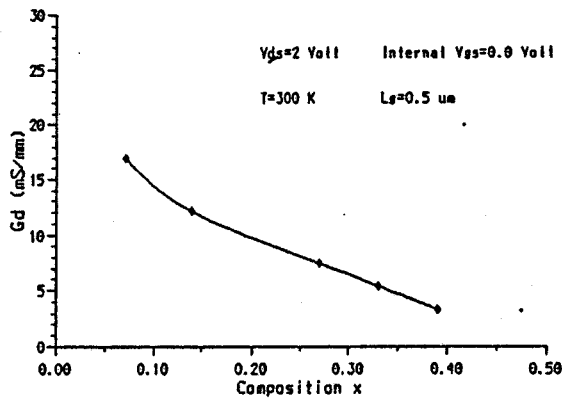
b) capacité grille-source

a=12.5 nm Nd(AlGaAs)=1.6E18 at/cm³ (25 nm)



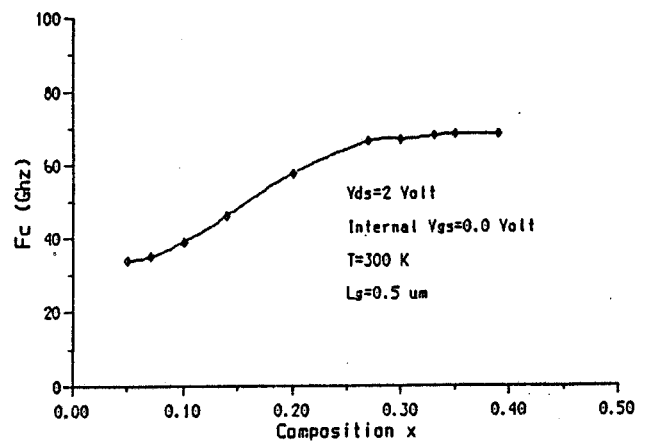
c) conductance de sortie

a=12.5 nm Nd(AlGaAs)=1.6E18 at/cm³ (25 nm)



d) fréquence de coupure

a=12.5 nm Nd(AlGaAs)=1.6E18 at/cm³ (25 nm)



b) Influence de la composition x du GaAlAs

Nous avons considéré des structures caractérisées par :

- une longueur de grille de $0.5\mu\text{m}$ dans un espace source drain de $1.5\mu\text{m}$,
- une épaisseur de GaAs intrinsèque de $125\text{ \AA}$,
- une couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopé à $1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur $250\text{ \AA}$.

Nous avons fait varier la composition d'alliage x .

Nous présentons sur la figure 24 les évolutions en fonction de x de :

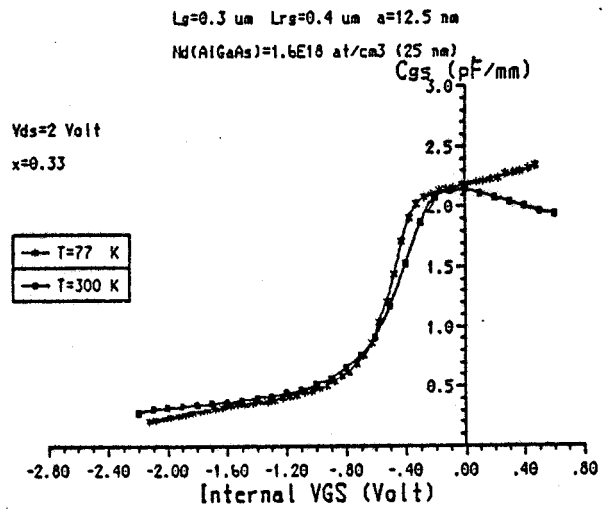
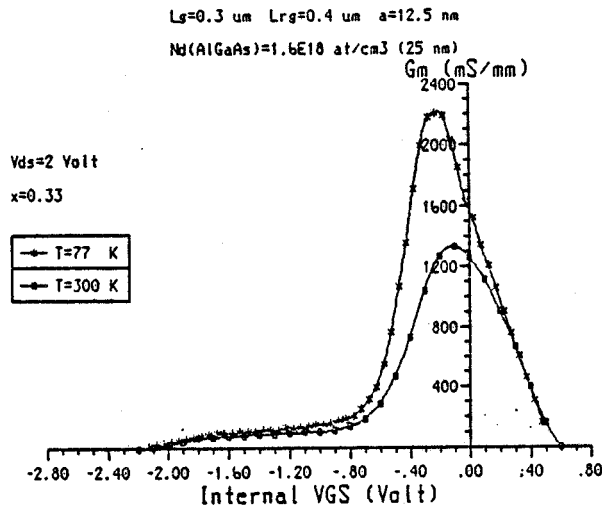
- la transconductance G_m ,
- la capacité grille-source C_{gs} ,
- la fréquence de coupure f_c ,
- la conductance de sortie G_d .

Toutes ces quantités sont mesurées pour une tension de drain V_{ds} de 2.0 V et une polarisation de grille V_{gs} interne de 0 V , ce qui correspond sensiblement à un fonctionnement "optimum".

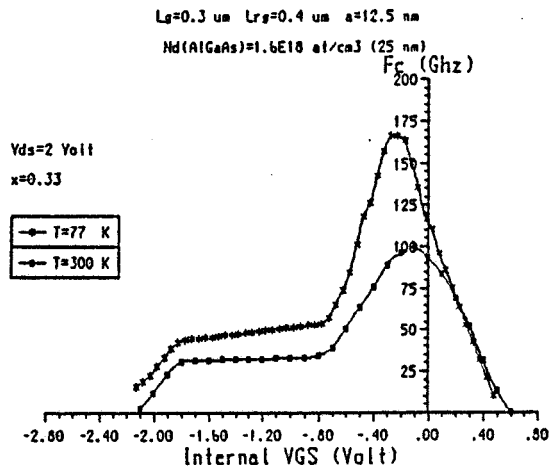
Nous constatons que la transconductance croît en fonction de x tant que x est inférieur à 0.3 , puis reste sensiblement constante pour les x supérieurs à 0.3 . Dans le même temps, la capacité grille-source C_{gs} augmente rapidement pour x inférieur à 0.1 et plus lentement ensuite. Il en résulte que la fréquence de coupure croît avec x lorsque x passe de 0 à 0.25 , et qu'elle sature lorsque x est supérieur à 0.25 .

En prenant comme critère de qualité G_m et f_c , il apparaît donc que la composition optimale se situe aux alentours de $x = 0.25 - 0.3$. Si l'on observe maintenant les évolutions de la conductance de sortie, on constate que celle-ci décroît de façon monotone lorsque x croît de 0.05 à 0.4 . Elle vaut ainsi 12 mS/mm pour $x = 0.15$ et 4 mS/mm pour $x = 0.4$. Ces valeurs sont faibles comparées à celles obtenues pour le T.E.G.F.E.T. conventionnel (typiquement 20 mS/mm). Pour obtenir les plus faibles valeurs de G_d et donc les meilleures valeurs du gain G_m/G_d il semble donc souhaitable que x soit le plus élevé possible, c'est-à-dire $x \approx 0.4 - 0.45$, ce qui correspond à la limite du gap direct. Cependant, nous n'avons pas tenu compte dans cette discussion de l'effet des centres donneurs profonds. Si on veut éviter les effets néfastes qui y sont liés, il sera souhaitable de choisir une composition x pas trop élevée. Par exemple, la valeur $x = 0.25$ est suffisante pour assurer des valeurs correctes de la transconductance et de la fréquence de coupure.

figure 25



- Influence de la température
- a) sur la transconductance
 - b) sur la capacité grille-source
 - c) sur la fréquence de coupure



2.2.3.4 Influence de la température

Toutes les études précédentes ont été effectuées pour une température de 300K. Pour juger des performances du T.E.G.F.E.T. inversé à la température de l'azote liquide, nous avons simulé à cette température une structure dont les caractéristiques sont les suivantes :

- une longueur de grille de $0.3\mu\text{m}$, dans un espace source-drain de $1.5\mu\text{m}$,
- une épaisseur de GaAs intrinsèque de $125\text{ \AA}$,
- une couche de GaAlAs dopé à $1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur $250\text{ \AA}$.

Les performances obtenues pour les températures de 77 et 300 K sont comparées sur la figure 25.

Nous voyons que la transconductance maximale est de 2200 mS/mm à 77 K contre 1350 mS/mm à 300 K. Ces résultats sont en excellent accord avec ceux obtenus expérimentalement par Cirillo [25] : 1810 mS/mm et 1180 mS/mm respectivement à 300 K et 77 K.

L'amélioration des performances à basse température doit être attribuée aux vitesses plus élevées dans la structure. La charge transférée dépendant peu de la température, la capacité grille-source reste sensiblement constante et il en résulte que l'amélioration de la transconductance se répercute sur la fréquence de coupure. Celle-ci passe de 100 GHz pour $T = 300 \text{ K}$ à 170 GHz pour $T = 77 \text{ K}$. Ceci montre que la structure inversée peut constituer une solution de choix aussi bien pour un fonctionnement à température cryogénique qu'à température ambiante.

2.2.4 Potentialités de la structure inversée GaAs/GaAlAs

L'étude que nous venons de présenter montre que l'utilisation d'une structure inversée permet d'obtenir :

- des valeurs élevées de la transconductance et du facteur K,
- de faibles valeurs de la conductance de sortie, d'où un gain important,
- la diminution des effets de canal court et donc un bon contrôle de la tension de pincement,
- une fréquence de coupure du même ordre de grandeur que celle obtenue avec la structure classique.

L'origine physique de ces performances tient à :

- la proximité entre la grille et le canal,
- la diminution de l'injection dans le substrat.

Nos résultats de simulations fournissent des ordres de grandeurs réalistes et comparables avec les résultats expérimentaux publiés [25].

Nous avons poussé l'étude assez loin pour donner quelques directives d'optimisation que nous résumons ici :

- La couche de GaAlAs dopé doit avoir une épaisseur a_1 et un dopage N_D , tels que le produit $N_D a_1$ soit égal à la densité surfacique de charge de l'hétérojonction à l'équilibre : n_{so} , de façon à éviter la conduction parasite dans le GaAlAs.
- La composition du GaAlAs doit être, si on néglige l'existence de donneurs profonds :
 - supérieure ou égale à 0.3 pour obtenir les meilleures valeurs de la transconductance et de la fréquence de coupure,
 - de l'ordre de 0.4 pour obtenir les valeurs les plus élevées du gain G_m/G_d ,
- La couche de GaAs non dopée doit être mince pour assurer des valeurs élevées de la transconductance. Cependant, pour des épaisseurs trop faibles, le courant de grille risque d'être important. Une épaisseur de l'ordre de 100–150 Å semble proche de l'optimum.
- Les meilleures valeurs de la transconductance sont obtenues en minimisant les longueurs des zones d'accès, la grille devant "remplir" le plus possible l'espace source-drain. Pour obtenir des fréquences de coupure élevées, il est alors nécessaire d'avoir une distance totale source-drain L_{SD} la plus faible possible.

Les principales limitations de la structure T.E.G.F.E.T. inversée nous semblent être :

- la difficulté de réaliser des composants complètement submicroniques ($L_{SD} < 1 \mu m$), ce qui est ici indispensable pour obtenir une fréquence de coupure élevée,
- l'existence d'un courant de fuite de grille lorsque la distance entre le contact et le gaz bidimensionnel est faible,
- les phénomènes liés à la présence de centres D-X dans le GaAlAs.

Néanmoins, il apparaît que le T.E.G.F.E.T. inversé est un composant très prometteur dont de nombreuses applications peuvent être envisagées. En particulier, il s'agit d'un composant très bien adapté pour répondre aux exigences des circuits logiques (facteur K élevé, bon contrôle de la tension de pincement). Kinoshita [30] a ainsi utilisé des T.E.G.F.E.T. inversés pour réaliser

un circuit D.C.F.L., (oscillateur en anneau) présentant à 77 K un temps de propagation par porte de 26.3 ps, pour une dissipation de puissance de $234\mu\text{W}$ par porte.

Un obstacle à l'utilisation de ce composant dans des circuits logiques à haute densité d'intégration est la faible plage de variation de la tension, qui requiert un sévère contrôle de tous les éléments du circuit. C'est pourquoi, pour cette application particulière, il peut être intéressant "d'élargir" la plage de fonctionnement (au détriment de la transconductance) en plaçant une couche de GaAlAs non dopé au-dessus du GaAs, ce qui permet également d'éviter les problèmes liés au courant de grille. Kinoshita [31] a obtenu avec une telle structure à 77 K ("insulated-gate-inverted Hemt" ou " I^2 -HEMT") un temps de propagation par porte de 18.8 ps pour une dissipation de puissance de $520\mu\text{W}$.

Nous venons de voir au cours du présent chapitre que des performances bien supérieures à celles du T.E.G.F.E.T. conventionnel pouvaient être obtenues :

- en utilisant des matériaux tels AlInAs/GaInAs,
- par des modifications de géométrie, conduisant par exemple à la structure inversée.

Bien entendu, rien n'interdit de bénéficier simultanément des avantages de ces deux solutions, par exemple en utilisant une structure inversée à partir de GaInAs/AlInAs. C'est ce que nous allons maintenant illustrer succinctement à partir d'un exemple.

2.2.5 Exemple de structure inversée GaInAs/AlInAs

L'utilisation de ce couple de matériaux permet de bénéficier des excellentes propriétés de transport dans le GaInAs et d'obtenir de fortes valeurs de la densité de charges transférées, sans être gêné par la présence de centres D-X. L'utilisation de ces matériaux pour un composant à hétérojonction de géométrie inversée est donc très prometteuse. Cependant, il ne sera pas souhaitable de déposer la grille directement sur le matériau à petit gap GaInAs, car la barrière de Schottky serait de mauvaise qualité. On sera donc amené à faire croître sur le GaInAs une couche d'AlInAs, sur laquelle sera déposée la grille. La structure ainsi conçue est à double hétérojonction, similaire à celle du " I^2 -HEMT" décrite par Kinoshita [31].

La présence de cette couche se traduit par une diminution de la transconductance mais entraîne, avantage non négligeable, une diminution du courant de grille. Des réalisations ont montré la faisabilité de telles structures, même si les premiers résultats publiés ne concernent que des composants à grille "longue" [32,33].

figure 26

Structure simulée

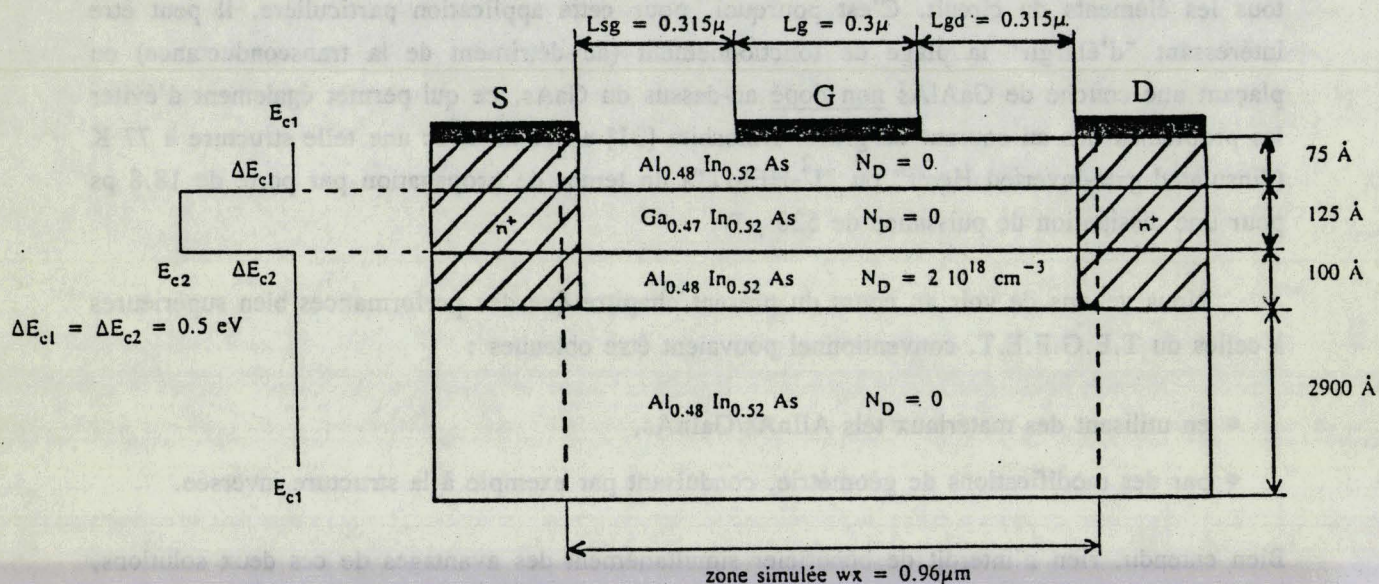


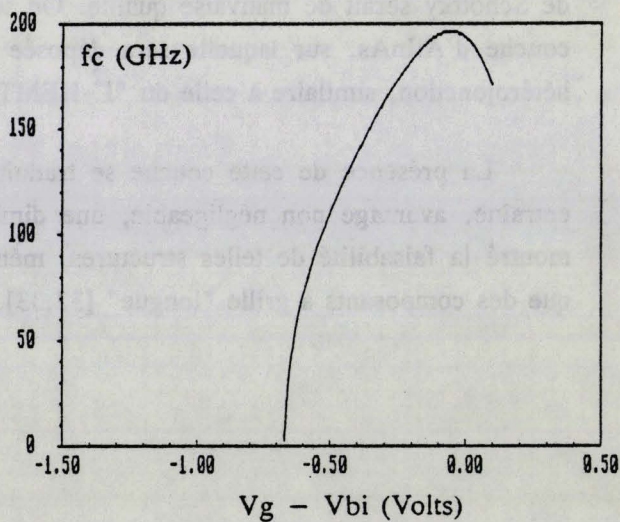
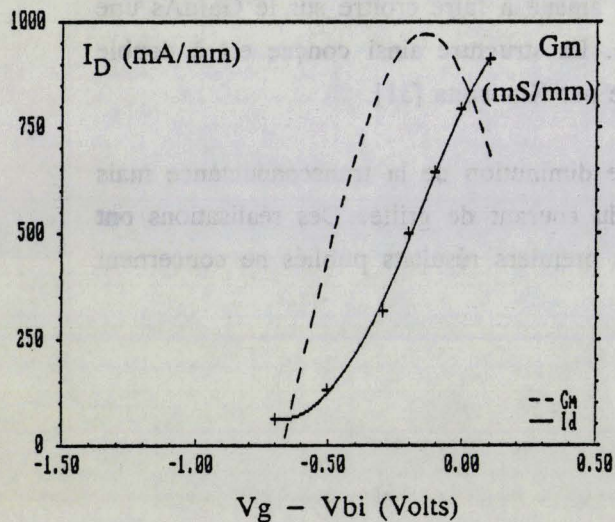
figure 27

Performances de la structure inversée GaInAs/AlInAs

($T = 300 \text{ K}$, $V_{ds} = 2.0 \text{ V}$)

a) courant et transconductance fonction de $V_{gs} - V_{bi}$

b) fréquence de coupure fonction de $V_{gs} - V_{bi}$



Nous avons pour notre part simulé une structure submicronique ($L_g = 0.3\mu\text{m}$), dont les caractéristiques sont résumées sur la figure 26. Elle ne comporte pas de recess et nous décrivons des contacts réalisés par implantation. Cette étude n'ayant qu'une valeur d'exemple, nous n'avons pas optimisé les paramètres technologiques. On peut toutefois s'attendre à ce que les directives d'optimisation soient les mêmes que pour la structure GaAlAs/GaAs.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 27. La valeur maximale de la transconductance est de plus de 1500 mS/mm et on n'observe qu'un effet "M.E.S.F.E.T. parasite" réduit. La capacité grille-source prend des valeurs raisonnables, de sorte que la fréquence de coupure atteint une valeur maximale de 200 GHz. Ces performances sont globalement supérieures à celles qu'il est possible d'obtenir avec une structure GaAs-GaAlAs de géométrie comparable.

Ceci démontre l'intérêt potentiel de la structure "T.E.G.F.E.T. inversé" en GaInAs-AlInAs. Bien entendu, l'avenir de telles réalisations dépendra de la maîtrise technologique qui sera acquise et de la reproductibilité des résultats.

Conclusion

Nous avons montré dans cette partie que les performances du T.E.G.F.E.T. pouvaient être considérablement améliorées grâce à l'utilisation de "nouveaux matériaux" tels GaInAs et AlInAs. Nous avons également montré que des modifications "simples" de la géométrie de la structure permettaient de remédier aux principaux défauts du T.E.G.F.E.T. conventionnel. En particulier, les effets de canal court et l'effet M.E.S.F.E.T. parasite peuvent être considérablement réduits par l'utilisation d'une géométrie inversée et la transconductance peut atteindre des valeurs impressionnantes.

Les structures étudiées ici ne représentent qu'un petit échantillon de la grande diversité des composants à hétérojonctions. En effet, la grande variabilité des structures de type T.E.G.F.E.T. donne au concepteur la possibilité de définir assez librement la géométrie du composant en fonction de l'application à laquelle il le destine.

Ainsi, par exemple, le " I^2 -HEMT" est un composant conçu plus spécifiquement en vue de la réalisation de circuits logiques LSI et VLSI.

Dans la partie 4, qui conclut ce mémoire, nous dirons quelques mots de certains de ces "nouveaux" composants à hétérojonctions, et plus particulièrement de ceux dont le fonctionnement repose sur un principe physique assez différent de celui du T.E.G.F.E.T. conventionnel.

Références bibliographiques de la troisième partie

- [1] T.E ZIPPERIAN, T.J. DRUMMOND
Elect. Lett., Vol 21, n° 18, p. 823, 1985
- [2] I.J. FRITZ, P.L. GOURLEY, L.R. DAWSON
Appl. Phys. Lett., Vol 51, n° 13, p. 1004, 1987
- [3] A. KETTERSON et Al.
I.E.E.E., Elect. , Vol EDM-6, n° 12, p. 628, 1985
- [4] W. KOWALSKI, A. SCHLACHETSKI, H.H. WEHMANN
Solid-st. Electron., 27, p. 1987, 1984
- [5] A. KATALSKY, R. DINGLE, K.Y. CHENG, A.Y., CHO
Appl. Phys. Lett., 41 (13), p. 274, 1982
- [6] D.F. WELCH et Al.
J. Appl. Phys., 55, p. 3176, 1984
- [7] C.K. PENG, A. KETTERSON, H. MORKOÇ, P.M. SOLOMON
J. Appl. Phys., 60, (5), 1986
- [8] R. PEOPLE, K. WECHT, K. ALAVI, A..Y. CHO
Appl. Phys. Lett., 43, 118, 1983
- [9] K.H. SIEH, L.F. EASTMAN
I.E.D.M. Techn. Dig., pp. 729-732, 1984
- [10] PALMATER et Al.
Electron. Lett., Vol 23, n° 1, p.54, 1987
- [11] P. BOUREL
Mémoire D.E.A., Lille, 1987
- [12] R. FAUQUEMBERGUE
Rapport contrat D.R.E.T.
- [13] S.R. AHMED, B.R. NAG, M. DEBROY
Solid. St. Electron. Vol 28, n° 12, p. 1193, 1985
- [14] K.S. YOON, G.B. STRINGFELLOW, R.J. HUBER
J. Appl. Phys., 62 (5), p. 1931, 1987
- [15] R. HAUSER, T.H. GLISSON, M.A. LITTLEJOHN
Solid St. Electron., Vol 22, p. 487, 1986
- [16] L.W MASSENGILL et Al.
Solid St. Electron., Vol 29, p. 725, 1986

- [17] K. BRENNAN
I.E.E.E. Trans. Electron. Dev., Vol ED-33, n° 10, p. 1502, 1986
- [18] W.P. HONG, P.K. BATTACHARYA, J. SINGH
Appl. Phys. Lett., 50 (10), p. 618, 1987
- [19] J.P. PRASEUTH et Al.
J. Appl. Phys., 61 (1), p.215, 1987
- [20] A.S. BROWN, T. ITOH, G. WICKS, L.F. EASTMAN
J. Appl. Phys., 60 (10), p. 3495, 1986
- [21] T.P. PEARSALL et Al.
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett., Vol EDL-4, N° 1, pp. 5-8, 1983
- [22] K. HIROSE et Al.
Inst. Phys. Conf. Ser., N° 79, chap. 10, p. 259, 12th int. Symp. on
GaAs and related compounds, Karvizawa, Japon, 1985
- [23] L.H. CAMNITZ et Al.
Proc. of GaAs. and related compounds, Biarritz, 1984
- [24] a) G. ABSTREITER, K. PLOOG
Phys. Rev. Lett., Vol 742, p. 1308, 1979

b) D. DELAGEBEAUEUF et Al.
Electron. Lett., Vol, 16, p. 667, 1980

c) D. DELAGEBEAUEUF, N.T. LINH
I.E.E.E. Trans. on Electron. Dev., Vol ED-28, n° 7, p.790, 1981
- [25] N.C. CIRILLO, M.S. SHUR, J.K. ABROKWAH
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett., Vol EDL-7, n° 2, p. 71, 1986
- [26] R. FAUQUEMBERGUE, J.L. THOBEL, P. DESCHEERDER, M. PERNISEK.
P. WOLF
Proc. of 5th Int. Conf. on Hot Carriers in Semiconductors (Solid State Electronics),
Boston, July 20-24, 1987
- [27] R. FAUQUEMBERGUE, J.L. THOBEL, P. DESCHEERDER, M. PERNISEK.
P. WOLF
5èmes journées nationales micro-ondes, NICE, 22-24 Juin 1987
- [28] K. LEHOVEC et Al.
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev., Vol ED-28, pp. 1074-1081, 1980
- [29] B.J. VAN ZEGHBROECK et Al.
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-8, n° 3, pp. 118-120, 1987

- [30] K. KINOSHITA, S. NISHI, M. AKIYAMA, K. KAMINISHI
Japan. J. Appl. Phys., Vol 24, pp. 1061-1064, 1985
- [31] H. KINOSHITA et Al.
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev., Vol ED-33, p. 608-615, 1986
- [32] K.S. SEO, P.K. BATTACHARYA, Y. NASHIMOTO
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-6, n° 12, p. 642-644, 1985
- [33] K.SEO, Y. NASHIMOTO, W.P. HONG, M. ELTA, P.K. BATTACHARYA, K.R. GLEASON
Proc. I.E.E.E. Cornell
Conf. on advanced concepts in high Speed Semiconductors devices and circuits pp. 102-110, 1985

PARTIE IV

Etude prospective d'un composant "original" :

le Transistor à modulation de vitesse

Table des Matières

1. Introduction	1
2. Principe du transistor à modulation de vitesse	5
2.1 L'idée de base	5
2.2 Potentialités d'une structure à modulation de vitesse	5
3. Exemple de structure utilisant la modulation de vitesse	9
3.1 Présentation de la structure	9
3.2 Fonctionnement à basse température	11
3.3 Fonctionnement à température ambiante	16
3.3.1 A faible tension de drain	16
3.3.2 Effet de l'augmentation de la tension de drain	19
3.3.3 Polarisation symétrique des grilles	23
3.4 Conclusion	25

Chapitre 1

Introduction

Au cours de la troisième partie, nous avons étudié divers composants à hétérojonctions, tous proches parents du T.E.G.F.E.T., avec qui ils ont en commun les caractéristiques suivantes :

- La présence d'une seule hétérojonction entre un matériau à grand gap dopé N et un matériau à petit gap intrinsèque.
- Le principe de fonctionnement, qui est l'utilisation du courant transporté parallèlement à l'hétérojonction et sa commande par l'intermédiaire d'une variation de la densité de charges.

Il existe nombre de composants à hétérojonctions qui ne répondent pas à cette définition et nous en donnons ici quelques exemples.

- Parmi les composants conservant le même principe de fonctionnement, mais dont la structure est quelque peu modifiée pour répondre à un besoin particulier, citons par exemple :
 - les composants à multiples hétérojonctions, utilisés pour la montée en puissance [1],
 - ceux utilisant un matériau à grand gap non dopé, pour un meilleur contrôle de la tension de pincement, utile en logique [2],
 - enfin ceux dont le canal est de type P [3], permettant la réalisation de composants complémentaires utilisables également en logique.
- Parmi les composants dont le principe de fonctionnement est original, nous trouvons le transistor à modulation de vitesse, objet du reste de cette partie, qui s'écarte de la définition proposée plus haut par son mécanisme de contrôle du courant. Il faut aussi mentionner l'existence d'une vaste famille de composants à hétérojonctions différant fortement du T.E.G.F.E.T. en ce qu'ils utilisent le courant transporté perpendiculairement aux hétérojonctions [4].

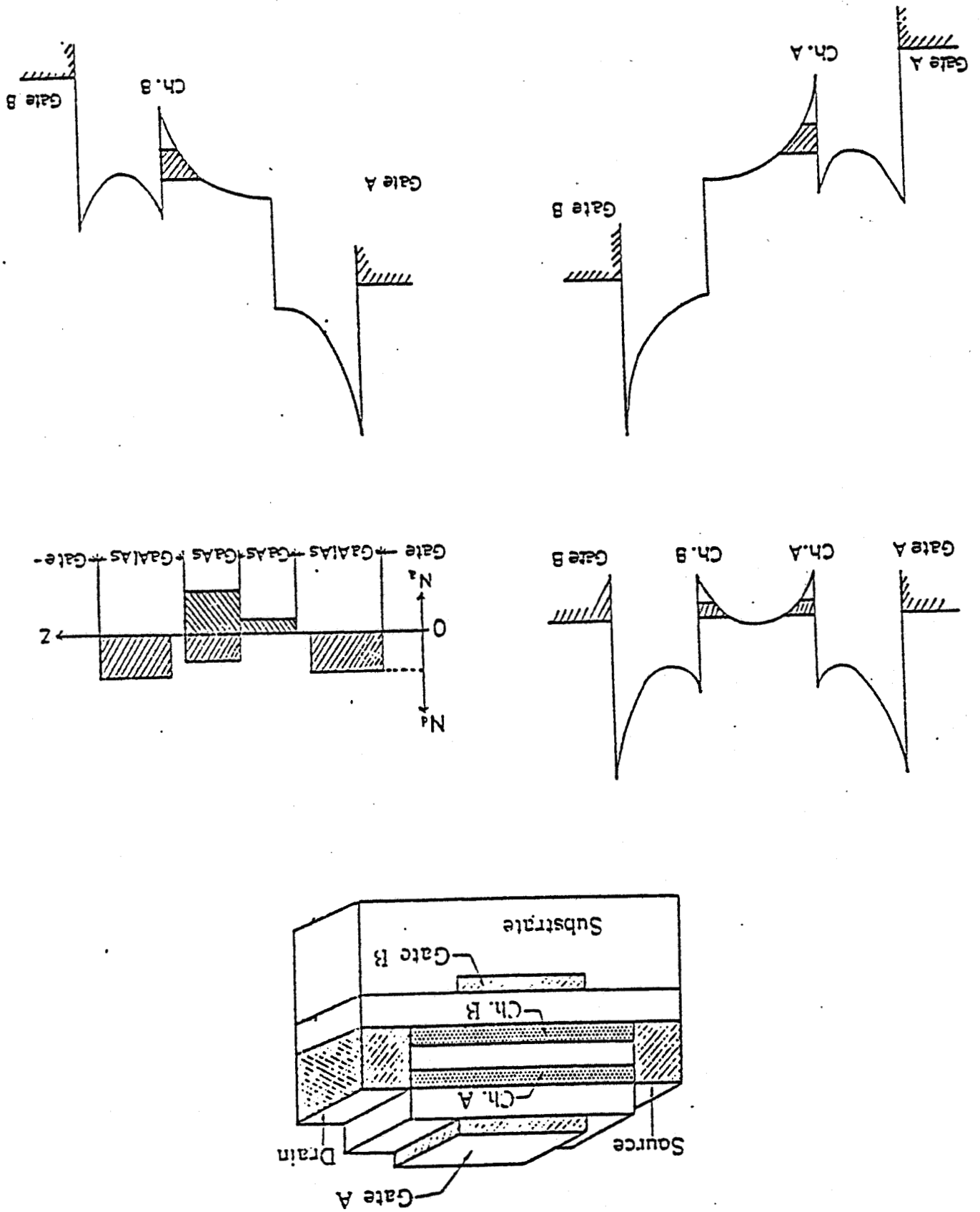
Dans le fonctionnement de ces composants, la mécanique quantique intervient à un niveau fondamental car le "mouvement" des électrons se fait dans la direction où a lieu la quantification et il ne peut plus être compris comme le déplacement de particules ponctuelles. On peut alors observer des phénomènes purement quantiques, tel l'effet tunnel-résonant [4] qui est à la base du fonctionnement de nombreux composants récemment proposés et peut être utilisé pour obtenir une résistance différentielle négative.

La conséquence "ultime" de la nature quantique et du comportement ondulatoire des électrons est leur faculté d'interférer entre eux. Cette idée a donné lieu à la conception d'un composant futuriste : le QUIT (Quantum Interferences Transistor), qui apparaît de loin comme le plus "exotique" des composants à hétérojonctions et à effet de champ proposés à ce jour. Il se caractérise par des performances théoriques extraordinaires (transconductance de 100 S/mm, fréquence de coupure de 1 TerraHertz), mais sans doute aussi par une réalisation technologique extrêmement difficile [5].

Pour conclure le travail, nous avons choisi de nous intéresser à un composant, le transistor à modulation de vitesse, qui tout en étant original par son principe conserve des traits communs avec le T.E.G.F.E.T. (utilisation d'hétérojonctions GaAlAs/GaAs, transport parallèle aux interfaces ...). L'étude qui va suivre a un but uniquement prospectif et, dans la mesure où ce composant n'existe encore que sur le papier, nous ne chercherons pas à en faire une modélisation parfaitement réaliste qui viserait à prédire les caractéristiques de façon quantitativement exacte. Nous chercherons plutôt à mettre en évidence le principe physique de fonctionnement et à poser quelques questions quant à sa mise en oeuvre, questions auxquelles nous espérons apporter des éléments de réponse.

Structure et principe de fonctionnement du transistor à modulation de vitesse
d'après [6]

figure 1



Chapitre 2

Principe du transistor à modulation de vitesse

2.1 L'idée de base

Pour tous les composants à effet de champ réalisés à ce jour, le contrôle du courant s'effectue par l'intermédiaire d'une variation du nombre de porteurs libres dans la structure. Ainsi, lors d'une variation brutale de la polarisation, le passage vers le nouvel état d'équilibre se fait grâce aux contacts ohmiques qui "fournissent" ou "évacuent" des électrons. Par exemple, dans le cas de la commutation de l'état bloqué à l'état passant ("switch-on"), le canal sous la grille se reforme grâce à l'arrivée d'électrons émis par la source. Le temps d'établissement du courant est donc sensiblement égal au temps de transit des porteurs sous la grille, typiquement quelques picosecondes, ce qui constitue la limite ultime de la rapidité de ces composants.

Le principe du transistor à modulation de vitesse, proposé par Sakaki [6] est de contrôler le courant en modifiant non plus le nombre des porteurs mais leur vitesse. Pour concrétiser cela, on peut imaginer par exemple [1] d'utiliser un système à deux hétérojonctions formant deux canaux (figure 1), caractérisés par des mobilités très différentes ce qui peut être obtenu par exemple en utilisant un matériau intrinsèque et un matériau compensé. Le système sera généralement muni de deux grilles ("Gate" et "Back Gate") et l'application d'une différence de potentiel entre ces grilles permettra de faire transiter les électrons d'un canal vers l'autre, ce qui doit avoir pour conséquence de modifier leur vitesse tandis que leur nombre reste sensiblement constant. Ceci peut se faire en un temps très court, égal en première approximation au temps de passage d'une hétérojonction à l'autre. Ce temps est en rapport avec les dimensions transversales de la structure, généralement d'un ordre de grandeur inférieur à celui des dimensions longitudinales. La limite ultime du temps de commutation d'un tel composant serait alors de l'ordre de quelques dixièmes de picosecondes [6,7].

2.2 Potentialités d'une structure à modulation de vitesse

L'idée du transistor à modulation de vitesse est très attractive par sa nouveauté et son originalité et parce qu'elle laisse espérer la conception de composants ultra rapide. Diverses structures basées sur ce principe ont été proposées [6, 8, 9, 10], cependant à notre connaissance aucune n'a effectivement été réalisée, compte tenu d'importantes difficultés d'ordre technologique.

Il appartient donc à la théorie et à la modélisation d'estimer les potentialités de telles structures et en particulier de répondre aux questions suivantes :

- Quel sera le temps de réponse réel d'une structure à modulation de vitesse ?
- Quelle est l'amplitude de la variation de courant que l'on peut atteindre ?

Kizilyalli a donné un élément de réponse à la première question, à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo similaire à la nôtre. Il a considéré un système à deux hétérojonctions définissant deux canaux de mobilités identiques et il a étudié l'évolution au cours du temps de la répartition des électrons lorsque l'application brutale d'une polarisation provoque le transfert d'un canal vers l'autre. Pour une distance de 1000Å entre les deux interfaces, il obtient un temps de transit de l'ordre de 0.2 ps. Néanmoins, il signale que l'état stationnaire n'est véritablement obtenu qu'au bout de 2.5 ps, temps nécessaire pour que les électrons se répartissent convenablement le long de l'interface

Dans le cas du "Switch-off" d'un composant réaliste, c'est-à-dire du passage du canal à haute mobilité vers le canal à faible mobilité, on peut considérer que l'état "off" est atteint bien avant que les électrons n'aient retrouvé leur distribution d'équilibre. En fait, le Switch-off nécessitera le transfert d'un canal vers l'autre puis l'établissement d'une vitesse correcte (faible), c'est-à-dire la redistribution des électrons dans l'espace des $\vec{k}$, phénomène dont le temps caractéristique est le temps de relaxation du moment, typiquement 0.1 ps. Kizilyalli ayant considéré deux canaux de mobilités identiques, il ne donne aucune estimation de la variation de courant dans son composant. Il s'agit là évidemment d'une question importante, l'utilisation pratique du composant demandant des variations de courant suffisamment importantes pour être discernables.

Les études publiées à ce sujet [7, 10] ont été réalisées dans le cadre de la mécanique quantique et pour des conditions de fonctionnement bas champ et basse température. Elles consistent en général en un calcul self-consistant des fonctions d'onde et de la répartition des électrons pour diverses polarisations, suivi d'une estimation de la mobilité. Il est alors possible de calculer la variation de la conductance à partir de la relation :

$$\Delta G \approx qW \left(N_s \Delta \mu + \mu \Delta N_s \right) \approx qW N_s \Delta \mu$$

où μ est la mobilité, N_s la densité surfacique de porteurs et W la largeur du composant.

Tant que le composant fonctionne en régime de mobilité, le rapport du courant maximum au courant minimum sera égal au rapport des mobilités entre les deux canaux :

$$\frac{I_{on}}{I_{off}} = \frac{\mu_A}{\mu_B}$$

Si l'on se place à bas champ et à basse température ce rapport pourra être de l'ordre de plusieurs dizaines [6]. Cependant, ces conditions de fonctionnement sont très restrictives car outre la contrainte du refroidissement, il sera nécessaire pour maintenir le régime de mobilité d'utiliser des composants "longs", ce qui semble paradoxal dans le domaine de la microélectronique et peut être gênant pour l'intégration, ou bien de n'appliquer que des tensions très faibles et difficiles à contrôler. Il nous semble donc intéressant de nous demander si le principe de modulation de vitesse subsiste en dehors de ces conditions et ce qu'il devient.

Chapitre 3

Exemple de structure utilisant la modulation de vitesse

3.1 Présentation de la structure

Nous avons considéré la structure dont les caractéristiques sont détaillées sur la figure 2.

Quelques remarques à propos de cette géométrie :

- Les dimensions transversales sont très réduites et nous n'avons pas considéré de substrat, la distance entre les deux grilles n'est que de 800 Å. Il s'agit donc d'une structure idéalisée dont la réalisation technologique serait difficile.
- Nous avons prévu deux canaux dans le GaAs, l'un est intrinsèque ce qui assure une bonne mobilité, l'autre est réalisé en matériau compensé avec une densité totale d'impuretés de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nous traitons la dynamique électronique dans ce matériau de façon simplifiée, en supposant que l'effet des impuretés neutres est le même que celui des impuretés ionisées. Quantitativement, à température ambiante, le rapport des mobilités obtenu entre les deux matériaux est de 3 ($7400 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ pour le matériau intrinsèque, $2400 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ pour le matériau compensé).
- La géométrie considérée est parfaitement symétrique, il en découle que si l'on considère les polarisations :

mode A :

$$\begin{aligned} V_g &= V_1 \\ V_{bg} &= V_2 \end{aligned}$$

mode B :

$$\begin{aligned} V_g &= V_2 \\ V_{bg} &= V_1 \end{aligned}$$

en première approximation les distributions de porteurs pour chacun des modes se déduiront l'une de l'autre par symétrie ("interversión des deux canaux"), le nombre total de porteurs restant inchangé, ce qui assure que la variation de courant ne sera due qu'au seul effet de modulation de vitesse. Dans la pratique la symétrie ne sera pas parfaitement respectée car les conditions de transport différentes dans les deux canaux réagiront sur les champs électriques et les densités électroniques.

Figure 3
Evolution du champ longitudinal E_x
le long des 2 interfaces

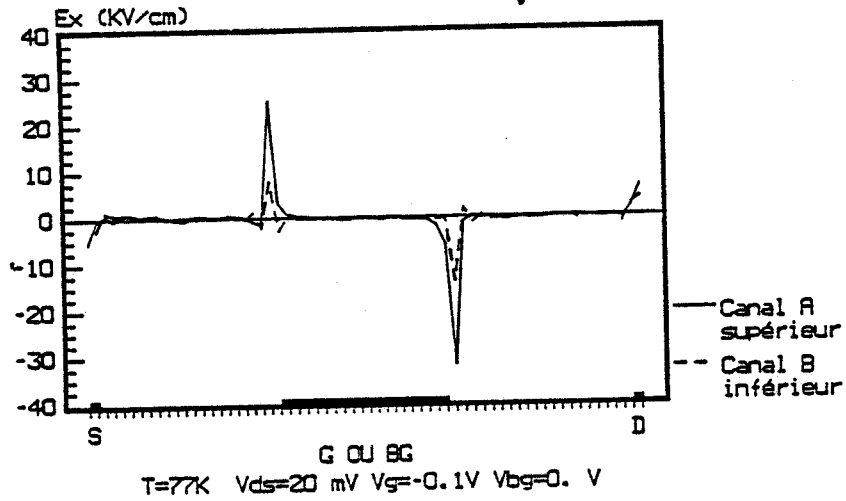


Figure 4-a)
vitesses moyennes dans les 2 canaux

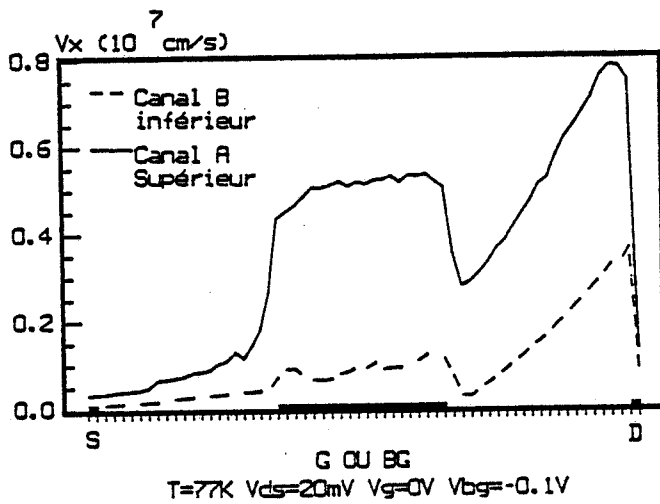
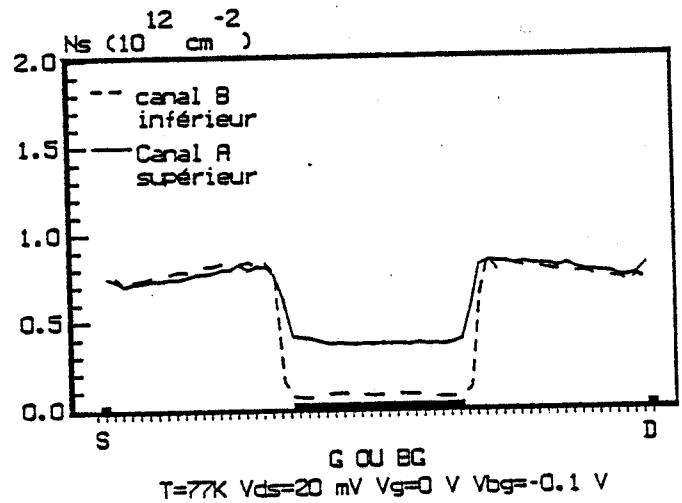


Figure 4-b)
densités surfaciques de porteurs
dans chacun des 2 canaux



3.2 Fonctionnement à basse température

Dans un premier temps, nous allons montrer la réalité de l'effet de modulation de vitesse qui résulte du contraste de mobilité entre les deux canaux (les mobilités théoriques sont ici dans un rapport 10 environ). Précisons que ces conditions (bas champ, basse température) sont défavorables pour notre modèle qui n'est ici qu'approximatif, compte tenu de l'importance que prennent les effets quantiques. Cette étude a donc surtout valeur d'illustration.

A température cryogénique, la mobilité maximale n'est obtenue que pour des champs très faibles (de l'ordre de la centaine de V/cm). Compte tenu des dimensions de la structure ceci suppose une polarisation de drain très faible (quelques mV), nous avons cependant choisi une valeur de 20 mV, qui permet d'assurer la stabilité numérique des résultats et conduit à des champs sous la grille de quelques centaines de V/cm car une partie de la tension est dissipée dans les zones d'accès.

Nous considérons deux modes de fonctionnement correspondant aux tensions sur les grilles :

mode "G" :	$V_g = 0 \text{ V}$	mode "BG"	$V_g = -0.1 \text{ V}$
	$V_{bg} = -0.1 \text{ V}$		$V_{bg} = 0 \text{ V}$

La répartition du champ électrique est présentée sur la figure 3, les vitesses et les densités de porteurs sont présentés sur la figure 4. On constate que pour le mode G, sous la grille le rapport entre les vitesses des deux canaux est $V_A / V_B \approx 5$, celui des densités $N_A / N_B \approx 10$. La symétrie de la structure permet de prévoir un rapport 3 entre les courants pour les deux modes. En effet, en première approximation on a :

Pour le mode G

$$I_1 = qW \left(N_A^1 V_A + N_B^1 V_B \right) \approx qW N_A^1 V_A$$

Pour le mode BG

$$\begin{aligned} I_2 &= qW \left(N_A^2 V_A + N_B^2 V_B \right) \\ &\approx qW \left(N_B^1 V_A + N_A^1 V_B \right) \end{aligned}$$

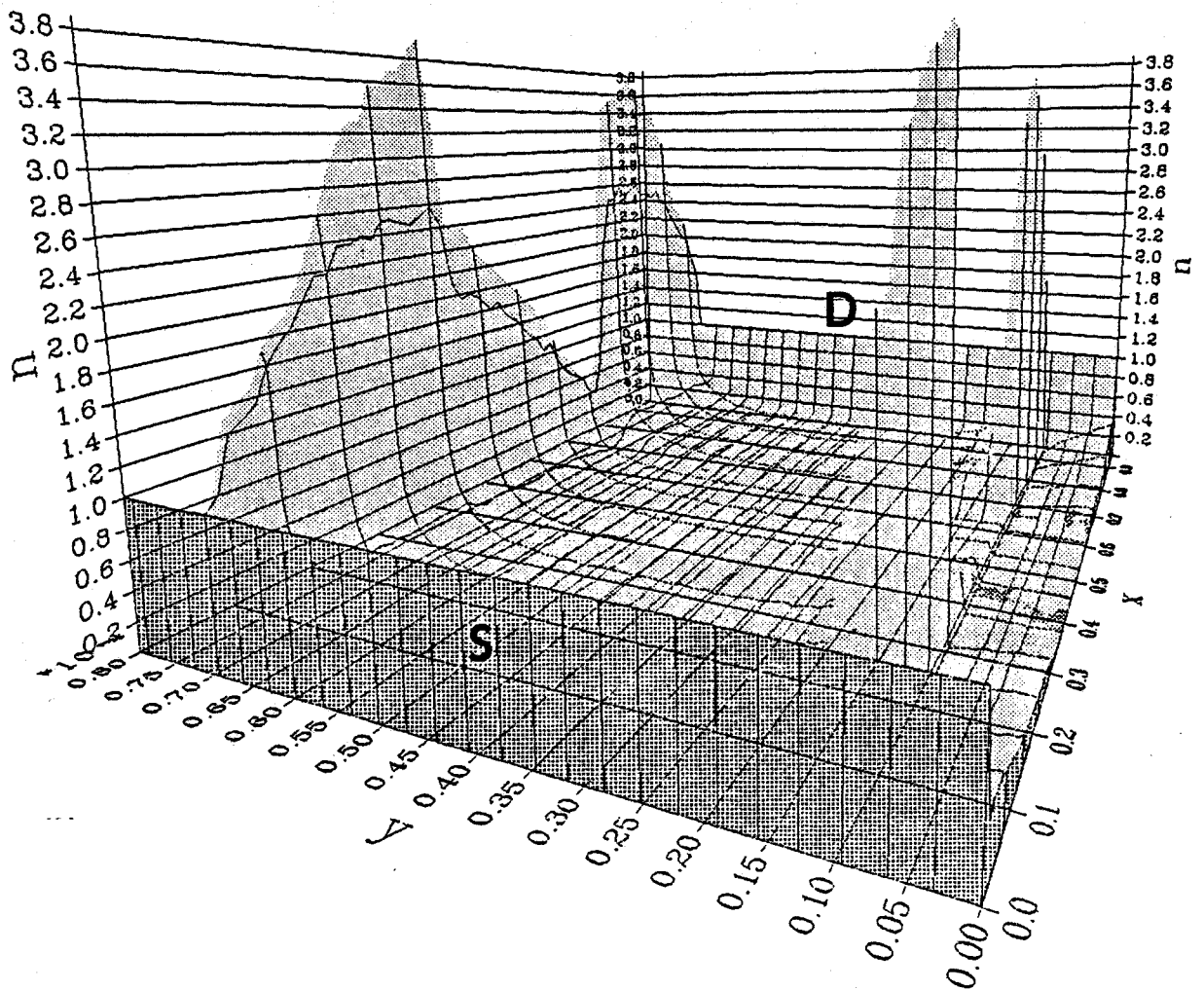
d'où

$$\frac{I_1}{I_2} \approx 1 / \left(\frac{N_B^1}{N_A^1} + \frac{V_B}{V_A} \right) \approx 3.3$$

Ce résultat est effectivement retrouvé, les courants étant de 30 mA/mm pour le mode G et 10 mA/mm pour le mode BG. Nous avons également vérifié que la charge totale dans la structure ne variait pas sensiblement (de l'ordre de 1% ce qui est inférieur à la précision du modèle).

Ces résultats permettent de mettre en évidence qualitativement la réalité de l'effet de modulation de vitesse, mais aussi la difficulté qu'il y aura à l'utiliser en particulier du fait des contraintes liées aux faibles tensions appliquées et à la faible valeur du courant commandé.

Nous allons maintenant nous intéresser au fonctionnement du composant à température ambiante, condition pour laquelle notre modèle est mieux adapté.



$$V_g = 0.1 \text{ V} \quad V_{gb} = 0. \text{ V}$$

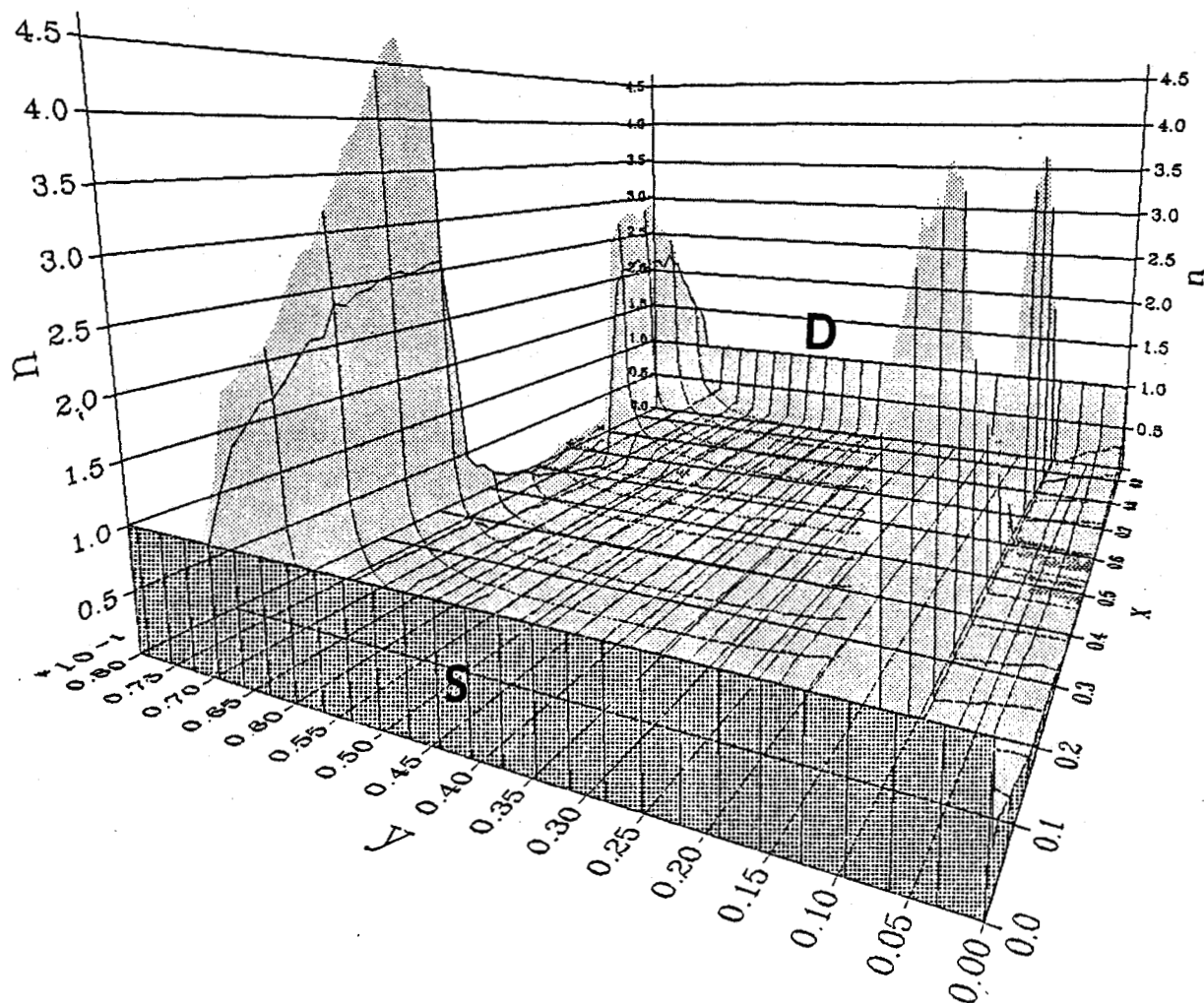
mode G

figure 5

Représentation tridimensionnelle de la distribution des porteurs

$T = 300 \text{ K}$ $V_{ds} = 0.25 \text{ V}$

L'échelle des "couleurs" indique l'énergie des porteurs



$V_g = 0.0 \text{ V}$ $V_{gb} = 0.1 \text{ V}$

Mode BG

ϵ (eV)

	ABOVE	0.50
	0.35 -	0.50
	0.10 -	0.35
	BELOW	0.10

3.3 Fonctionnement à température ambiante

3.3.1 A faible tension de drain

Nous avons considéré une tension de drain de 0.25 V et les deux modes de polarisation de la grille :

mode G : $V_g = 0.1 \text{ V}$
 $V_{bg} = 0 \text{ V}$

mode BG $V_g = 0$
 $V_{bg} = 0.1 \text{ V}$

La figure 5 présente les représentations tridimensionnelles des densités de porteurs pour les deux modes. On observe la formation de deux couches d'accumulation très concentrées et nettement séparées. On vérifie également que les deux figures se déduisent approximativement l'une de l'autre par symétrie, la désertion au niveau des grilles jouant sur le canal A dans le mode BG, sur le canal B dans le mode G. La figure 6 représente l'évolution avec l'ordonnée y de l'énergie du fond de bande de conduction E_c ainsi que la densité de porteurs le long de l'axe joignant les milieux des grilles. Enfin, l'évolution avec l'abscisse x des densités surfaciques et des vitesses moyennes dans chacun des deux canaux est présentée sur la figure 7.

Dans le cas du mode G, le rapport des vitesses entre les deux canaux est de l'ordre de 1.5 à 2 sous la grille car les répartitions des champs électriques sont différentes dans les deux canaux, et le canal qui subit la désertion est le siège d'effets non stationnaires plus importants (survitesse due à une variation brutale du champ).

Nous avons vérifié que la charge totale dans la structure était sensiblement constante et avons obtenu un courant de 190 mA/mm pour le mode G et 150 mA/mm pour le mode BG. L'amplitude de la variation de courant est donc assez faible.

Il sera souhaitable d'augmenter le courant dans la structure et si possible sa variation lors de la commande. Pour cela on peut penser à augmenter la densité électronique par un accroissement de la polarisation positive d'une des grilles (régime de fort enrichissement). Cependant, le problème se posera alors de l'existence d'un possible courant de grille.

Pour illustrer ce point, nous avons fait varier la polarisation des grilles en maintenant la tension de drain à 0.25 V et en considérant toujours les deux modes.

Mode G : $V_g = V$
 $V_{bg} = 0$

mode BG : $V_g = 0$
 $V_{bg} = V$

et nous représentons sur la figure 8, l'évolution du courant en fonction de la polarisation v pour chacun des deux modes.

On constate que le courant cesse de croître lorsque V_g ou V_{bg} augmente au-delà de la tension de drain $V_{ds} = 0.25$ V, car le champ de grille masque l'effet accélérateur du drain. Il apparaît donc que l'obtention de courants importants nécessite une tension de drain suffisante, de façon à pouvoir travailler en régime d'enrichissement tout en réduisant la possibilité d'apparition d'un courant de grille.

Figure 6-a)
Profil de la bande de conduction
mode G: $V_g=0.1$ V, $V_{bg}=0$ V
mode BG: $V_g=0$ V, $V_{bg}=0.1$ V

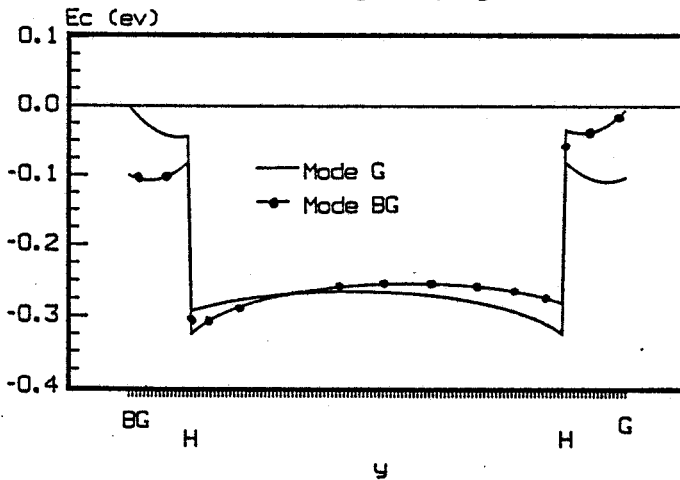


Figure 6-b

Evolution des densités de porteurs avec l'ordonnée y pour 2 mode

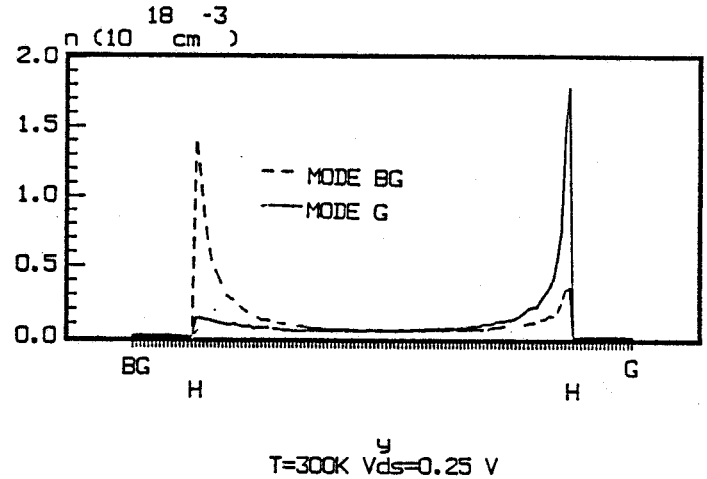


Figure 7-a)
Densité surfacique dans les 2 canaux
 $V_g=0.1$ V $V_{bg}=0$ V
mode G

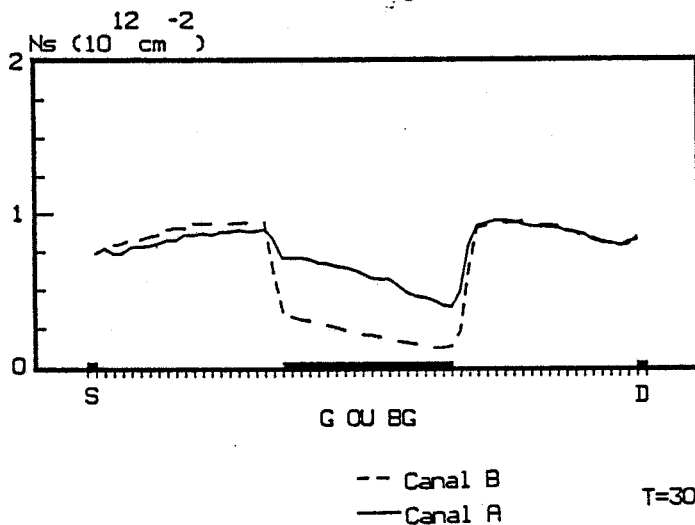


Figure 7-b)
Densité surfacique dans les 2 canaux
 $V_g=0.0$ V $V_{bg}=0.1$ V
(mode BG)

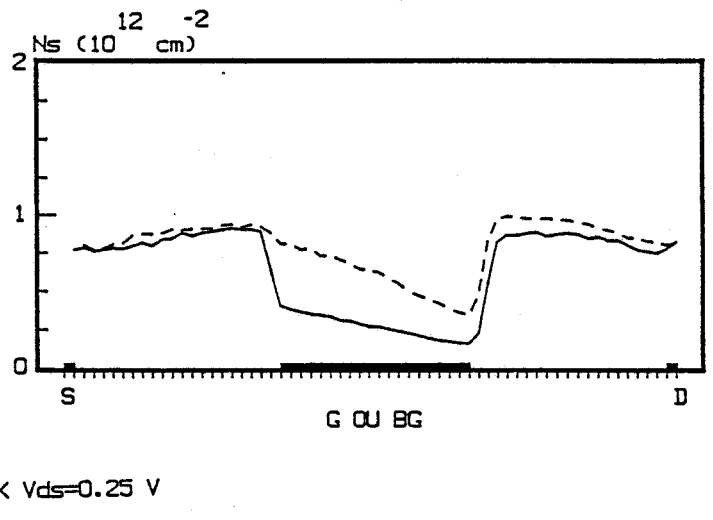


Figure 7-c
Vitesse moyenne dans chacun des 2 canaux
 $V_g=0.1V$ $V_{bg}=0.V$
mode G

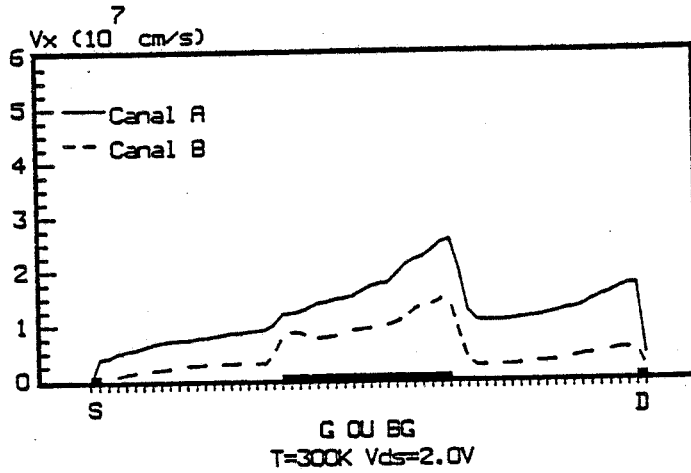


Figure 7-d
Vitesse moyenne dans chacun des 2 canaux
 $V_g=0.V$ $V_{bg}=0.1V$
mode BG

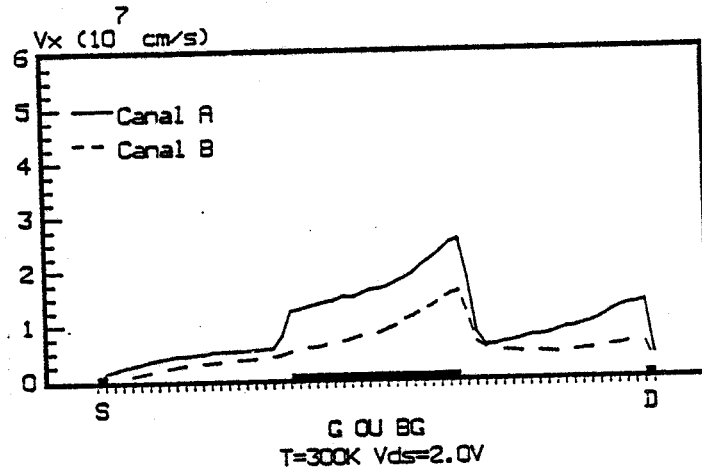
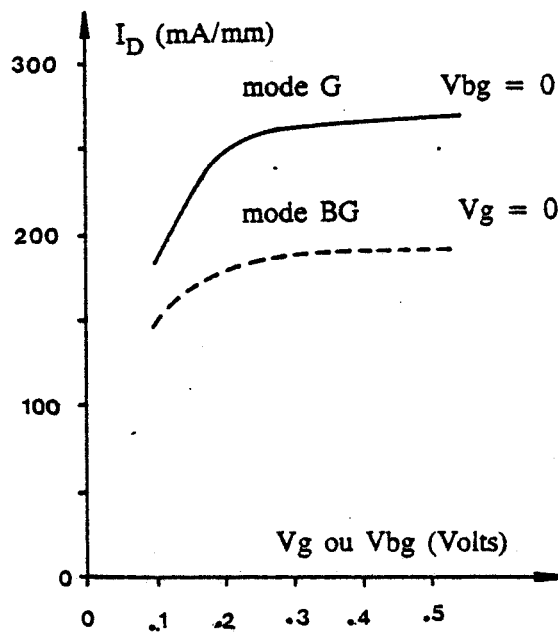


figure 8

Evolution du courant en fonction de la tension sur les grilles

$V_{ds} = 0.25 V$



3.3.2 Effet de l'augmentation de la tension de drain

Si l'augmentation de la tension de drain peut entraîner l'augmentation des vitesses dans le composant, nous savons que cet effet sera dégradé par la défocalisation du gaz électronique et le transfert dans l'espace réel, à tel point qu'un effet de résistance différentielle négative peut apparaître. Ce dernier effet n'est pas significativement observé ici, comme on peut le constater d'après la figure 9 qui présente l'évolution du courant en fonction de V_{ds} pour $V_g = 0.1$ V et $V_{bg} = 0$ V. Cependant, on remarque que la saturation est obtenue pour des tensions assez faibles et que le courant n'augmente pas sensiblement quand V_{ds} croît au-delà de 0.25 V.

Ceci peut se comprendre si on observe la figure 10 qui présente les densités de porteurs et les énergies moyennes dans la structure pour $V_{ds} = 2.0$ V. On voit très nettement qu'en sortie de grille les électrons, très chauds, sont répartis quasi uniformément le long de l'axe perpendiculaire aux hétérojonctions, le GaAlAs étant largement repeuplé.

Cette défocalisation des électrons entraîne le peuplement des zones surdopées (GaAlAs N^+ et GaAs compensé), au détriment du GaAs intrinsèque, effet qui s'oppose à l'augmentation du courant.

La figure 11 présente l'évolution du courant en fonction de la polarisation dans les modes G ($V_g = v$, $V_{bg} = 0$) et BG ($V_g = 0$, $V_{bg} = v$). On constate que, à condition de travailler en régime de fort enrichissement, il est possible d'obtenir un rapport I_{max}/I_{min} du même ordre de grandeur que pour $V_{ds} = 0.25$ V (1.3 environ), ce qui est tout de même faible.

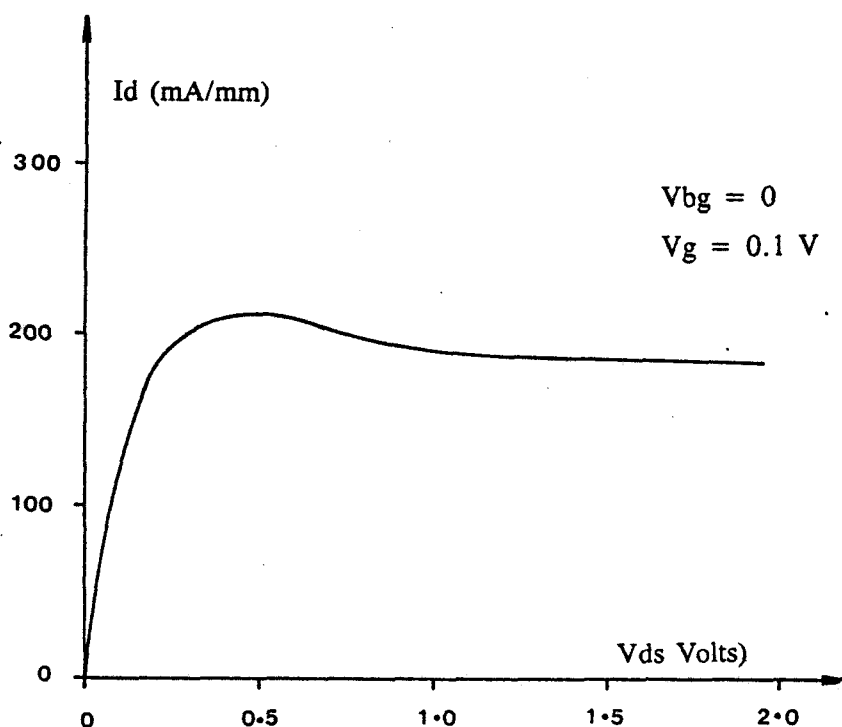
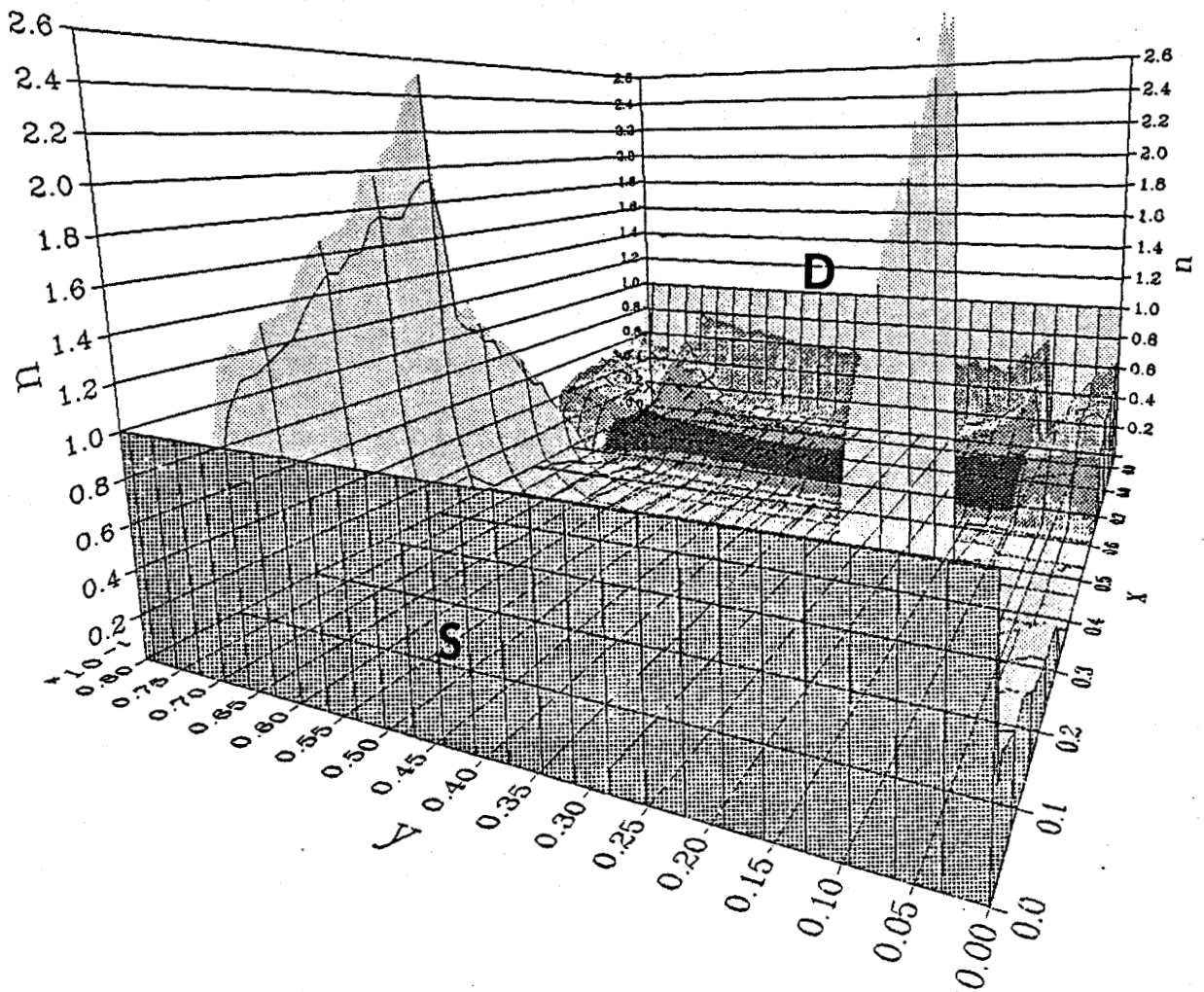


figure 9

Evolution du courant en fonction de la tension du drain



$V_g = 0.1 \text{ V}$

$V_{bg} = 0$

Mode G

figure 10

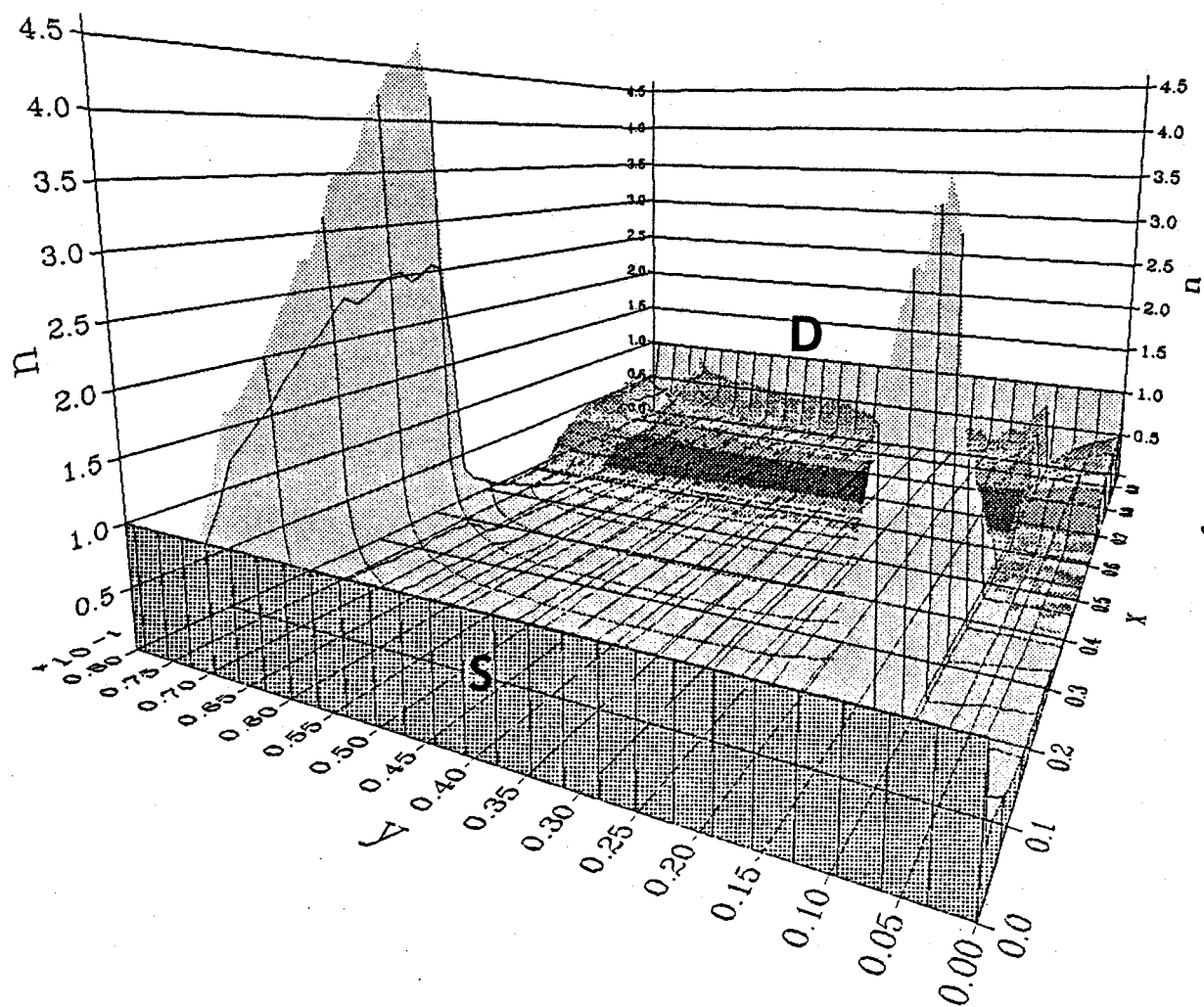
Représentation tridimensionnelle des densités de porteurs de la structure

$T = 300 \text{ K}$ $V_{ds} = 2.0 \text{ V}$

L'échelle des "couleurs" indique l'énergie

a) mode G : $V_g = 0.1 \text{ V}$, $V_{bg} = 0 \text{ V}$

b) mode BG : $V_g = 0$, $V_{bg} = 0.1 \text{ V}$

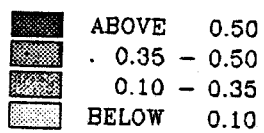


$V_{bg} = 0.1 \text{ V}$

$V_g = 0 \text{ V}$

mode BG

$\epsilon \text{ (eV)}$



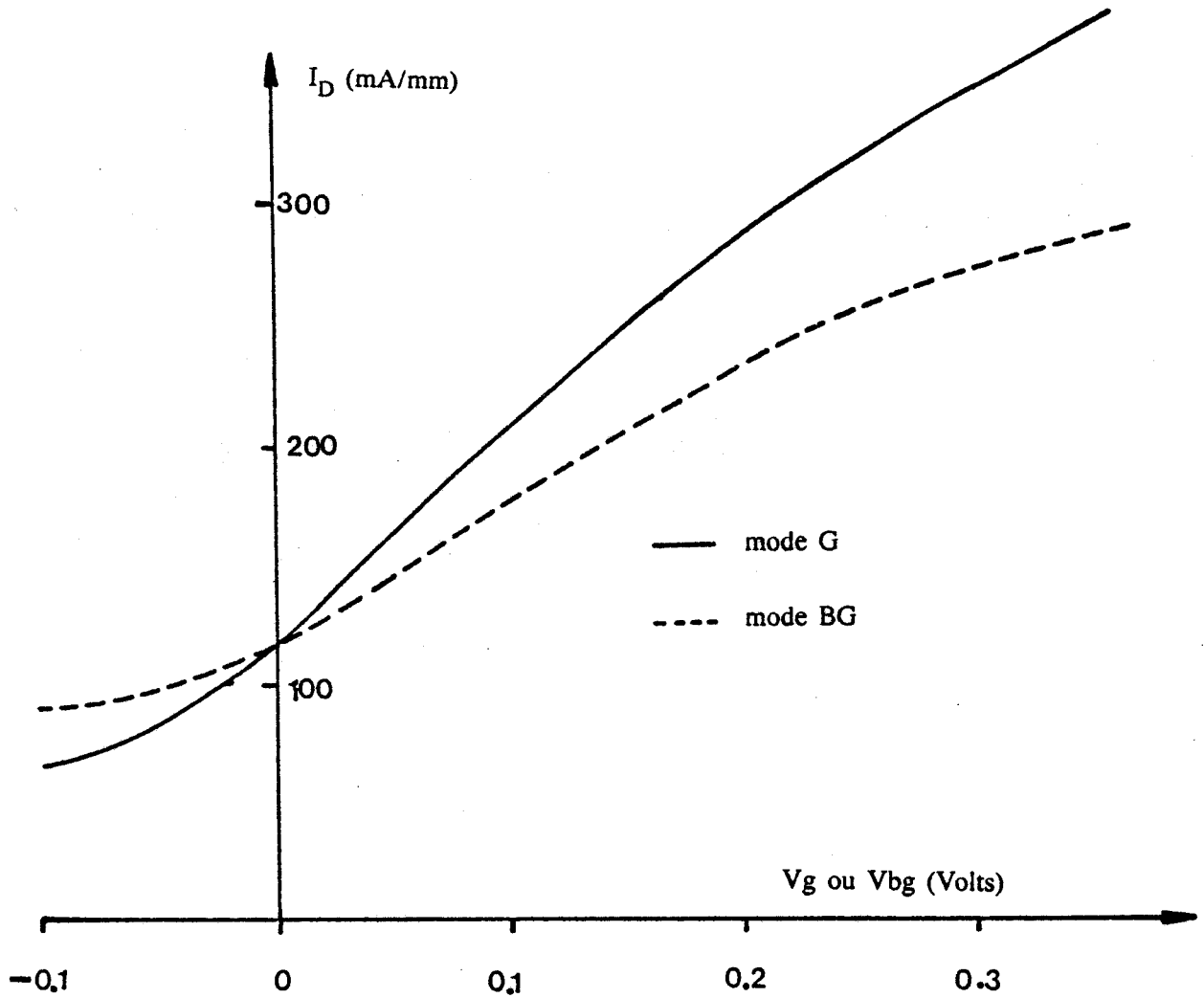


figure 11

Evolution des courants en fonction de la polarisation des grilles pour $V_{ds} = 2.0V$

mode G : $V_g = v$, $V_{bg} = 0V$
mode BG : $V_g = 0V$, $V_{bg} = v$

3.3.3 Polarisation symétrique des grilles

Pour le mode de polarisation que nous avons envisagé, le contraste de courant ne traduit pas totalement le contraste des vitesses, car les deux canaux participent à la conduction (dans les proportions très différentes). Pour utiliser pleinement l'effet de modulation de vitesse, il serait souhaitable de désertir totalement l'un des canaux, ce qui peut être obtenu en polarisant négativement l'une des grilles. Ainsi, on peut envisager de considérer les modes de polarisation suivants : "G" : ($V_g = +v, V_{bg} = -v$) qui correspond à l'état ON et "BG" : ($V_g = -v, V_{bg} = +v$) qui correspond à l'état OFF.

Les figures 12 et 13 présentent l'évolution des courants en fonction de la tension v , pour ces deux modes de polarisation et pour les tensions de drain $V_{ds}=0.25V$ et $V_{ds}=2.0V$ respectivement. On constate qu'il est possible d'atteindre un contraste de courant I_{on}/I_{off} de l'ordre de 1.8 à faible tension de drain, mais que pour $V_{ds}=2.0V$ ce rapport reste de l'ordre de 1.3.

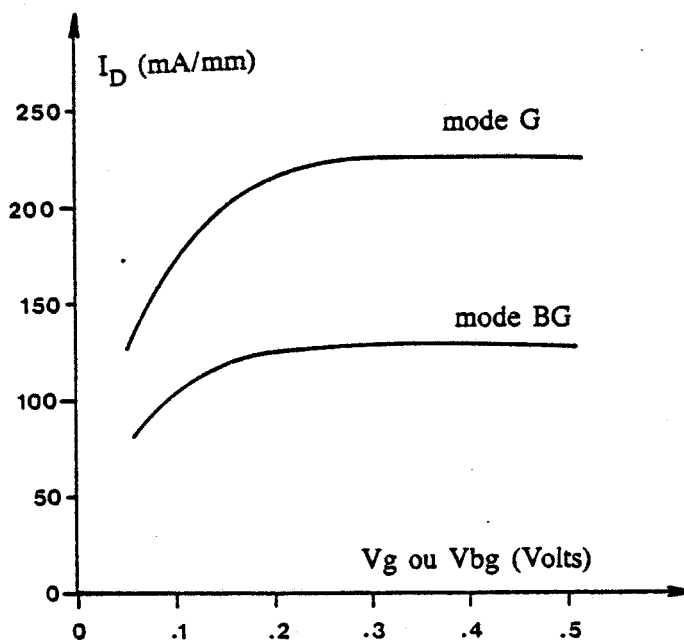


figure 12

Evolution des courants en fonction de la polarisation des grilles pour $V_{ds} = 0.25 V$

Cas d'une polarisation "symétrique"

mode G : $V_g = v, V_{bg} = -v$

mode BG : $V_g = -v, V_{bg} = v$

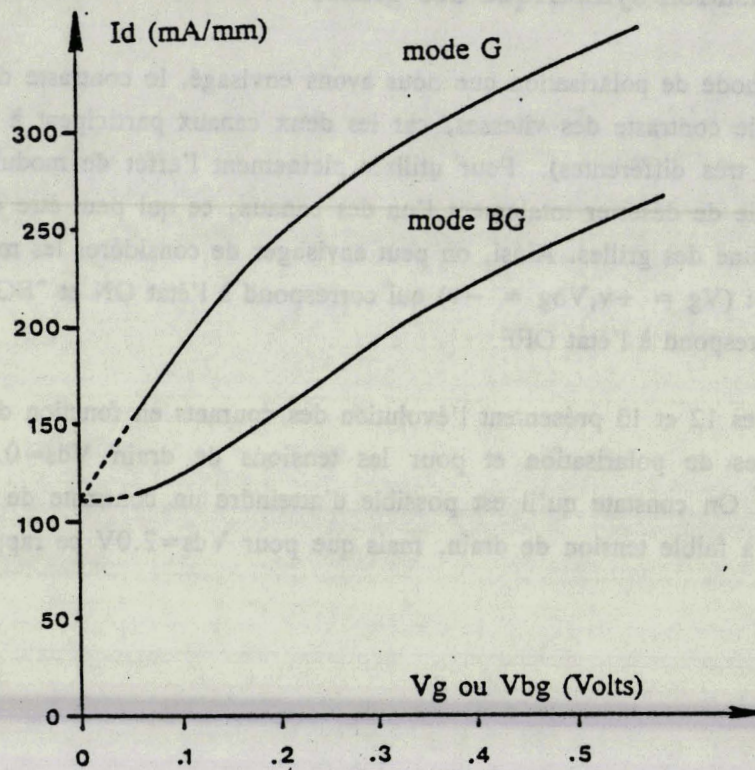


figure 13

Evolution des courants en fonction de la polarisation des grilles pour $V_{ds} = 2 \text{ V}$

Polarisation symétrique

mode G : $V_g = v, V_{bg} = -v$

mode BG : $V_g = -v, V_{bg} = v$

3.4 Conclusion

L'étude qui précède montre que l'utilisation de l'effet de modulation de vitesse dans un composant court se heurte à de sévères problèmes.

- A basse température, la nécessité de travailler à de très faibles tensions de drain rend problématique l'utilisation du composant dans un circuit.
- A température ambiante, les conductances des deux canaux sont dans un rapport assez faible (de l'ordre de 3) qui, de plus, n'est pas complètement répercuté sur le contraste de vitesse, car les répartitions de champ électrique sont complexes. Aux fortes tensions de drain, l'échauffement des porteurs entraîne une défocalisation du faisceau électronique et des transferts vers le GaAlAs, phénomènes qui s'opposent à la modulation du courant.

Ces considérations montrent que l'effet de modulation de vitesse semble très difficile à concrétiser au niveau du composant.

Références bibliographiques de la quatrième partie

- [1] E. SOVERO, A.K. GUPTA, J. HIGGINS, W.A. HILL
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev., Vol ED-33, n° 10, pp 1434-1438, 1986
- [2] P.M. SALOMON et Al.
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., Vol EDL-5, n° 9, pp 379-381, 1984
- [3] M. HIRANO, K. OE, F. YANAGAWA
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev., Vol ED-33, n° 5, pp 620-624, 1986
- [4] F. CAPASSO, K. MOHAMMED, A.Y. CHO
I.E.E.E. Journ. of Quantum Elect., Vol QE-22, n° 9 pp. 1853-1867, 1986
- [5] S. DATTA, M.H. MELLOCH, S. BANDYOPADHYAY, M.S. LUNDSTROM
Appl. Phys. Lett., Vol 48 (7), p. 487, 1986
- [6] H. SAKAKI
Jap. Journ. of Appl. Phys., Vol 21, n° 6, pp. L 381-383, 1982
- [7] H. SAKAKI
I.E.E.E. Journ. of Quantum Elect., Vol QE-22, n° 9, pp. 1845-1852, 1986
- [8] C. HAMAGUCHI, K. MIYATSUJI, H. HIHARA
Jap. Journ. of Appl. Phys., Vol 23, n° 3, pp. L 132-L134, 1984
- [9] K. MIYATSUJI, H. HIRARA, C. HAMAGUCHI
Superlattices and Microstructures, Vol 1, n° 1, pp. 43-47, 1985
- [10] B. VINTER, A. TARDELLA
Appl. Phys. Lett. 50 (7), pp. 410-412, 1987
- [11] I.C. KIZILYALLI, K. HESS, G.J. IAFRATE
J. Appl. Phys., Vol 61, n° 6, pp. 2395-2398, 1987

CONCLUSION GENERALE

Conclusion

Au cours de ce travail, nous avons étudié divers composants à hétérojonctions et à effet de champ, tous plus ou moins directement dérivés du T.E.G.F.E.T. Nous avons, pour chacun d'eux, examiné dans le détail le principe physique de fonctionnement, ce qui n'a été possible que grâce à l'utilisation d'une méthode de simulation "microscopique" : la méthode de Monte-Carlo.

Concernant un composant qui n'existe encore que sur le papier, le transistor à modulation de vitesse, nous nous sommes contenté d'illustrer le principe de base et de montrer la difficulté de sa mise en oeuvre. Par contre, pour tous les autres composants étudiés, nous avons déterminé de la façon la plus réaliste possible les caractéristiques électriques et les performances potentielles, toujours en en cherchant l'interprétation physique.

Ainsi, cette démarche appliquée au T.E.G.F.E.T "classique" GaAlAs/GaAs à grille submicronique, nous a conduit à en prédire les performances ultimes, mais aussi à en déterminer les principales causes physiques qui les limitent.

L'utilisation du couple GaAlAs/GaAs, limite la densité de charges transférées et la vitesse électronique, de plus la valeur de la hauteur de barrière ne permet pas un bon confinement du gaz d'électrons.

- Les effets de canal court se manifestent au niveau microscopique par la défocalisation du gaz électronique en sortie de grille et entraînent la dégradation de la transconductance et du gain ainsi que le décalage de la tension de pincement.
- La présence d'une couche dopée entre grille et canal apporte une perturbation importante car, même lorsque la polarisation assure sa désertion sous la grille, les transferts dans l'espace réel entraînent sa repopulation en sortie de grille. Il en résulte que, quelle que soit la tension de grille, la couche dopée contribue à la conduction, conditionne largement le courant de drain et apporte une contribution "parasite" à la capacité grille-source. De plus, la présence d'impuretés ionisées entre grille et canal fait écran au potentiel de grille et réduit l'efficacité de la commande.

Ces limitations de la structure classique nous ont conduit à envisager des composants dérivés du T.E.G.F.E.T., qui en évitent certains défauts.

Ainsi, nous avons montré que les effets de canal court pouvaient être réduits grâce à la présence d'une hétérojonction sous le gaz électronique, mais que l'amélioration des performances restait peu importante tant que l'on conservait la couche dopée entre grille et canal. Par contre, si la grille agit directement sur le gaz bidimensionnel d'électrons, comme c'est le cas pour le T.E.G.F.E.T. inversé, les performances se révèlent assez exceptionnelles, en particulier en ce

qui concerne la transconductance et le gain. Ces performances étant confirmées par l'expérience, ce composant semble très prometteur et les quelques défauts qui subsistent (existence possible d'un courant de fuite de grille, tension de pincement trop faible pour certaines applications...) peuvent être aisément corrigés grâce à de légères modifications, comme par exemple l'emploi d'une couche supérieure de GaAlAs intrinsèque.

Parallèlement à cette recherche de la "meilleure structure", la conception des composants les plus performants suppose le choix des matériaux les plus appropriés. Nous avons étudié, outre GaAlAs/GaAs, les matériaux adaptés en maille sur InP : AlInAs et GaInAs. Nous avons montré que la supériorité des propriétés de transport dans GaInAs et la forte hauteur de barrière se traduisaient par une amélioration des performances des composants, aussi bien pour la structure classique que pour la structure inversée.

Le modèle que nous avons utilisé nous a permis de réaliser à la fois l'analyse des phénomènes physiques et la prédiction des performances des différentes structures étudiées. Ses qualités d'adaptabilité permettent de l'utiliser quelle que soit la géométrie considérée et la nature des matériaux constitutifs. Il pourra donc tout naturellement être employé pour l'étude des "nouveaux" composants à hétérojonctions, dont les couches actives sont conçues en vue d'applications particulières. Ainsi les composants du type "MIS-like FET", les transistors de puissance multihétérojonctions ou les composants à transfert de charge et à résistance différentielle négative sont tout à fait à la portée de notre modélisation.

En ce qui concerne les matériaux constitutifs, la possibilité récemment démontrée de réaliser des hétérojonctions "contraintes" entre deux matériaux non adaptés en maille, élargit considérablement la gamme des hétérojonctions utilisables. Ainsi, il est possible, par exemple, de concilier forte densité de charges transférées, vitesses électroniques élevées et absence de niveaux pièges, en utilisant le système GaAlAs/GaInAs. L'étude préalable de l'influence de la contrainte élastique sur la dynamique électronique devrait permettre d'étendre notre modèle, en vue d'une étude prospective de ces composants à couches contraintes, dont le domaine d'application paraît très vaste.

ANNEXES

ANNEXE 1

Calcul des matrices de capacité et traitement des cas singuliers pour la résolution de l'équation de Poisson

1) Calcul des matrices de capacités [1,2,3]

La méthode de la matrice de capacité permet de résoudre l'équation de Poisson lorsque les conditions aux limites ne sont pas homogènes. Nous serons amenés à distinguer deux catégories de conditions non homogènes

- Les conditions non homogènes externes qui correspondent à la présence d'électrodes sur le sommet ou la base du rectangle.
- Les conditions non homogènes internes, qui s'appliquent soit sur les faces latérales, soit à l'intérieur du rectangle. Elles correspondent à la présence d'électrodes ou d'interfaces diélectriques.

On définira les matrices de capacités : C_b pour les conditions non homogènes externes et C_i pour les conditions non homogènes internes. Bien entendu, dans le cas général, nous aurons à respecter ces deux types de conditions.

1.1. Conditions non homogènes externes : calcul de C_b

La matrice inverse C_b^{-1} est calculée de la façon suivante : l'élément de la i -ème ligne et j -ième colonne de C_b^{-1} est le potentiel obtenu au point d'électrode $n^\circ i$ lorsque l'on impose une charge unité au point $n^\circ j$ et 0 partout ailleurs. La matrice C_b possède la propriété s'être symétrique.

1.2. Conditions non homogènes interne : calcul de C_i

Par souci de simplicité, nous ne détaillerons que le cas où il n'y a pas de conditions "externes" à vérifier. Le calcul de C_i nécessite la détermination préalable de plusieurs sous-matrices que nous allons définir maintenant.

Supposons qu'il y ait m points d'électrodes internes et que l'interface diélectrique soit discrétisé en p points. Plaçons nous dans le cas particulier où l'interface est parallèle à Oy . Nous définissons les notations suivantes

$V = (V_i)_{i=1,m}$	est le vecteur potentiel sur les électrodes internes.
$\Phi = (\Phi_i)_{i=1,p}$	est le vecteur potentiel sur l'interface.
$\varphi = (\varphi_i)_{i=1,p}$	est le vecteur potentiel sur la ligne immédiatement supérieure à l'interface.
$\Psi = (\Psi_i)_{i=1,p}$	est le vecteur potentiel sur la ligne immédiatement inférieure à l'interface.
ϵ_1 et ϵ_2 :	les permittivités respectivement au-dessus et en-dessous de l'interface.
Δd :	le pas de discrétisation selon y .
Δq_e :	le vecteur charge induite sur les électrodes.
Δq_I :	le vecteur charge induite sur l'interface.
σ :	charge sur l'interface ramenée aux dimensions d'une densité surfacique.

La condition de passage à l'interface fait intervenir les potentiels φ , Ψ et Φ et s'écrit :

$$\epsilon_1 \frac{(\varphi - \Phi)}{\Delta d} - \frac{\epsilon_2 (\Phi - \Psi)}{\Delta d} = \sigma \quad (1)$$

L'on sera donc amené à calculer les matrices d'influence de l'interface et des électrodes sur φ, Φ, Ψ, V . Si l'on place une charge unité sur un point d'électrode et 0 partout ailleurs, on détermine une ligne des matrices de potentiels :

- sur les électrodes : C_{ee}
- sur l'interface : $C_{e\Phi}$
- sur la ligne supérieure : $C_{e\varphi}$
- sur la ligne inférieure : $C_{e\Psi}$

Les matrices complètes sont obtenues en balayant tous les points d'électrode.

Si la charge est maintenant placée sur un point de l'interface, l'on calcule à nouveau 4 matrices d'influence : $C_{Ie}, C_{I\Phi}, C_{I\varphi}, C_{I\Psi}$.

Les conditions à vérifier sont :

$$V = V_0 \text{ imposé} \quad (2)$$

$$\Phi = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \varphi + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \Psi - \frac{\Delta d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sigma \quad (3)$$

Après une première résolution de l'équation de Poisson, ne tenant compte que des charges volumiques, l'on obtient les vecteurs $V', \Phi', \varphi', \Psi'$. Si l'on ajoute maintenant une correction de charge Δq_e sur les électrodes et Δq_I sur l'interface, l'on obtiendra les nouveaux potentiels :

$$\begin{cases} V = V' + \Delta q_e C_{ee} + \Delta q_I C_{Ie} \\ \varphi = \varphi' + \Delta q_e C_{e\varphi} + \Delta q_I C_{I\varphi} \\ \Phi = \Phi' + \Delta q_e C_{e\Phi} + \Delta q_I C_{I\Phi} \\ \Psi = \Psi' + \Delta q_e C_{e\Psi} + \Delta q_I C_{I\Psi} \end{cases}$$

Un calcul simple montre que, pour les conditions (2) et (3) soient vérifiées, il faut que :

$$\begin{bmatrix} C_{ee} & C_{Ie} \\ C_{e\varphi} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} C_{e\varphi} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} C_{e\Psi} & C_{I\varphi} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} C_{I\varphi} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} C_{I\Psi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta q_e \\ \Delta q_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}$$

avec $A_1 = V_0 - V'$

$$A_2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \varphi' + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \Psi' - \frac{\Delta d}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \sigma ,$$

ce que l'on écrit sous forme condensée :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = C \begin{bmatrix} \Delta q_e \\ \Delta q_I \end{bmatrix}$$

La matrice C_i n'est autre que l'inverse de la matrice C , c'est une matrice carrée d'ordre $m+p$, qui n'est pas symétrique dans le cas général.

Dans le cas où il faut également respecter des conditions non homogènes externes, il est nécessaire d'en tenir compte lors du calcul de C_i . Les charges induites sur les électrodes internes et l'interface devront satisfaire une condition supplémentaire qui est de ne pas modifier le potentiel sur les électrodes externes. Ceci nécessite de tenir compte, lors du calcul de la matrice C_i , de termes de couplage entre les conditions internes et externes. Nous ne détaillerons pas ce calcul ici.

2) Cas singuliers

Lorsqu'une condition homogène est définie à partir seulement des conditions de Neumann et des conditions périodiques, on dit que l'on se trouve dans un "cas singulier". En effet, le théorème de Gauss impose alors à la charge totale d'être nulle. Dans ce cas, pour vérifier cette condition, l'on ajoutera une quantité E à la valeur moyenne du potentiel sur la base du rectangle. La valeur de E sera ajustée de façon à ce que la charge totale, incluant toutes les charges induites soit nulle. Pour cela, nous devons connaître la variation de potentiel sur les électrodes et sur les interfaces qu'entraîne une variation élémentaire de la quantité E . Ceci permet de

déterminer les vecteurs charges induites qui permettent d'assurer la nullité de la charge totale. Si l'équation de Poisson est résolue en tenant compte de ces charges, la solution exacte est alors obtenue.

Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur intéressé à la bibliographie qui suit.

Références bibliographiques

- [1] R.W. HOCKNEY
in "Methods in computational physics", 9,
(B. ALDER, S. FERNBACH and M. ROTENBERG, Eds) pp. 135-211, Academic
Press, New York, 1970.
- [2] S.J. BEARD, R.W. HOCKNEY
Computer Physics Communications, 36, p. 25-57, 1985
North-Holland, Amsterdam
- [3] M. PERNISEK
Thèse d'Etat, à paraître.

ANNEXE 2

INFLUENCE DE L'INTERACTION D'ALLIAGE SUR LE TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

Nous avons repris l'étude des matériaux $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ (2^{ème} partie 1.2.2.) pour un dopage nul et une température de 300 K après avoir introduit dans le modèle l'interaction d'alliage avec les valeurs du potentiel d'interaction d'alliage ΔE_a fournies par SAXENA [1] et rappelées sur la figure 1.

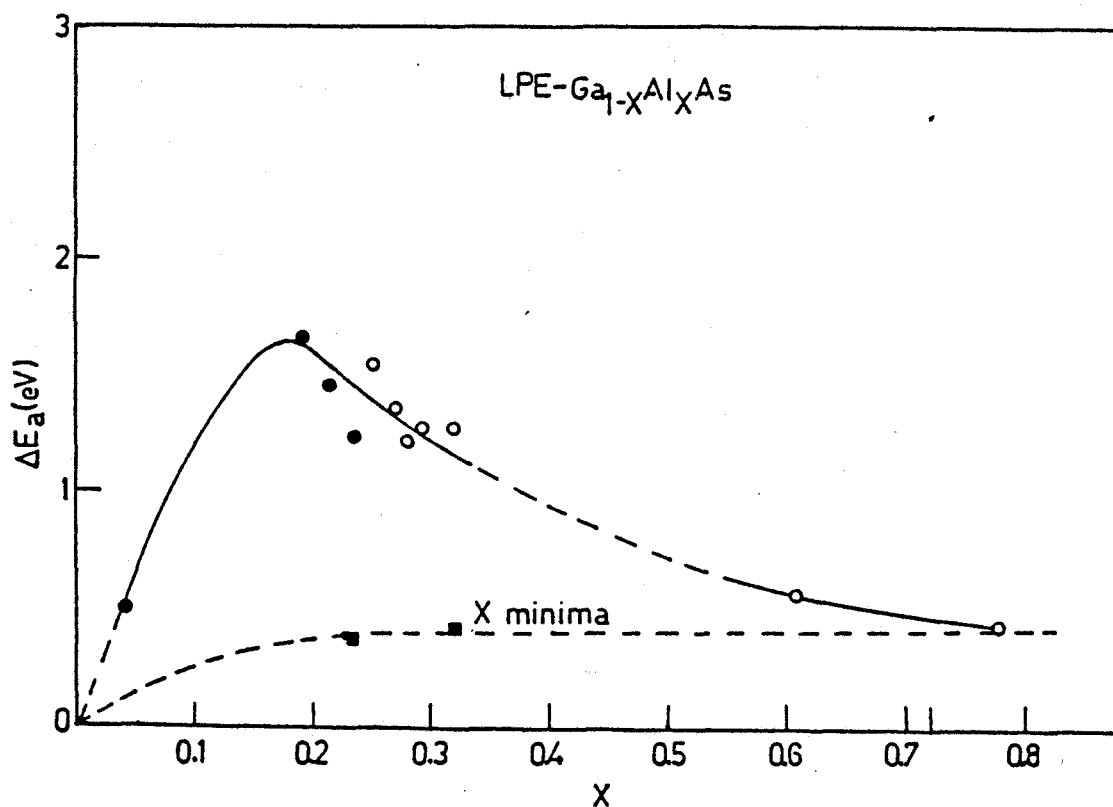


figure 1

Valeurs du potentiel d'interaction d'alliage en fonction de la composition d'après [1].

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 2,3 et 4. On constate que la prise en compte de l'effet d'alliage avec les valeurs de [1] pour ΔE_a , entraîne une diminution considérable de la vitesse de dérive, et que l'effet de mobilité différentielle négative disparaît presque. Ceci s'explique au vu des courbes d'évolution de l'énergie (figure 3), celle-ci étant toujours plus faible que lorsque l'interaction d'alliage est absente, spécialement pour les champs de 5 à 10 KV/cm. En effet, après l'interaction, tous les états finaux étant équiprobables, un

électron a "une chance sur deux" d'avoir sa vitesse dans le sens opposé à celui de la force accélératrice et de voir son énergie diminuer pendant le vol libre suivant. Ceci se traduit sur les valeurs moyennes par une diminution de l'énergie et de la population des vallées satellites, qui se peuplent à des champs plus élevés pour lesquelles la vitesse de dérive est déjà dégradée sous l'effet des autres interactions.

Les principales conclusions sont résumées dans le tableau 1.

tableau 1

composition x	Prise en compte de l'effet d'alliage	mobilité μ ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	vitesse pic V_p (10^7 cm/s)	champ de seuil E_s (KV/cm)	vitesse à 20 KV/cm (10^7 cm/s)
0.2	non	5000	1.6	5	0.9
	oui	2400	1	7 à 8	~ 0.7
0.3	non	4500	1.2	5	0.7
	oui	2000	0.9	7 à 8	0.55

Nous voyons que l'effet d'alliage est, si l'on adopte les valeurs de ΔE_s fournies par [1], loin d'être négligeable. Incorporé dans notre modèle, il conduit à des mobilités plus faibles que celles obtenues expérimentalement. Pour conclure sur l'importance réelle de cet effet, il serait nécessaire de disposer de résultats expérimentaux plus complets, incluant des caractéristiques $v(E)$ pour toute la gamme de champ. Encore faut-il signaler que l'interprétation des résultats expérimentaux est parfois délicate. Ainsi, il est nécessaire de supposer l'existence d'impuretés résiduelles, dont la distribution serait non uniforme ("Space charge scattering") [2,3]. Notre modèle, lui, se réfère à un matériau "parfait", donc nécessairement idéalisé.

Références bibliographiques

- [1] A.K. SAXENA
J. appl. phys., vol 58, n° 7, 1985
- [2] E.M. CONWELL, M.O VASSEL
Phys. Rev., 166, p. 797, 1968
- [3] A.K. SAXENA
Phys. Stat. solidi (b), 105, p. 177, 1981

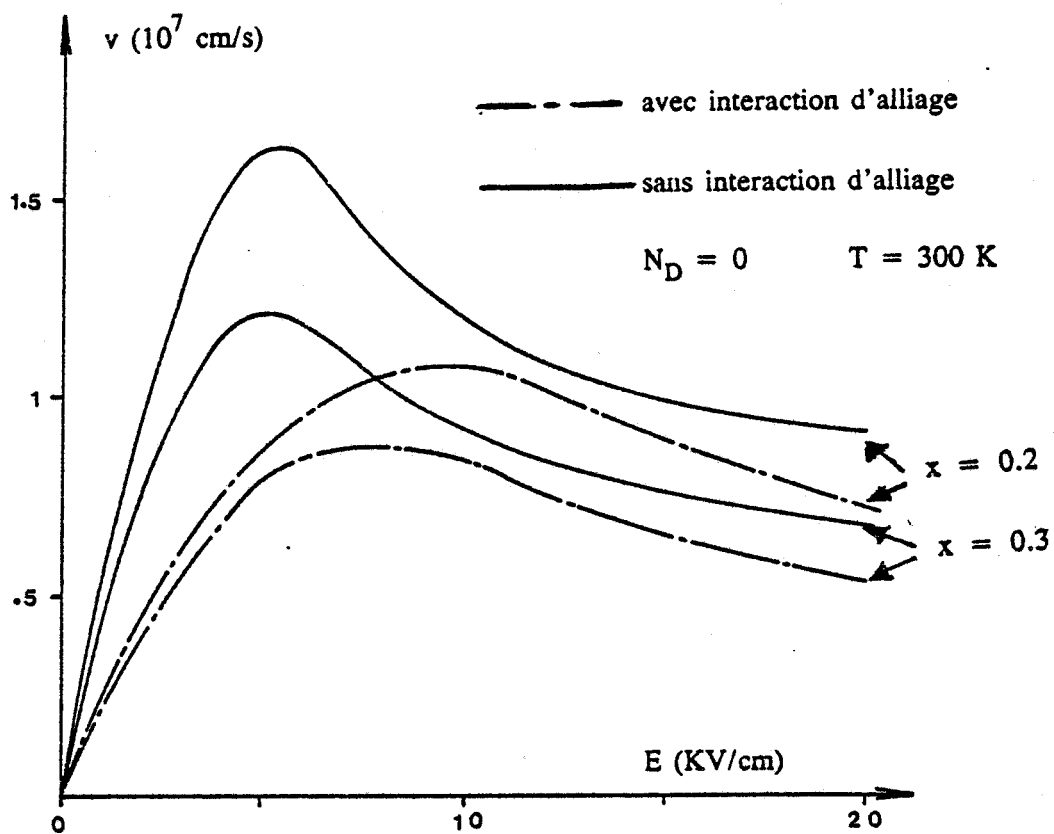


figure 2

Influence de l'interaction d'alliage sur la caractéristique de vitesse

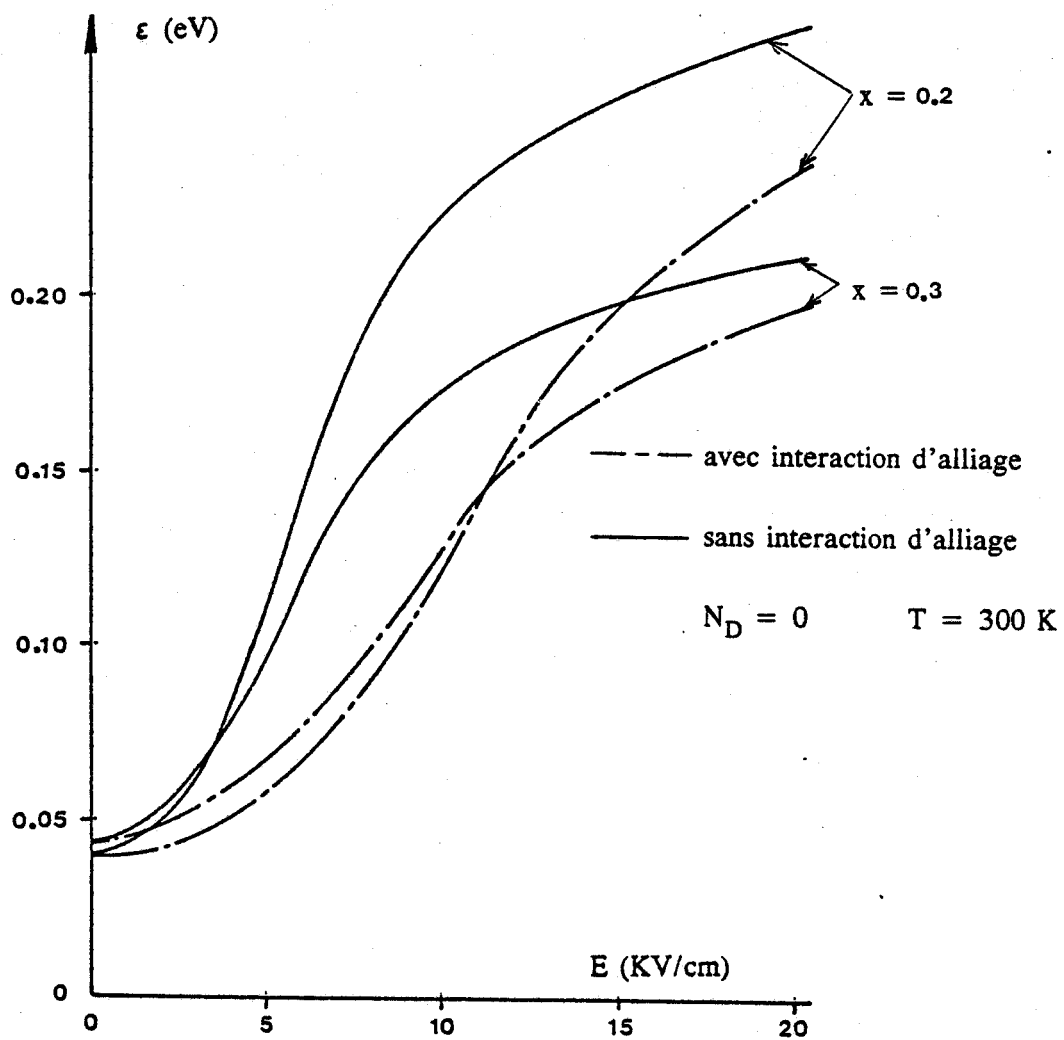


figure 3

Influence de l'interaction d'alliage sur la caractéristique d'énergie

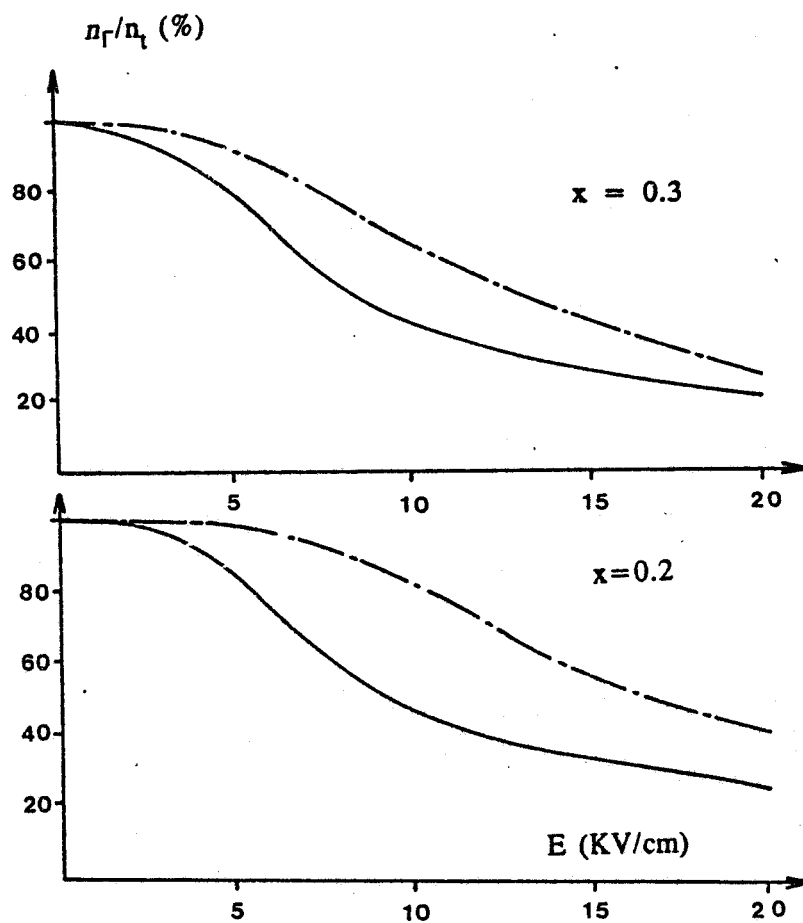


figure 4

Influence de l'interaction d'alliage sur la population de la vallée centrale
en fonction du champ électrique

— · — avec interaction d'alliage

— sans interaction d'alliage

$N_D = 0$ $T = 300 \text{ K}$

RESUME

Ce travail consiste en une étude théorique des composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions. Pour cela, un modèle particulière "Monte Carlo" a été développé, qui permet à la fois d'appréhender les phénomènes physiques à la base du fonctionnement du composant et d'en prédire les performances.

Dans la première partie ce modèle est présenté et les approximations qu'il comporte sont explicitées et discutées.

La seconde partie est consacrée à une étude complète du T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs à grille submicronique. Les performances potentielles de ce composant sont évaluées, ses principales limitations sont discutées et leur interprétation physique est fournie.

La troisième partie présente diverses solutions permettant d'éviter les défauts de la structure T.E.G.F.E.T. conventionnelle grâce à un choix adéquat des matériaux constitutifs et de la géométrie de la structure. L'avantage de l'utilisation des matériaux AlInAs/GaInAs et d'une géométrie inversée y est démontré. Des performances très intéressantes sont prédites pour le T.E.G.F.E.T. inversé, qui semble très prometteur tant pour l'amplification que pour la logique.

Enfin la quatrième partie consiste en une étude prospective d'un composant à hétérojonctions basé sur un concept original : le transistor à modulation de vitesse.

MOTS CLEFS : MODELISATION
TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP
HETEROJONCTION
METHODE MONTE CARLO
COMPOSANT SUBMICRONIQUE.

