

50 376
1 991
312



67 883

50376
1991
312

N° d'ordre : 815

THESE

présentée par

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE LILLE FLANDRES-ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Philippe BOUREL

**"SIMULATION MONTE-CARLO BIDIMENSIONNELLE
ET ETUDE EXPERIMENTALE DE TRANSISTORS A
EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTIONS
AlInAs/GaInAs ADAPTES EN MAILLE SUR InP"**

Soutenue le 5 Décembre 1991 devant la commission d'examen :

Membres du Jury :	MM E. CONSTANT	Président
	R. FAUQUEMBERGUE	Directeur de Thèse
	A. CAPPY	Rapporteur
	P. LUGLI	Rapporteur
	D. COLLARD	Examineur
	D. DECOSTER	Examineur
	S. GOURRIER	Examineur

A Sophie

A mes Parents

A mes Ami(e)s

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.

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

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur R. FAUQUEMBERGUE, Professeur de l'Université de Lille, qui a dirigé ce travail, et dont les compétences et les qualités humaines m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je remercie profondément Monsieur A. CAPPY, Professeur de l'Université de Lille, et Monsieur P. LUGLI, Professeur de l'Université de Rome, qui me font l'honneur de participer à ce jury et d'en être les rapporteurs.

Je tiens à remercier Monsieur S. GOURRIER, Responsable de Division au LEP, pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse, et pour la collaboration avec le LEP sans laquelle la partie expérimentale de ce travail n'aurait pu être effectuée.

Je suis très sensible à la présence de Monsieur D. COLLARD, Professeur à l'ISEN, et de Monsieur D. DECOSTER, Professeur de l'Université de Lille, qui ont accepté de participer à la commission d'examen et de juger ce travail.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Messieurs P. SUCHET et P. RIGLET, Ingénieurs au LEP, pour leur collaboration, l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et les diverses discussions qui se sont toujours révélées enrichissantes.

Je remercie le Ministère de la Recherche et de la Technologie pour le soutien qu'il a apporté à cette étude dans le cadre d'un contrat MRT.

Je voudrais témoigner toute ma reconnaissance à l'ensemble des membres de l'équipe dirigée par R. FAUQUEMBERGUE, et particulièrement à J.L. THOBEL et M. PERNISEK qui m'ont fait bénéficier de leur expérience et ont directement participé à la réalisation de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma sympathie aux membres de la Centrale de Caractérisation, en particulier Mesdames E. DELOS et S. LEPILLIET pour leur aide efficace à la caractérisation des composants. Je remercie également Monsieur D. VANDERMOERE pour la qualité de son travail et sa patience à toute épreuve.

Je ne saurais oublier, dans ces remerciements, les membres du CHS avec qui j'ai travaillé de près ou de loin, durant ces années.

Enfin, Monsieur J.P. DEHORTER a assuré la reproduction de ce mémoire avec beaucoup de soins, qu'il en soit vivement remercié.

SOMMAIRE

CHAPITRE I

ELEMENTS NECESSAIRES A LA MODELISATION DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

INTRODUCTION	<i>p.1</i>
1- PRESENTATION DU COMPOSANT ET DES METHODES DE SIMULATION	<i>p.3</i>
11- Présentation du composant et de son fonctionnement	<i>p.3</i>
<u>111- Présentation du T.E.G.F.E.T.</u>	<i>p.3</i>
<u>112- Principe de fonctionnement</u>	<i>p.5</i>
<u>113- L'hétérojonction à l'équilibre</u>	<i>p.5</i>
<u>114- L'hétérojonction polarisée</u>	<i>p.7</i>
12- Les différentes modélisations envisageables	<i>p.8</i>
<u>121- Modèles analytiques</u>	<i>p.8</i>
<u>122- Modèles physiques</u>	<i>p.8</i>
13- Modèle retenu	<i>p.9</i>
2- RAPPELS SUR LA METHODE DE MONTE-CARLO	<i>p.10</i>
21- Principe de la méthode	<i>p.10</i>
<u>221- Principe général</u>	<i>p.10</i>
<u>222- Discrétisation régulière dans le temps</u>	<i>p.11</i>
22- Modélisation des matériaux III-V	<i>p.11</i>
<u>221- Structure de bande</u>	<i>p.13</i>
<u>222- Interactions utilisées dans le modèle</u>	<i>p.13</i>
23- Validité du modèle	<i>p.14</i>
3- RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON	<i>p.17</i>
31- Technique et domaine de résolution	<i>p.17</i>
<u>311- Technique de résolution</u>	<i>p.17</i>
<u>312- Domaine de résolution</u>	<i>p.17</i>
32- Conditions aux limites	<i>p.17</i>
33- Rappels sur la méthode de la matrice de capacité	<i>p.18</i>
<u>331- Introduction des conditions non homogènes externes</u>	<i>p.19</i>
<u>332- Introduction des conditions non homogènes internes</u>	<i>p.19</i>
<u>333- Cas singuliers</u>	<i>p.22</i>

4- MODELISATION BIDIMENSIONNELLE DE COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS PAR LA METHODE DE MONTE-CARLO	<i>p.24</i>
41- Conditions sur les surfaces libres	<i>p.24</i>
42- Conditions aux contacts	<i>p.25</i>
<u>421- Contacts ohmiques de source et de drain</u>	<i>p.25</i>
<u>422- Contact Schottky de grille</u>	<i>p.25</i>
43- Conditions de franchissement des hétérojonctions	<i>p.25</i>
44- Organigramme général	<i>p.28</i>

CHAPITRE II

ETUDE DES MATERIAUX AlInAs ET GaInAs EN VOLUME ET DE L'HETEROJONCTION ASSOCIEE

INTRODUCTION	<i>p.1</i>
1- PRESENTATION DES DONNEES POUR L'ETUDE DES MATERIAUX EN VOLUME	<i>p.2</i>
11- Généralités	<i>p.2</i>
12- Règles de détermination et expressions des paramètres	<i>p.2</i>
2- ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES MATERIAUX EN VOLUME	<i>p.9</i>
21- Caractéristiques du premier ordre	<i>p.9</i>
<u>221- Matériaux intrinsèques</u>	<i>p.9</i>
<u>212- Influence du dopage</u>	<i>p.13</i>
<u>213- Influence de la température</u>	<i>p.16</i>
<u>214- Conclusion</u>	<i>p.16</i>
22- Coefficients de diffusion	<i>p.17</i>
<u>221- Principe de calcul</u>	<i>p.17</i>
<u>222- Résultats pour les matériaux intrinsèques</u>	<i>p.19</i>
<u>223- Influence du dopage et de la température</u>	<i>p.21</i>
<u>224- Conclusion</u>	<i>p.21</i>
3- ETUDE DU CONTROLE DE CHARGE DANS AlInAs/GaInAs/AlInAs	<i>p.22</i>
31- But de l'étude et méthode de calcul	<i>p.22</i>
<u>311- But de l'étude</u>	<i>p.22</i>
<u>312- Méthode de calcul utilisée</u>	<i>p.22</i>
32- Influence des paramètres sur le contrôle de charge	<i>p.27</i>
<u>321- Influence des caractéristiques de la couche dopée</u>	<i>p.27</i>
<u>322- Influence de la largeur du puits</u>	<i>p.29</i>
<u>323- Influence du dopage arrière</u>	<i>p.29</i>
33- Conclusion	<i>p.29</i>

CHAPITRE III

ETUDE EXHAUSTIVE DU T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs/InP INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET DE L'EPITAXIE

INTRODUCTION	p.1
1- ETUDE COMPARATIVE DES T.E.G.F.E.T. CLASSIQUES GaAs ET InP	p.3
11- Structures simulées. Généralités	p.3
12- Présentation des résultats	p.7
<u>121- Grandeurs physiques</u>	p.7
<u>122- Caractéristiques électriques</u>	p.9
13- Conclusion	p.11
2- ETUDE D'UNE STRUCTURE REALISTE	p.13
21- Structure simulée	p.13
22- Etude en fonction de la tension Vgs	p.13
<u>221- Etude autour de Vgs interne = -0.1V</u>	p.15
<u>222- Etude au voisinage du pincement</u>	p.25
<u>223- Caractéristiques électriques dépendant de Vgs</u>	p.27
23- Etude en fonction de la tension drain-source Vds	p.31
<u>231- Evolutions des grandeurs microscopiques</u>	p.31
<u>232- Caractéristique électrique</u>	p.33
24- Conclusion	p.33
3- INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET DE L'EPITAXIE	p.34
31- Etude du recess et de ses caractéristiques	p.34
<u>311- Comparaison des structures recessée et planar</u>	p.38
<u>312- Etude de la distance recess-grille</u>	p.44
<u>313- Effets liés au potentiel de surface</u>	p.48
3131- Origine du potentiel de surface. Mise en oeuvre	p.48
3132- Influence sur les performances du composant	p.50
<u>314- Influence de la profondeur du recess</u>	p.58
<u>315- Conclusion</u>	p.59

32- Etude des couches GaInAs nid et AlInAs dopée	<i>p.62</i>
<u>321- Influence de l'épaisseur de GaInAs</u>	<i>p.62</i>
3211- <i>Grandeurs physiques internes</i>	<i>p.62</i>
3212- <i>Caractéristiques de sortie</i>	<i>p.66</i>
<u>322- Influence du dopage et de l'épaisseur de AlInAs</u>	<i>p.68</i>
3221- <i>Généralités</i>	<i>p.68</i>
3222- <i>Présentation des résultats</i>	<i>p.68</i>
33- Influence de la longueur de grille	<i>p.74</i>
<u>331- Structure étudiée, généralités</u>	<i>p.74</i>
<u>332- Présentation des résultats</u>	<i>p.74</i>
CONCLUSION	<i>p.77</i>

CHAPITRE IV

CARACTERISATION DES TRANSISTORS AlInAs/GaInAs/InP REALISES AU LEP

INTRODUCTION	<i>p.1</i>
1- REALISATION TECHNOLOGIQUE	<i>p.2</i>
11- Les principales étapes	<i>p.2</i>
12- Problèmes essentiels	<i>p.4</i>
2- CARACTERISATION DES COMPOSANTS	<i>p.6</i>
21- Caractérisations statiques et basses fréquences	<i>p.6</i>
<u>211- Mesures des caractéristiques courant-tension</u>	<i>p.8</i>
2111- <i>Caractéristiques de courant et transconductance statiques</i>	<i>p.8</i>
2112- <i>Caractéristiques de grille</i>	<i>p.8</i>
2113- <i>Détermination des résistances d'accès</i>	<i>p.10</i>
<u>212- Mesure de la capacité de grille</u>	<i>p.14</i>
<u>213- Mesure de mobilité par magnétorésistance</u>	<i>p.16</i>
22- Détermination du schéma équivalent petit signal	<i>p.18</i>
<u>221- Généralités</u>	<i>p.18</i>
<u>222- Présentation des éléments extrinsèques</u>	<i>p.18</i>
<u>223- Présentation des éléments intrinsèques</u>	<i>p.20</i>
2231- <i>Influence de la largeur de puits</i>	<i>p.20</i>
2232- <i>Influence de L_g, du dopage et de l'épaisseur de AlInAs</i>	<i>p.22</i>
2233- <i>Structure à plan de dopage</i>	<i>p.26</i>
<u>224- Gains hyperfréquences</u>	<i>p.26</i>
2241- <i>Définition des différents gains</i>	<i>p.26</i>
2242- <i>Présentation des résultats</i>	<i>p.29</i>
CONCLUSION	<i>p.30</i>

CHAPITRE V

ETUDE PROSPECTIVE DE COMPOSANTS A GRILLE ISOLEE

INTRODUCTION	<i>p.1</i>
1- COMPOSANTS A GRILLE ISOLEE	<i>p.3</i>
11- Généralités	<i>p.3</i>
12- Solution possible	<i>p.3</i>
<u>121- Structure du MIS-Like-FET</u>	<i>p.4</i>
<u>122- Principe de fonctionnement</u>	<i>p.4</i>
13- Prise en compte du courant de grille	<i>p.5</i>
2- ETUDE DU MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs	<i>p.7</i>
21- Structure du MIS-Like-FET simulé	<i>p.7</i>
22- Présentation des résultats	<i>p.7</i>
<u>221- Grandeurs microscopiques</u>	<i>p.7</i>
<u>222- Grandeurs macroscopiques</u>	<i>p.10</i>
23- Conclusion	<i>p.12</i>
3- LE MIS-Like-FET A CANAL DOPE OU D.M.T.	<i>p.14</i>
31- Principe de fonctionnement	<i>p.14</i>
32- Présentation des résultats	<i>p.14</i>
33- Améliorations possibles	<i>p.17</i>
4- LE TEGFET INVERSE AlInAs/GaInAs	<i>p.19</i>
41- Introduction	<i>p.19</i>
42- Etude du composant	<i>p.21</i>
<u>421- Présentation de la structure étudiée</u>	<i>p.21</i>
<u>422- Présentation des résultats</u>	<i>p.21</i>
4221- Influence de la tension V_{gs}	<i>p.21</i>
4222- Influence de V_{ds}	<i>p.23</i>
43- Influence des zones d'accès sur les performances du composant	<i>p.23</i>
CONCLUSION	<i>p.27</i>

ANNEXE

METHODE DE DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL

1- GENERALITES	<i>p.1</i>
2- DETERMINATION DES ELEMENTS PARASITES	<i>p.1</i>
21- Détermination des éléments série	<i>p.1</i>
22- Détermination des éléments parallèles	<i>p.3</i>
3- DETERMINATION DES ELEMENTS INTRINSEQUES	<i>p.4</i>

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION

La diversification grandissante des applications hyperfréquences nécessite la conception de composants discrets et de circuits logiques ou analogiques de plus en plus performants et pouvant fonctionner à des fréquences élevées. Ainsi, les composants doivent, non seulement être capables de fournir un courant commandé important, mais aussi présenter un temps de transit dans la zone active le plus faible possible.

Pour répondre à ces exigences, il est possible d'employer des matériaux semi-conducteurs du type III-V, caractérisés par de meilleures propriétés de transport comparées à celles du Silicium, ce qui permet d'atteindre des vitesses électroniques plus élevées. Parallèlement, depuis une quinzaine d'années, de nombreux travaux concernant les composants ont permis de montrer que les transistors à effet de champ du type MESFET (MEtal Semiconductor Field Effect Transistor) permettaient d'obtenir des performances électriques intéressantes. Cependant, malgré la réduction des dimensions de la zone active de ce type de composant, les vitesses atteintes restent relativement modestes à cause du transport électronique qui s'effectue dans une couche dopée, ce qui constitue une première limitation de ces transistors.

Pour contourner ce problème, sont apparus des dispositifs à effet de champ, pour lesquels le transport électronique s'effectue au voisinage d'une interface entre un matériau à grand gap fortement dopé et un matériau à petit gap non intentionnellement dopé, encore appelée "hétérojonction". En effet, la présence d'une hétérojonction dans ces transistors (TEGFET, HEMT ou MODFET) permet d'obtenir une importante densité de porteurs dans le matériau intrinsèque où la mobilité et les vitesses électroniques sont plus élevées.

Il est encore possible d'améliorer les performances de ces transistors en utilisant des matériaux autres que ceux traditionnellement employés (GaAlAs, GaAs). Ainsi sont apparus les TEGFET AlInAs/GaInAs/InP dont les avantages sont essentiellement de deux ordres : d'une part, ces matériaux présentent de meilleures propriétés de transport que GaAlAs et GaAs, ce qui permet d'obtenir notamment une mobilité et des vitesses plus importantes, d'autre part, la plus forte hauteur de barrière de potentiel à l'interface permet d'accroître la densité de la couche d'accumulation et d'obtenir alors un courant transporté plus important.

Compte tenu de la complexité croissante de telles structures et du coût des réalisations technologiques, il est indispensable d'effectuer au préalable une étude théorique. C'est pourquoi nous nous proposons d'étudier tout d'abord les TEGFET AlInAs/GaInAs, en utilisant une méthode de simulation la plus réaliste possible. Nous avons choisi d'utiliser la méthode de Monte-Carlo couplée à une résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Nous effectuerons ensuite une étude expérimentale sur des transistors réalisés au LEP, en essayant de corrélérer les résultats expérimentaux à ceux provenant de nos simulations.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à la description de la méthode de simulation. Dans un premier temps, après avoir présenté la structure générale du composant, nous rappelons son principe de fonctionnement. Les différentes méthodes de modélisation envisageables sont exposées et le choix de la méthode de Monte-Carlo que nous employons est justifié. Dans la deuxième partie, nous rappelons le principe général de la méthode de Monte-Carlo et présentons la description de la dynamique électronique, en précisant les hypothèses que comporte le modèle. Les parties suivantes concernent plus particulièrement la modélisation des transistors. Nous y présentons les techniques utilisées pour la résolution de l'équation de Poisson, ainsi que la manière de décrire les conditions aux limites et les conditions de passage aux hétérojonctions.

Dans le second chapitre, nous étudions les potentialités des matériaux GaInAs et AlInAs, et de l'hétérojonction associée. Tout d'abord, nous présentons les paramètres nécessaires à la mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo appliquée à ces matériaux en volume. Nous déterminons ensuite leurs propriétés de transport et leurs coefficients de diffusion, sous différentes conditions de champ, de dopage et de température. Enfin, l'influence des principaux paramètres de l'épitaxie sur les propriétés de l'hétérojonction et sur le contrôle de charge est étudiée, grâce à un modèle unidimensionnel basé sur la résolution des équations de Poisson et de Schrödinger.

Une étude théorique exhaustive des TEGFET AlInAs/GaInAs/InP est effectuée dans le troisième chapitre. Dans la première partie, nous comparons les potentialités des TEGFET AlInAs/GaInAs et GaAlAs/GaAs sur une structure simple. La seconde partie consiste en l'étude complète d'un transistor AlInAs/GaInAs dont la géométrie est proche des composants récemment réalisés. Les mécanismes physiques régissant le fonctionnement interne du transistor y sont analysés et les performances électriques sont exposées et commentées. Dans la dernière partie, l'influence des principaux paramètres technologiques et de l'épitaxie est présentée en vue de dégager des directives d'optimisation du composant.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude expérimentale des transistors AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP, réalisés au LEP. Nous abordons dans un premier temps l'aspect technologique en explicitant les principaux problèmes rencontrés lors de la réalisation. Nous présentons ensuite les résultats des caractérisations statiques et basses fréquences en rappelant les méthodes employées. Nous poursuivons en exposant les résultats concernant la caractérisation hyperfréquence, en nous attachant à comparer ces résultats à ceux issus des simulations préalables. Nous concluons en présentant les performances d'une structure à plan de dopage, ainsi que les évolutions fréquentielles des différents gains.

Enfin, le cinquième chapitre fait l'objet d'une étude prospective des transistors à effet de champ à grille isolée utilisant les matériaux AlInAs et GaInAs adaptés en maille sur InP. Nous présentons successivement les avantages, les inconvénients et les performances du MIS-Like-FET, du MIS-Like-FET à canal dopé (DMT) et du TEGFET inversé.

CHAPITRE I

ELEMENTS NECESSAIRES A LA MODELISATION DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

INTRODUCTION

Depuis 1980, date à laquelle les premiers T.E.G.F.E.T. sont apparus (FUJITSU [1], THOMSON [2]), de nombreux travaux ont été entrepris afin d'une part, d'étudier les mécanismes de fonctionnement de ce type de composants, d'autre part, d'en améliorer les performances, ce qui conduit à des structures de plus en plus complexes.

Cette complexité croissante des structures réalisées demande une étude théorique préalable, afin d'en préciser les avantages ou les inconvénients, et d'en donner des directives d'optimisation. Il est donc nécessaire de posséder un outil de modélisation permettant l'étude de ces composants. C'est pourquoi, nous présentons dans ce chapitre les outils nécessaires à la modélisation des T.E.G.F.E.T.

Dans la première partie de ce chapitre, après avoir présenté le composant et rappelé son principe de fonctionnement, nous exposerons les différentes méthodes de modélisation envisageables et nous justifierons le choix de la méthode de Monte-Carlo que nous avons utilisée.

Dans la deuxième partie, nous rappellerons le principe général de la méthode de Monte-Carlo. Nous présenterons les éléments nécessaires à la modélisation des matériaux III-V, et nous préciserons les limites de validité du modèle.

Nous abordons l'aspect composant dans les troisième et quatrième parties. Nous présenterons d'abord les techniques employées pour la résolution de l'équation de Poisson. Nous décrirons ensuite les conditions imposées aux contacts, sur les surfaces libres et lors du franchissement des hétérojonctions. Nous concluons en présentant l'organigramme général du programme de simulation.

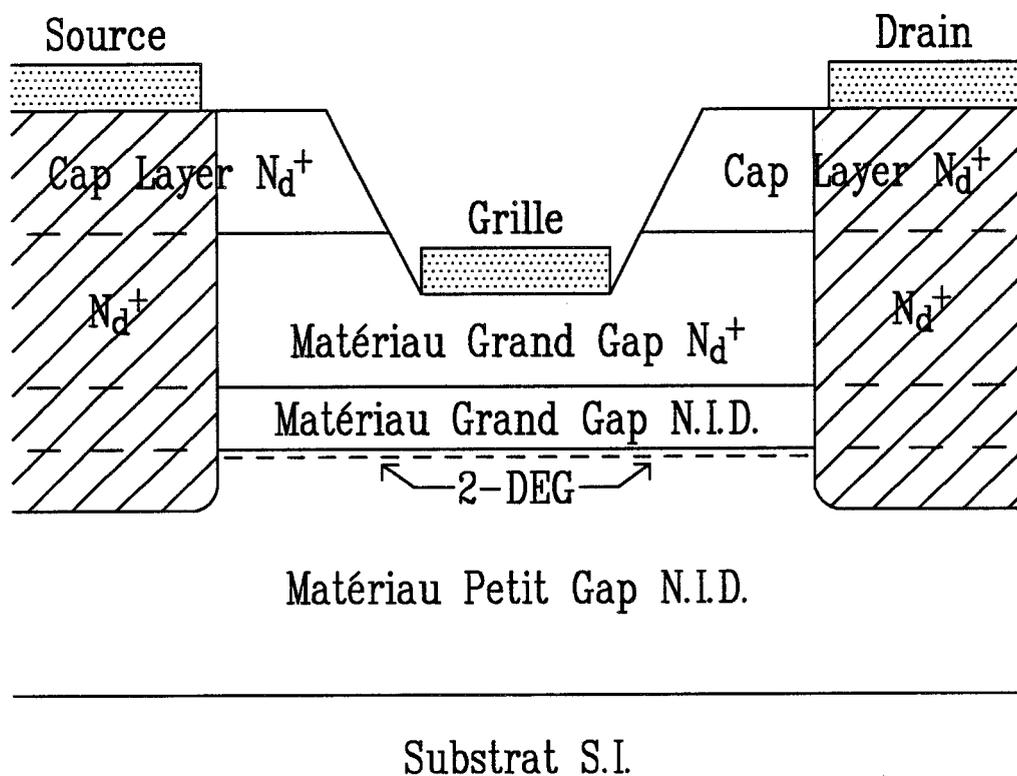


Figure I.1 : Structure de base du T.E.G.F.E.T.

1- PRESENTATION DU COMPOSANT ET DES METHODES DE SIMULATION

Ainsi que nous l'avons souligné, la complexité des nouvelles structures impose une étude théorique préalable afin d'en estimer les potentialités. Dans ce but, après avoir rappelé les particularités du T.E.G.F.E.T. ainsi que son principe de fonctionnement, nous exposons les différents modèles qui permettent de simuler ce type de composants, en précisant leurs principales caractéristiques et nous justifions enfin notre choix de la méthode de Monte-Carlo.

11- Présentation du composant et de son fonctionnement

111- Présentation du T.E.G.F.E.T.

La structure de base d'un T.E.G.F.E.T. est présentée sur la figure I.1. Elle est constituée essentiellement de deux matériaux de nature différente et de trois contacts qui permettent de contrôler le courant circulant dans la structure.

La couche superficielle très fortement dopée (appelée "Cap Layer") permet de réduire les résistances d'accès et d'améliorer les résistances de contacts.

La couche de matériau à grand gap fortement dopée a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure. De plus, elle reçoit le contact Schottky de grille, après réalisation du recess par attaque du Cap Layer.

Vient ensuite une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (nid), appelée "Spacer". Cette couche permet d'accroître la séparation spatiale entre électrons et impuretés, et donc de réduire les interactions à distance électrons-impuretés.

La couche suivante, constituée de matériau à petit gap non intentionnellement dopé, est la plus importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, et assure en grande partie la conduction du courant.

Enfin, vient le substrat semi-isolant qui sert de support à la structure.

Il est à remarquer que certaines couches peuvent être intercalées dans la structure, afin d'améliorer le fonctionnement du transistor. Ainsi, l'utilisation d'un buffer entre le substrat et le puits permet de réduire l'injection de porteurs vers le substrat. La présence d'une couche de matériau à grand gap nid juste sous la métallisation de grille permet l'obtention d'une meilleure barrière de Schottky.

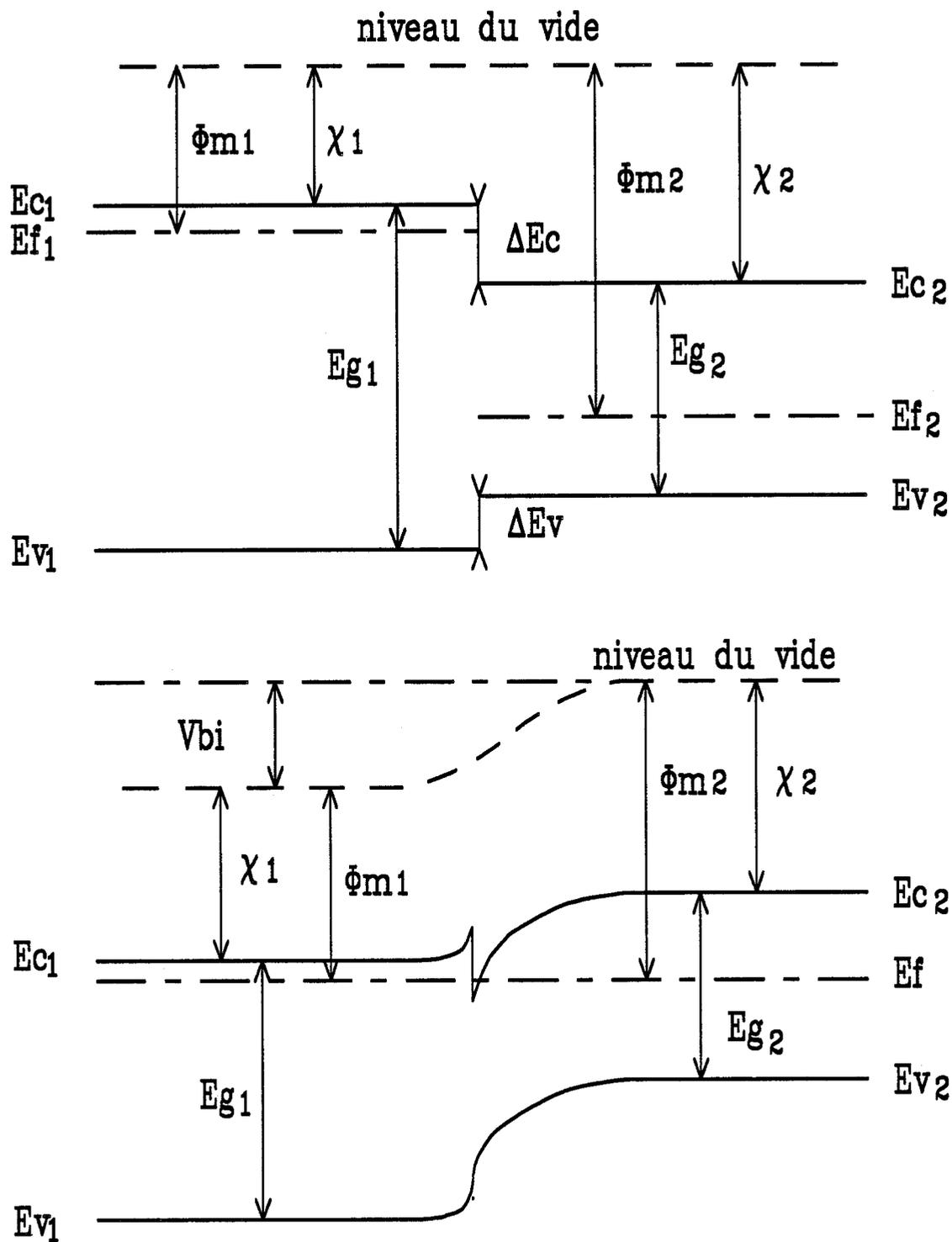


Figure I.2 : Modèle d'Anderson d'une hétérojonction.

112- Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du T.E.G.F.E.T. est basé sur la modulation de la conductance entre deux contacts ohmiques appelés "Source" et "Drain", par l'action électrostatique d'une électrode de commande, dénommée "Grille". La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le semiconducteur, et donc au courant entre la source et le drain.

Dans le cas du T.E.G.F.E.T, la juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux, encore appelée "hétérojonction", qui permet la séparation spatiale des impuretés donneuses et des électrons libres. En effet, les électrons de la couche dopée transfèrent vers le matériau à petit gap, pour y former une couche d'accumulation. Ces porteurs accumulés à l'interface dans un matériau non intentionnellement dopé ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent alors atteindre des vitesses importantes.

Afin d'améliorer les performances fréquentielles des T.E.G.F.E.T., il convient d'utiliser des structures à grille courte, associées à des matériaux présentant de bonnes mobilités, de façon à réduire le temps de transit entre la source et le drain.

113- L'hétérojonction à l'équilibre

Des études de la couche d'accumulation d'une hétérojonction ont montré que les électrons qui la constituent, ont un mouvement quasi-bidimensionnel [3], ce qui signifie que ces électrons peuvent se déplacer uniquement dans un plan parallèle à celui de l'hétérojonction. L'énergie cinétique dans la direction transverse est quantifiée et ne peut prendre qu'une suite discrète de valeurs.

Le modèle le plus couramment utilisé pour le calcul de la structure de bande d'une hétérojonction est celui élaboré par ANDERSON [4], basé sur l'alignement des niveaux de Fermi. La différence de gap entre les deux matériaux utilisés entraîne l'apparition d'une discontinuité de bande de conduction ΔE_c , et la formation d'un puits de potentiel près de l'interface, comme nous le montre la figure I.2. Les électrons qui transfèrent du matériau à grand gap vers celui à petit gap s'accumulent dans le puits, de largeur très faible, où leur mouvement est régi par la mécanique quantique.

Les résultats de ces études sont les suivants :

- La composante du vecteur d'onde transverse à l'interface k_{\perp} est quantifiée et prend des valeurs discrètes correspondant aux énergies propres ϵ_i .

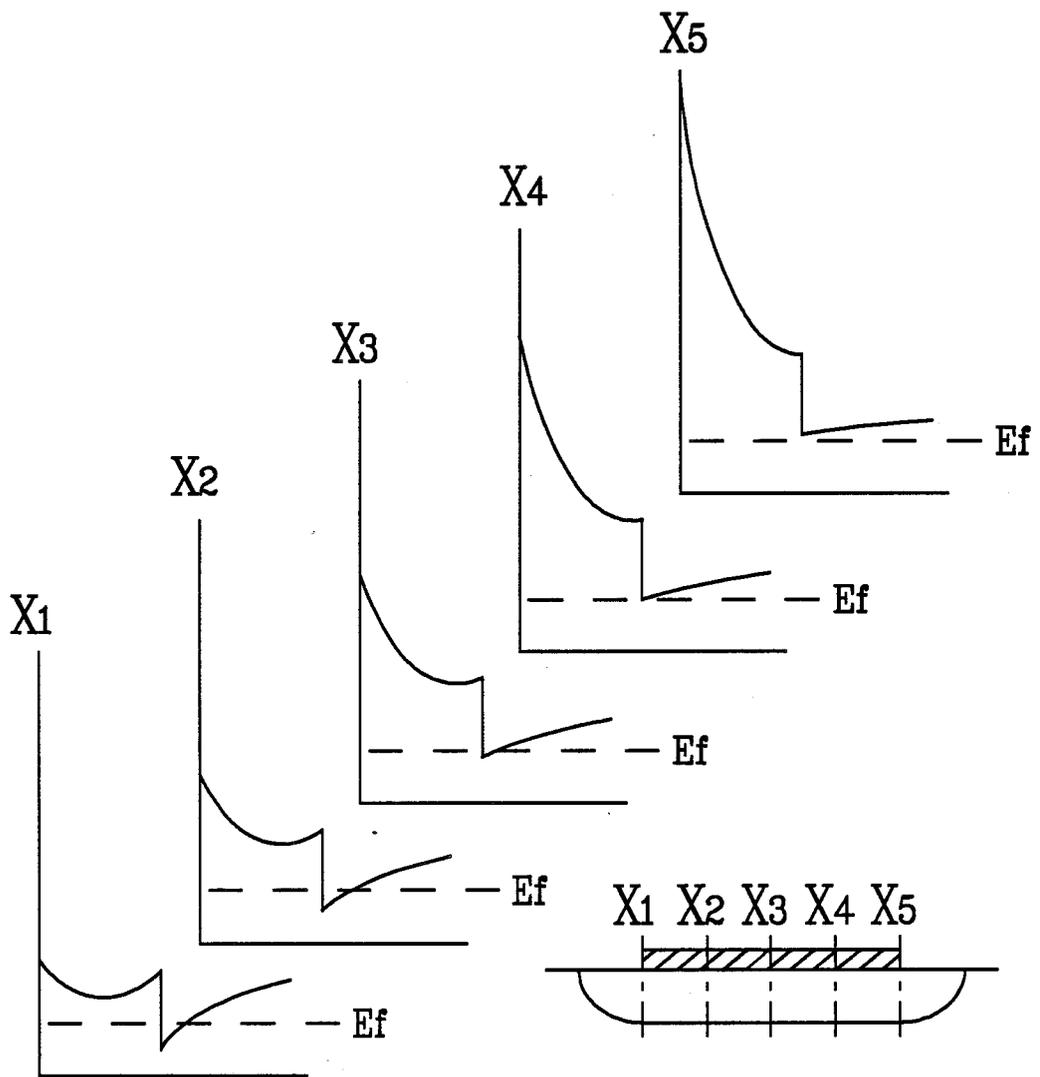


Figure I.3 : Evolution de la forme du puits de potentiel sous la grille.

- La composante parallèle du vecteur d'onde $k_{//}$ est, quant à elle, quasi-continue.

L'énergie d'un électron peut alors s'écrire :

$$(I-1) \quad \epsilon = \epsilon_{\perp} + \epsilon_{//} = \epsilon_i + \epsilon_{//,i}$$

où ϵ_i est l'énergie du fond de la sous-bande n°i et $\epsilon_{//,i}$ la relation de dispersion décrivant cette sous-bande. Si nous admettons que les sous-bandes sont paraboliques et qu'elles ont la même masse effective, alors :

$$(I-2) \quad \epsilon = \epsilon_i + \left[\frac{h}{2 \cdot \Pi} \right]^2 \cdot \frac{k_{//}^2}{2m^*}$$

Dans cette expression, les niveaux d'énergie ϵ_i forment une suite discrète finie correspondant aux états liés du puits. Toutefois, il existe également des états du continuum pour les énergies supérieures au bord du puits. L'électron qui se trouve dans un de ces états est délocalisé et son mouvement doit être considéré comme tridimensionnel.

Voyons maintenant les modifications apportées au puits de potentiel et à l'état des électrons, lorsqu'un champ électrique extérieur est appliqué.

114- L'hétérojonction polarisée

Dans un T.E.G.F.E.T., l'application d'une différence de potentiel entre les contacts de drain et de source induit un champ électrique accélérateur parallèle au plan de l'interface, et entraîne un mouvement de dérive des porteurs. Cependant, le courant ainsi transporté, est dû, non seulement aux porteurs accumulés à l'hétérojonction, mais aussi à ceux qui sont restés dans la couche supérieure fortement dopée. Afin d'éviter une conduction dans cette couche dopée et bénéficier pleinement du transport dans la couche intrinsèque, il convient de désertir totalement la couche supérieure par le potentiel de grille. Ainsi, la commande de grille agit directement sur les porteurs accumulés à l'interface et modifie la forme du puits de potentiel.

De plus, comme nous pouvons le voir sur la figure I.3, la forme du puits de potentiel évolue sensiblement entre le début et la fin de grille. Sous l'effet du champ électrique, cette évolution se caractérise par un élargissement, et même une disparition du puits de potentiel, accompagné d'une diminution de la densité de porteurs accumulés à l'interface, accentuant ainsi les effets non stationnaires.

En sortie de grille, les électrons sont fortement échauffés par le champ électrique, et peuvent passer dans un état du continuum, où leur mouvement redevient tridimensionnel. Si leur énergie est suffisante pour franchir la barrière de potentiel ΔE_c , ils peuvent alors transférer vers le matériau à grand gap. Ce phénomène est appelé "transfert dans l'espace réel".

Comme nous venons de le voir, bien que le fonctionnement du T.E.G.F.E.T. soit basé sur un principe simple, il met en jeu des phénomènes complexes qui dépendent d'un nombre important de paramètres technologiques. C'est pourquoi, un outil de modélisation est nécessaire afin de mieux comprendre le fonctionnement du composant, et d'en optimiser la structure, en vue d'obtenir les meilleures performances.

12- Les différentes modélisations envisageables

121- Modèles analytiques

Les modèles analytiques sont chronologiquement les premiers élaborés et ont pour base l'analyse théorique du transistor à effet de champ due à SHOCKLEY [5], à laquelle ont été ajoutés, de façon phénoménologique, divers effets faisant appel à un certain nombre de paramètres ajustables. Ils permettent l'obtention rapide, peu coûteuse en temps calcul, des éléments du schéma équivalent. Ils sont essentiellement utilisés pour l'optimisation rapide de composants, ou pour le contrôle en cours de réalisation technologique [6]. Cependant, de tels modèles ne permettent pas une approche fine du fonctionnement interne du composant.

122- Modèles physiques

Ce type de modèles peut être classé selon deux catégories : les modèles unidimensionnels et les modèles bidimensionnels.

- Les modèles unidimensionnels reposent sur la résolution, suivant une direction parallèle à l'interface, des équations de Poisson et de Boltzmann. Les effets bidimensionnels peuvent y être introduits de manière phénoménologique, ainsi que la quantification à l'aide de lois analytiques déduites des résultats self-consistants [7], que nous aborderons au cours du deuxième chapitre. De par leur coût calcul raisonnable, ces modèles sont appréciables pour une étude systématique des composants.

- Les modèles bidimensionnels sont basés sur la résolution couplée de l'équation de Poisson à deux dimensions et, selon les cas, des équations

de transport de type hydrodynamique, ou d'une description particulière de type Monte-Carlo.

En ce qui concerne les modèles hydrodynamiques développés par CURTICE [8], COOK [9] et IBRAHIM [10], ils utilisent la résolution bidimensionnelle des équations de conservation du nombre de particules, du moment et de l'énergie totale, et sont applicables, après adaptation, à la simulation de T.E.G.F.E.T. [11]. Les effets de quantification peuvent y être pris en compte de façon simplifiée [12], ou y être négligés [13].

Les modèles particuliers de type Monte-Carlo, mis au point par HOCKNEY, WARINER, REISER [14, 15] et repris dans de nombreux travaux [16-19], ont pour idée de suivre, dans le temps, un ensemble de porteurs dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. Cette approche, tenant compte des différentes interactions avec leur probabilité respective, est très rigoureuse car elle constitue une solution exacte de l'équation de transport de Boltzmann. La quantification peut y être introduite, mais la complexité des calculs des probabilités d'interactions entraîne des surcoûts en calcul très importants.

13- Modèle retenu

Le but de notre travail étant l'étude complète du comportement et des performances de T.E.G.F.E.T. utilisant les matériaux AlInAs et GaInAs adaptés en maille sur InP, notre choix s'est porté sur un modèle particulier de type Monte-Carlo. En effet, l'approche très physique de cette procédure nous donne accès, non seulement à toutes les grandeurs microscopiques internes au composant, mais aussi aux caractéristiques électriques de sortie. Grâce aux grandeurs microscopiques, il est possible de mieux comprendre les mécanismes physiques régissant le fonctionnement du composant, et d'estimer les performances des dispositifs simulés, à l'aide des caractéristiques de sortie.

Diverses études, tant théoriques [20] qu'expérimentales [21], ayant montré qu'à température ambiante, le transport électronique (vitesse, mobilité) dans un gaz bidimensionnel est sensiblement identique à celui du matériau en volume, nous avons choisi pour notre modèle, de négliger la quantification qui, comme nous l'avons signalé plus haut, entraîne un surcoût calcul important. Toutefois, nous devons toujours veiller à ce que la validité du modèle soit assurée, c'est à dire que le composant soit dominé par une dynamique d'électrons chauds, à une température de fonctionnement pas trop basse.

2- RAPPELS SUR LA METHODE DE MONTE-CARLO

Nous venons de voir que les équations de Poisson et de transport de Boltzmann constituent les éléments de base pour la modélisation de composants. Au cours des prochaines parties, nous décrirons les points essentiels nécessaires à la résolution de ces deux équations que sont, la méthode de Monte-Carlo pour l'équation de transport, et la technique employée pour résoudre l'équation de Poisson à deux dimensions. Enfin, nous aborderons l'aspect composant en examinant les différentes conditions aux limites, tant électriques que géométriques.

21- Principe de la méthode

211- Principe général

La méthode de Monte-Carlo consiste à suivre, simultanément dans le temps, un ensemble de particules dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. Le mouvement d'une particule est décrit par une succession de vols libres, entrecoupés d'interactions que nous supposerons instantanées.

Pendant les phases de vol libre, les forces extérieures appliquées agissent sur la particule de façon déterministe, et leur action se traduit par une variation du vecteur d'onde de la particule, définie par la relation suivante :

$$(I-3) \quad \frac{\vec{dk}}{dt} = \frac{\vec{F}_{\text{ext}}}{(h/2\pi)}$$

dans laquelle \vec{F}_{ext} est une force extérieure qui résulte soit d'un champ électrique, soit d'un champ magnétique, ou d'une combinaison des deux.

Les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par des lois de probabilités $S_i(k,k')$. Leur effet stochastique modifie le vecteur d'onde de la particule et éventuellement son énergie si l'interaction mise en jeu est inélastique. Par définition, $S_i(k,k')$ est la densité de probabilité de transition d'un état k à un état k' , pour le mécanisme d'interaction indicé i . Ce caractère probabiliste est introduit par une procédure de tirage au sort, d'où le nom de la méthode de Monte-Carlo.

La connaissance du nouveau vecteur d'onde \vec{k} et de la structure de bande $\epsilon(\vec{k})$ permet la détermination de la vitesse instantanée du porteur par la relation :

$$(I-4) \quad \vec{v} = \frac{1}{(h/2\pi)} \cdot \frac{\vec{\delta\varepsilon(k)}}{\vec{\delta(k)}}$$

et de sa position, par intégration de la vitesse :

$$(I-5) \quad \vec{r} = \int_0^t \vec{v}(t') dt' + \vec{r}_0$$

212- Discrétisation régulière dans le temps

La méthode de Monte-Carlo que nous employons diffère de la méthode classique dite "Self-Scattering" [32] dans la mesure où elle utilise une discrétisation régulière dans le temps, par pas de durée dt . En effet, lorsque nous simulons un composant, nous avons besoin de connaître les caractéristiques de vitesse, d'énergie et de position de toutes les particules à un instant précis, afin de pouvoir effectuer la résolution de l'équation de Poisson.

Pour chaque pas de simulation, nous faisons donc subir à chaque particule un vol libre de durée dt , sous l'effet du champ électrique local. A l'issue de ce vol libre, un tirage aléatoire nous permet de savoir si le porteur doit subir une interaction ou non, et si cela est le cas, un second tirage au sort détermine son nouveau vecteur d'onde. Ainsi, à l'issue de chaque pas de temps, nous sommes en mesure de connaître l'état de tous les porteurs et de calculer, par résolution de l'équation de Poisson, le champ électrique local en tous points de la structure, champ qui sera appliqué au pas de temps suivant.

Cependant, il convient de signaler que la validité de cette méthode n'est assurée que lorsque le pas de temps dt est suffisamment petit devant le temps de libre parcours moyen. C'est pourquoi une procédure automatique se charge de corriger le pas dt , si cela s'avère nécessaire.

22- Modélisation des matériaux III-V

La méthode de Monte-Carlo nécessite une bonne connaissance des caractéristiques des matériaux, et particulièrement, de la bande de conduction, ainsi que, comme nous venons de le voir, des différentes interactions subies par les électrons au sein du réseau cristallin.

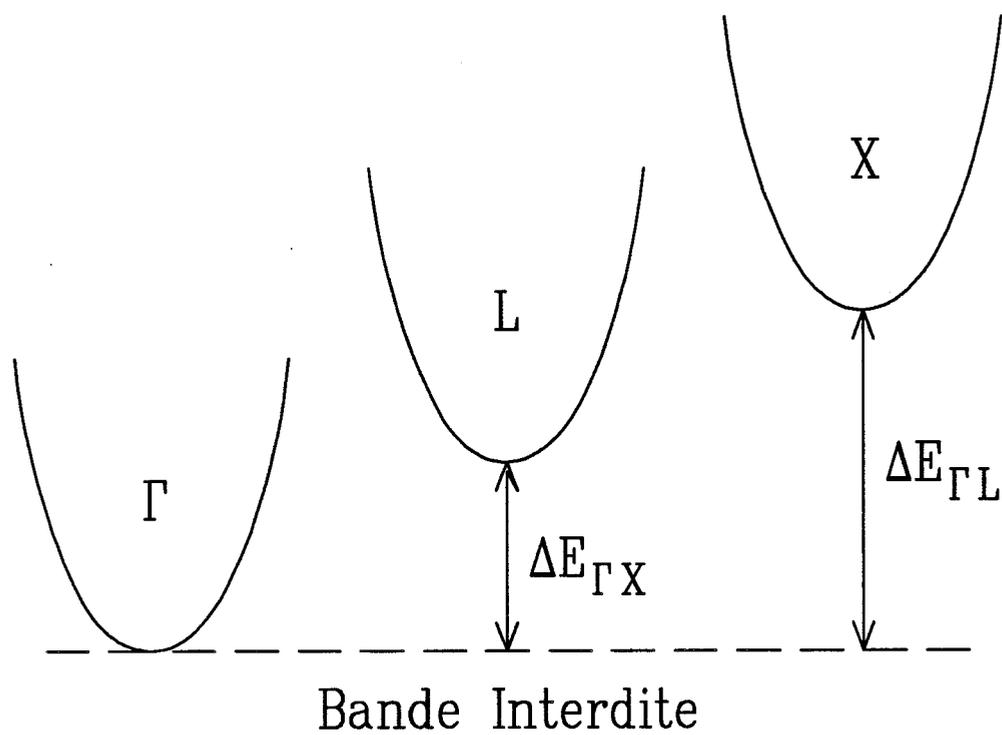


Figure I.4 : Structure de bande de conduction utilisée pour les matériaux III-V.

221- Structure de bande

Le modèle utilisé est celui défini par LITTLEJOHN pour le GaAs, qui fait intervenir trois types de vallées (Γ , L, X) isotropes et non paraboliques, que nous avons représentées sur la figure I.4.

La relation liant le vecteur d'onde et l'énergie cinétique référencée par rapport au fond de la vallée considérée, est la suivante :

$$(I-6) \quad \varepsilon (1 + \alpha_i \varepsilon) = \frac{(\hbar/2\pi)^2 |\vec{k}|^2}{2 m_i^*}$$

où α_i est le coefficient de non parabolicité et m_i^* la masse effective de l'électron au fond de la vallée i.

222- Interactions utilisées dans le modèle

Les interactions prises en compte dans le modèle sont les suivantes :

- Optique polaire
- Acoustique
- Piézoélectrique
- Intervallées
- Optique non polaire
- Impuretés ionisées
- Interaction d'alliage (pour les matériaux composés).

Les expressions des probabilités de ces différentes interactions, ainsi que leur mise en oeuvre, sont décrites en détail dans les thèses de A. KASZYNSKI [22] et J.L. THOBEL [19] pour l'interaction d'alliage.

23- Validité du modèle

Le modèle, tel que nous venons de l'exposer, est apte à décrire la dynamique des électrons dans les matériaux III-V. Cependant, un certain nombre d'approximations y sont introduites, et il convient de les préciser à ce stade de l'étude.

Pour les énergies élevées, la structure de bande de conduction que nous utilisons ne reflète pas exactement la réalité. En effet, lors du passage d'un électron d'une vallée indicée i à une vallée d'indice j ($i, j = \Gamma, L, X$), la bande de conduction présente une valeur maximale dont nous ne tenons pas compte. Ceci implique une limite de validité du modèle dans le cas de champs très forts.

Certaines interactions sont traitées dans un cadre approximatif. Ainsi, les interactions acoustiques et piézoélectriques sont considérées élastiques, alors que pour le GaAs par exemple, l'énergie du phonon échangé avec le réseau est plus faible que celle du phonon optique [23]. A faible champ et à basse température, cette approximation peut s'avérer ennuyeuse, dans la mesure où les échanges énergétiques avec le réseau cristallin ne sont pas correctement rendus.

L'interaction sur impuretés est, elle aussi, traitée de façon approximative dans le cadre du modèle de BROOKS-HERRING [24].

Différentes interactions sont, quant à elles, complètement négligées. C'est le cas de l'interaction électron-électron qui nécessite la connaissance de la fonction de distribution $f(k)$ [25], difficile à mettre en oeuvre dans le modèle. Cependant, des études concernant le GaAs [26] ont permis de montrer que seule la forme de la fonction de distribution est affectée et non la vitesse moyenne.

Le fait de supposer que tous les donneurs soient ionisés, nous conduit à négliger l'interaction sur impuretés neutres. La prise en compte de celle-ci exige de connaître la position du niveau de Fermi, grandeur à laquelle nous n'avons pas directement accès, pour le calcul du nombre de porteurs ionisés.

Enfin, nous considérons que :

- les interactions sur phonons sont non écrantées,
- la population des phonons est en équilibre thermique à la température du réseau,
- les effets du principe d'exclusion de PAULI sont négligeables,

- les phénomènes d'ionisation par choc ne sont pas pris en compte, ce qui peut s'avérer être une approximation relativement sévère dans le cas de AlInAs/GaInAs.

Cependant, malgré les approximations, le modèle permet de décrire le transport électronique dans une très grande majorité de cas. Son domaine de validité peut être qualitativement défini de la manière suivante :

- une température électronique supérieure à celle du phonon optique polaire,
- des champs électriques raisonnables,
- une concentration de dopant suffisamment faible, afin que les impuretés soient toutes ionisées.

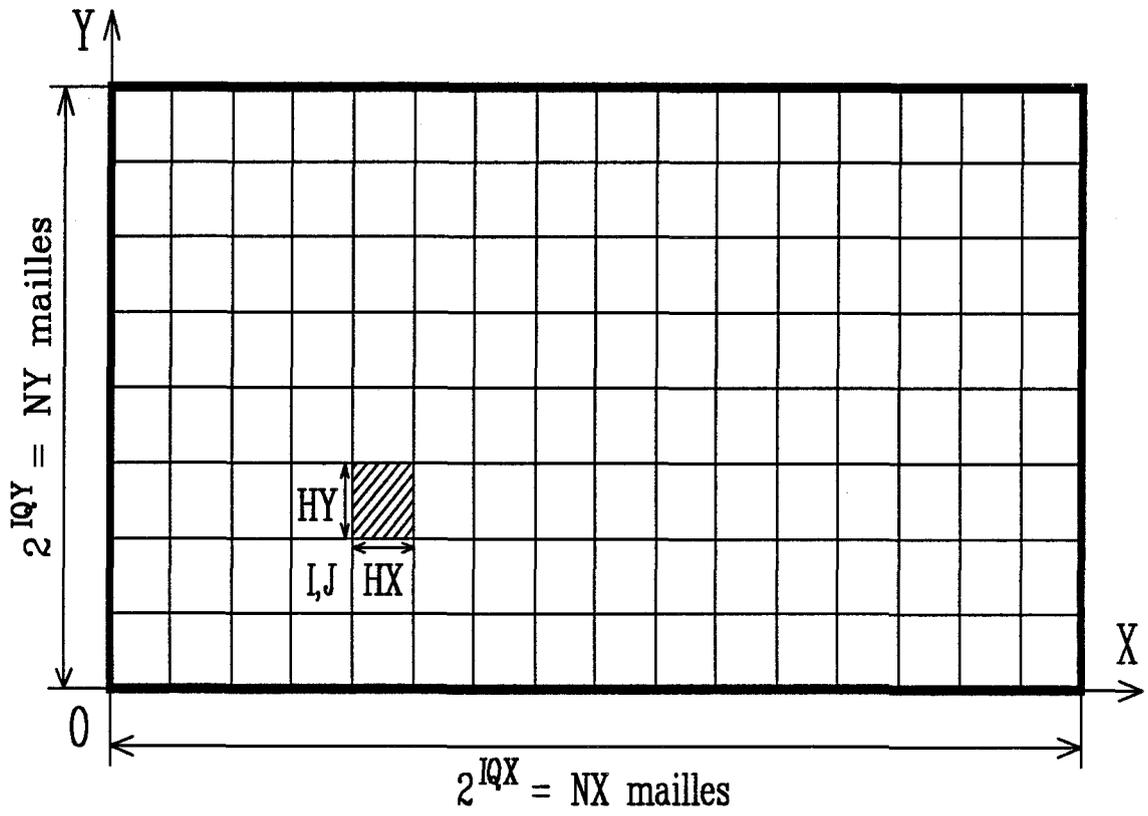


Figure I.5 : Configuration de la structure et notations utilisées.

3- RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON

La réduction des dimensions des composants, maintenant largement submicroniques, implique une importance croissante des effets de bords de chaque côté de la grille, et une injection de porteurs en profondeur vers le substrat. Ces phénomènes qui sont de nature purement bidimensionnelle, nécessitent une résolution à deux dimensions de l'équation de Poisson, afin de connaître en chaque point du composant, le champ électrique que subissent les porteurs.

31- Technique et domaine de résolution

311- Technique de résolution

L'intégration de l'équation de Poisson par la méthode des différences finies implique la résolution d'un système d'équations linéaires fournissant la solution de cette équation. Nous utilisons la méthode F.A.C.R. (Fourier Analysis Cyclic Reduction) élaborée par R.W. HOCKNEY [27], et reprise par M. PERNISEK [16], qui nous fournit une solution exacte et rapide de l'équation de Poisson, par transformation du système d'équations matricielles en un système d'équations arithmétiques des harmoniques.

312- Domaine de résolution

Compte tenu de l'utilisation de la méthode des différences finies et de la schématisation rectangulaire des transistors, la région de calcul de l'équation de Poisson doit être un rectangle. De plus, l'algorithme utilisant une procédure de transformée de Fourier rapide, la discrétisation de la structure en mailles élémentaires impose à ce nombre de mailles d'être une puissance de deux, dans les directions O_x et O_y . La figure I.5 représente la configuration de la structure résolue, où sont indiquées les notations utilisées.

32- Conditions aux limites

Les conditions aux limites sur les faces de la structure peuvent être de trois types :

- Conditions de DIRICHLET : le potentiel est imposé,
- Conditions de NEUMANN : la composante du champ électrique perpendiculaire à la face considérée est nulle,

- Conditions périodiques : le potentiel suivant l'axe Ox (Resp. Oy) est périodique, de période égale à la dimension du rectangle suivant Ox (Resp. Oy).

Si nous imposons un type de condition sur les faces verticales et un second type sur les faces horizontales, les conditions aux limites sont dites "homogènes". Il existe donc neuf configurations possibles pour obtenir des conditions homogènes.

L'appel de la procédure informatique POT1 [31] permet de résoudre l'équation de Poisson dans ces cas de conditions aux limites homogènes, et pour un milieu uniforme de permittivité ϵ .

Toutefois, il est clair que ce type de structure ne reflète pas un cas réaliste de composant. En effet, un transistor est composé de plusieurs électrodes dont le potentiel est fixé, et de milieux de permittivité différente, par exemple plusieurs matériaux, mais aussi l'air ou un diélectrique dans le cas de structures recessées, donnant naissance à des conditions aux limites non homogènes. La solution de l'équation de Poisson pour de telles structures peut être obtenue en effectuant plusieurs appels à la procédure POT1, et en utilisant la "méthode de la matrice de capacité" développée par R.W. HOCKNEY [28], reprise par M. PERNISEK [29], et dont nous allons rappeler le principe.

33- Rappels sur la méthode de la matrice de capacité

Comme nous venons de le souligner, la simulation de transistors implique l'utilisation de conditions aux limites non homogènes. Ceci signifie que nous imposons sur une partie du contour du domaine d'intégration, ou sur un contour intérieur à ce domaine, des conditions sur le potentiel et/ou sur le champ électrique.

La philosophie générale de la méthode de la matrice de capacité consiste à superposer des charges induites par les conditions aux points d'électrodes et d'interfaces diélectriques, aux charges volumiques dans la structure, sur ces mêmes points. Pour cela, nous distinguons deux catégories de conditions aux limites non homogènes :

- Les conditions non homogènes externes qui correspondent à la présence d'électrodes au sommet ou à la base du domaine d'intégration de l'équation de Poisson, et dont les potentiels sont imposés.

- Les conditions non homogènes internes qui, elles, correspondent à la présence d'électrodes internes au domaine et sur ses faces latérales, dont nous imposons les potentiels, et/ou d'interfaces diélectriques pour lesquelles des conditions sur le champ électrique sont requises.

331- Introduction des conditions non homogènes externes

Si Q est le vecteur charge créé par les charges volumiques en n points d'électrodes (figure I.6), un premier appel à la procédure POT1 nous fournit le vecteur potentiel V de ces n points. Or, les potentiels et les charges sur les électrodes peuvent être reliés par la matrice de capacité C_b , par la relation :

$$(I-7) \quad Q = C_b \cdot V$$

Si V_s est le vecteur potentiel désiré, et que nous avons imposé, alors le vecteur charge induite nécessaire à corriger le vecteur potentiel est donné par :

$$(I-8) \quad \Delta q = C_b \cdot \Delta V \quad \text{avec} \quad \Delta V = V_s - V$$

Une fois la correction sur le vecteur charge effectuée $Q' = Q + \Delta q$, une seconde résolution de l'équation de Poisson permet de trouver le vecteur potentiel respectant les conditions aux limites.

La détermination de la matrice de capacité C_b consiste à placer une charge unité sur un des n points d'électrodes (zéro sur les autres points), et à résoudre successivement l'équation de Poisson, en déplaçant cette charge sur les n points. Les valeurs successives de potentiel sur les points d'électrodes constituent une rangée de la matrice inverse de C_b qui ne dépend que de la géométrie des électrodes considérées. Il suffit donc de calculer cette matrice une seule fois, et de l'inverser pour obtenir C_b .

332- Introduction des conditions non homogènes internes

La philosophie générale reste la même que précédemment et consiste à superposer des charges induites aux points où des conditions de potentiel et/ou de champ électrique sont à respecter. Nous présentons les différentes notations utilisées sur la figure I.7.

Soit m points d'électrodes internes sur lesquelles le potentiel est imposé, et p points d'interface où nous avons à respecter des conditions sur le champ électrique. Si nous plaçons une charge unité sur un des m points d'électrodes et zéro partout ailleurs, en résolvant l'équation de Poisson et en balayant tous les points d'électrodes, nous avons accès aux matrices de potentiel

- sur l'électrodes : C_{EE}
- sur l'interface : $C_{E\Phi}$
- sur la ligne supérieure : $C_{E\Phi_s}$
- sur la ligne inférieure : $C_{E\Phi_i}$

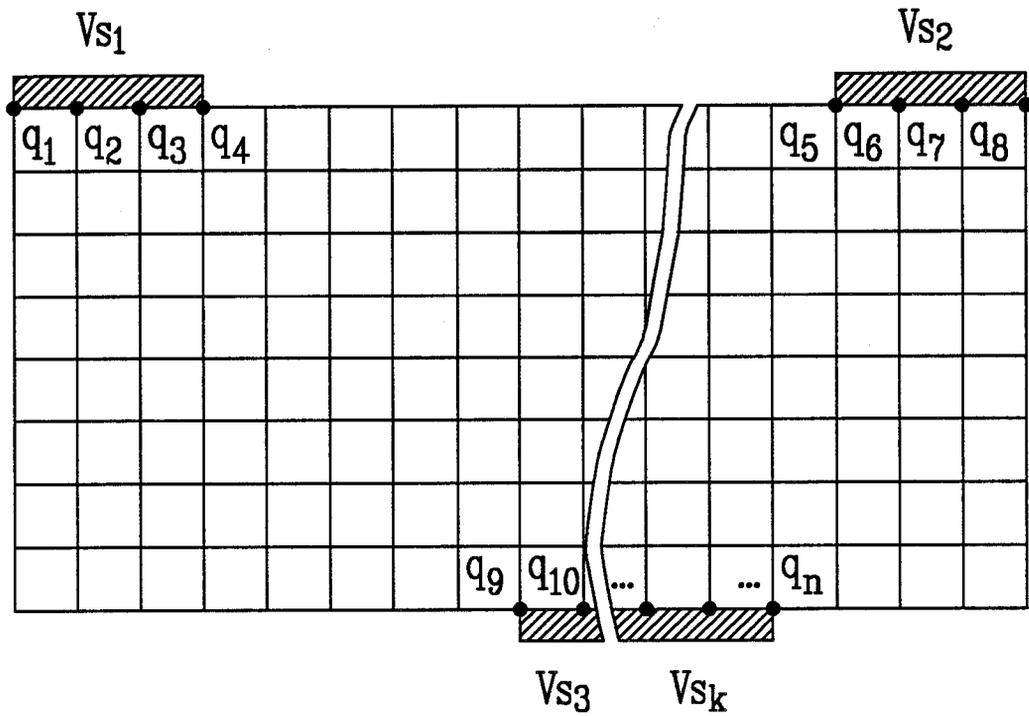


Figure I.6 : Définition des grandeurs pour les conditions non homogènes externes.

$$Q = [Q_i], i=1,n \text{ et } V_s = [V_{s_j}], j=1,k$$

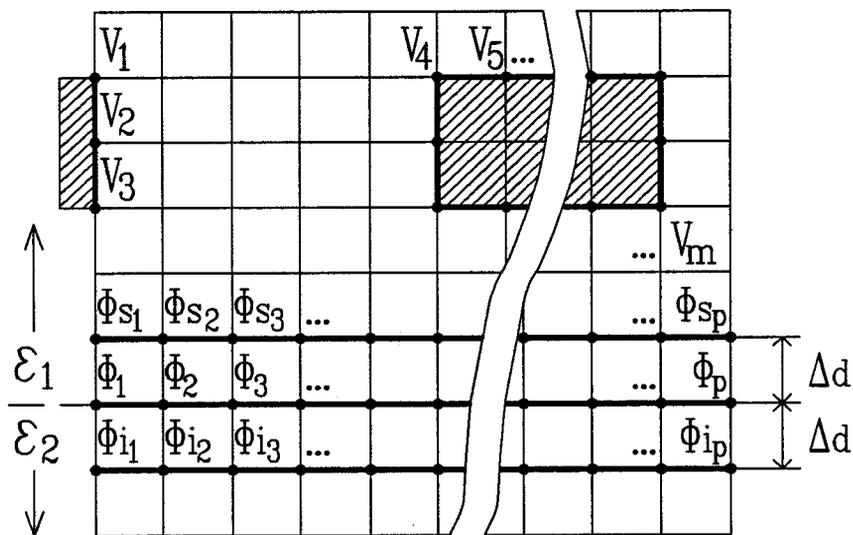


Figure I.7 : Définition des grandeurs pour les conditions non homogènes internes.

V, Φ, Φ_s, Φ_i sont respectivement les vecteurs potentiel pour les points d'électrodes, de l'interface, de la ligne supérieure et inférieure à l'interface.

ϵ_1 et ϵ_2 sont les permittivités des milieux.

Δd est le pas de discrétisation suivant Oy .

Si nous procédons de façon similaire avec les p points d'interface, nous déterminons quatre nouvelles matrices : C_{IE} , $C_{I\Phi}$, $C_{I\Phi_s}$, $C_{I\Phi_i}$.

La condition de passage à l'interface s'écrit :

$$(I-9) \quad \frac{\epsilon_1 (\phi_s - \phi)}{\Delta d} - \frac{\epsilon_2 (\phi - \phi_i)}{\Delta d} = \sigma$$

où σ est le vecteur de charge surfacique sur l'interface et Δd le pas de discrétisation suivant Oy . Si le vecteur potentiel V imposé pour tous les points d'électrodes est V_0 , alors les conditions à vérifier sont :

$$(I-10) \quad V = V_0$$

$$(I-11) \quad \phi = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \phi_s + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \phi_i - \frac{\Delta d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sigma$$

Une première résolution de l'équation de Poisson, ne tenant compte que des charges volumiques, nous donne accès aux V' , ϕ' , ϕ'_s et ϕ'_i . Une correction des vecteurs charge par les vecteurs charges induites Δq_E sur les électrodes et Δq_I sur les interfaces, nous permet d'obtenir les nouveaux vecteurs potentiel :

$$(I-12) \quad \left\{ \begin{array}{l} V = V' + \Delta_{qE} C_{EE} + \Delta_{qI} C_{IE} \\ \phi = \phi' + \Delta_{qE} C_{E\Phi} + \Delta_{qI} C_{I\Phi} \\ \phi_s = \phi'_s + \Delta_{qE} C_{E\Phi_s} + \Delta_{qI} C_{I\Phi_s} \\ \phi_i = \phi'_i + \Delta_{qE} C_{E\Phi_i} + \Delta_{qI} C_{I\Phi_i} \end{array} \right.$$

Un calcul simple montre que les conditions (I-10) et (I-11) sont vérifiées si

$$(I-13) \quad \left[\begin{array}{cc} C_{EE} & C_{IE} \\ C_{E\Phi} - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{E\Phi_s} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{E\Phi_i} & C_{I\Phi} - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{I\Phi_s} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{I\Phi_i} \end{array} \right] \cdot \begin{bmatrix} \Delta q_E \\ \Delta q_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}$$

avec

$$A_1 = V_0 - V'$$

$$A_2 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \phi_S + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \phi_I - \frac{\Delta d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sigma$$

que nous pouvons encore écrire :

$$(I-14) \quad \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = C \begin{bmatrix} \Delta q_E \\ \Delta q_I \end{bmatrix}$$

La matrice C n'est autre que l'inverse de la matrice de capacité, qui est une matrice carrée, non symétrique, d'ordre $m + p$. Celle-ci ne sera calculée qu'une seule fois puisqu'elle ne dépend que de la géométrie de la structure.

Nous venons de présenter la manière de calculer la matrice de capacité, dans le cas des conditions non homogènes internes, en supposant que nous n'avions pas de condition non homogènes externes à respecter. Si des conditions non homogènes externes sont à prendre en compte, le principe de calcul reste identique. Toutefois, il faut appliquer et respecter des valeurs nulles à ces dernières, en utilisant la procédure présentée dans le paragraphe précédent.

333- Cas singuliers

Les cas singuliers sont définis lorsque les conditions homogènes sont constituées uniquement à partir des conditions périodiques et de NEUMANN (quatre au total). La mise en oeuvre de la méthode pour traiter ces cas singuliers étant détaillée par ailleurs [29], nous nous limiterons ici à en présenter le principe général.

Lorsque le choix des conditions homogènes constitue un cas singulier, la solution de l'équation de Poisson n'existe que si la charge totale est nulle. Il est alors nécessaire d'ajouter une quantité E à la valeur du potentiel sur la base du rectangle, de façon à ce que la charge totale, incluant toutes les charges induites, soit nulle. Pour cela, il est nécessaire de connaître les variations de potentiel, sur les électrodes et les interfaces, qu'entraîne une variation d'une unité de la quantité E . Connaissant la variation du vecteur potentiel, nous pouvons en déduire les vecteurs charges induites qui permettent d'assurer la nullité de la charge totale, et ainsi obtenir la solution exacte de l'équation de Poisson.

Un organigramme général de la procédure de calcul de l'équation de Poisson est présenté sur la figure I.8.

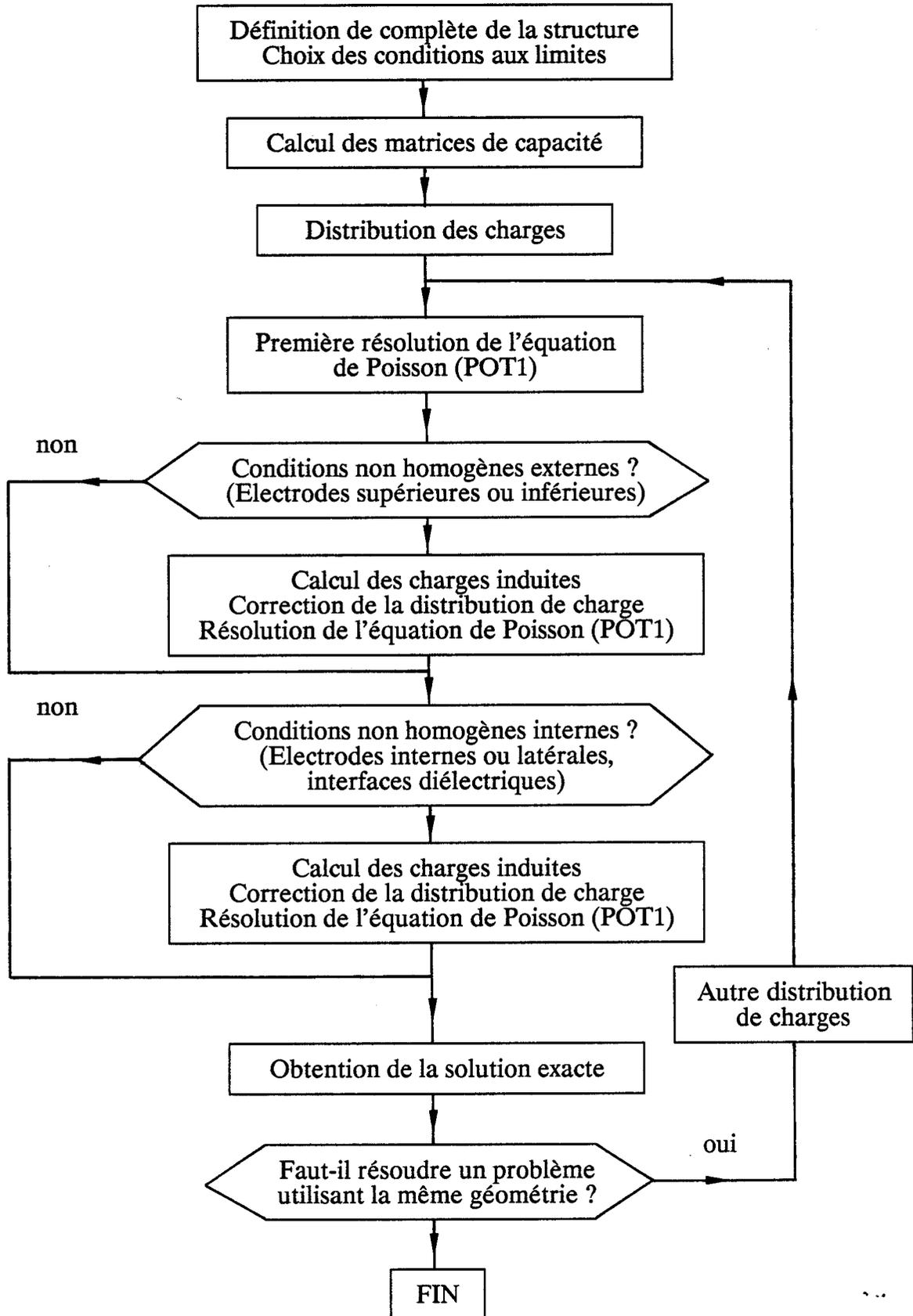


Figure I.8 : Organigramme de la résolution de l'équation de Poisson.

4- MODELISATION BIDIMENSIONNELLE DE COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS PAR LA METHODE DE MONTE-CARLO

La modélisation bidimensionnelle de composants nécessite l'adjonction de conditions supplémentaires, afin de compléter la description de la dynamique des porteurs au sein de la structure. Nous serons ainsi amenés, au cours de cette partie, à décrire les conditions aux limites géométriques, c'est à dire les conditions sur les surfaces libres, le recess, les contacts, mais aussi le franchissement des hétérojonctions par les porteurs. Nous finirons en présentant un organigramme général du programme de simulation.

41- Conditions sur les surfaces libres

La collision des porteurs avec les surfaces libres qui représentent les limites géométriques de la structure, est traitée comme une interaction supplémentaire n'intervenant qu'au voisinage de ces surfaces. L'analogie avec l'optique géométrique permet de considérer une surface libre comme un miroir parfait. La vitesse d'un porteur subissant une collision, considérée élastique, avec une surface, est donc réfléchié avec un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence. La réflexion est alors dite "spéculaire".

L'inconvénient majeur de cette procédure réside dans le fait que l'interaction intervient, si nécessaire, à l'issue d'un vol libre de durée constante, égale à dt , ce qui a pour effet d'introduire une légère erreur dans le bilan énergétique de l'électron. Pour rectifier cette erreur, nous calculons l'instant d'impact avec la surface et nous corrigeons son vecteur d'onde sur le reste du pas de temps, qui correspond au temps de vol libre après l'impact. Nous connaissons alors les nouvelles caractéristiques de l'électron telles que son vecteur d'onde, son énergie, sa vitesse et par conséquent sa position.

La réflexion spéculaire constitue alors une approximation acceptable qui ne perturbe pas la dynamique moyenne des porteurs, et que nous appliquerons dans tous les cas de collision avec une interface (recess, hétérojonctions, limites géométriques).

42- Conditions aux contacts

421- Contacts ohmiques de source et de drain

Dans les composants réels, la présence de régions très fortement dopées assure l'ohmicité des contacts. La prise en compte de la totalité de ces zones dans la modélisation nous conduirait à simuler un nombre très important de particules. Afin de limiter le nombre de particules simulées, et par conséquent le temps de simulation, nous utilisons une modélisation simplifiée qui consiste à définir des régions voisines des contacts, dans lesquelles nous imposons à la densité de porteurs d'être constante et égale au dopage. Cette condition implique que des particules peuvent y être créées ou supprimées. Lors de la création de particules dans ces zones, leur état initial est déterminé selon la statistique de Maxwell-Boltzmann, c'est à dire à l'équilibre thermodynamique.

422- Contact Schottky de grille

Dans la gamme usuelle de polarisation des T.E.G.F.E.T., l'effet répulsif de la grille interdit quasiment aux électrons d'accéder à ce contact. Cependant, si un électron y arrive, nous lui faisons subir une réflexion spéculaire, et négligeons ainsi le courant grille.

Dans le cas où la polarisation de grille est suffisamment positive, il faudrait tenir compte de l'existence de ce courant grille. Une première approche mise au point pour la simulation de composants de type M.I.S.F.E.T. [30], consiste à collecter les porteurs qui arrivent au contact de grille. Toutefois, la réalité est plus complexe de par la nature quantique des électrons, qui met en jeu des phénomènes de transmission / réflexion et d'effet tunnel.

43- Conditions de franchissement des hétérojonctions [19]

Le franchissement des hétérojonctions, qui sont décrites par une barrière de potentiel ΔE_c , se traduit par une conversion énergie cinétique / énergie potentielle. Les équations à respecter pour le franchissement d'un matériau 1 vers un matériau 2, sont la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement :

$$(I-15) \quad \epsilon_1 = \epsilon_2$$

$$(I-16) \quad k_{1//} = k_{2//}$$

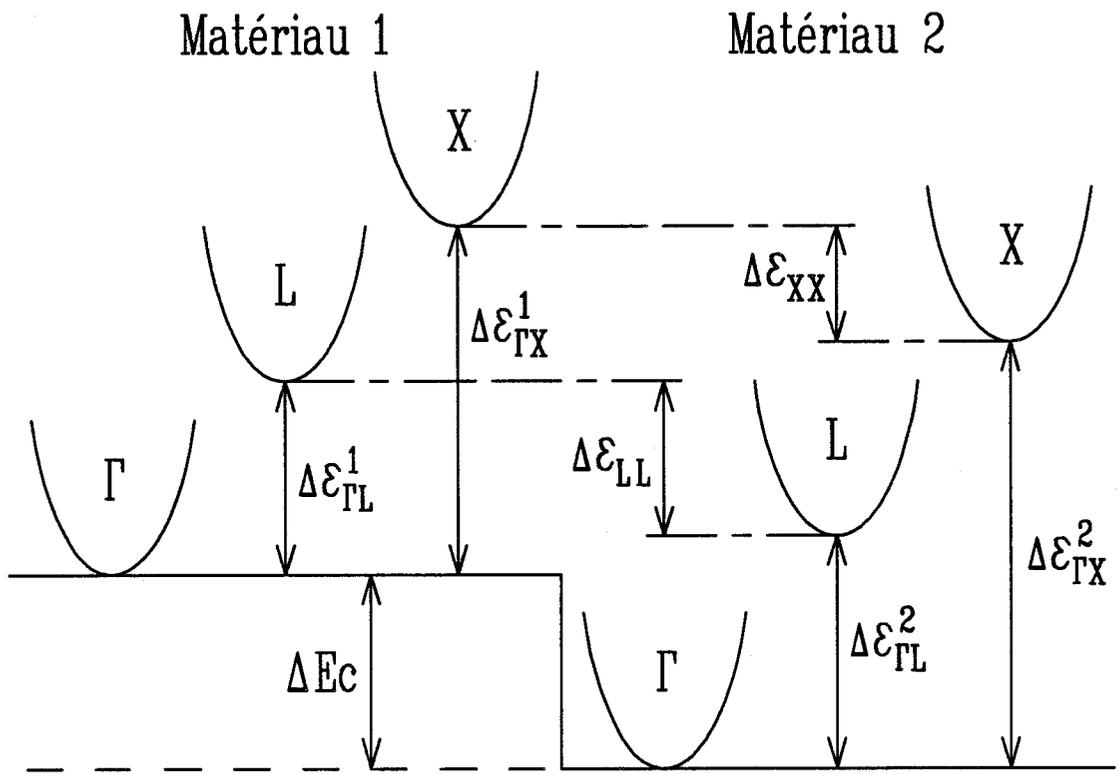


Figure I.9 : Barrière de potentiel effective entre deux matériaux III-V multivallées.

Si nous nous plaçons dans le cas des matériaux III-V à bande de conduction à trois vallées Γ , L, X non paraboliques, et en admettant que le franchissement d'une hétérojonction ne s'accompagne pas d'un changement de vallée, la barrière de potentiel "effective" Δ , tenant compte des espacements intervallées différents dans les matériaux, s'écrit :

$$(I-17) \quad \Delta = \Delta E_C + \Delta \epsilon_{\Gamma i}^1 - \Delta \epsilon_{\Gamma i}^2 \quad i = \Gamma, L, X$$

où $\Delta \epsilon_{\Gamma i}^k$ représente l'espacement énergétique entre la vallée Γ et la vallée i pour un matériau indicé k (figure I.9).

Il est à remarquer que, selon les matériaux utilisés et les vallées considérées, Δ peut prendre une valeur positive ou négative.

Pour une vallée donnée, les structures de bandes des deux matériaux s'écrivent :

$$(I-18) \quad \epsilon_1 (1 + \alpha_1 \epsilon_1) = \frac{(h/2\pi)^2}{2m_1^*} (k_{1//}^2 + k_{1\perp}^2)$$

$$(I-19) \quad \epsilon_2 (1 + \alpha_2 \epsilon_2) = \frac{(h/2\pi)^2}{2m_2^*} (k_{2//}^2 + k_{2\perp}^2)$$

Si un électron passe d'un matériau 1 à un matériau 2 ou réciproquement, il faut vérifier les conditions suivantes :

$$(I-20) \quad \epsilon_2 = \epsilon_1 + \Delta$$

$$(I-21) \quad k_{2//} = k_{1//}$$

La différence d'énergie se reporte sur la composante transverse du vecteur d'onde, et il vient :

$$(I-22) \quad k_{2\perp}^2 = \epsilon_2 (1 + \alpha_2 \epsilon_2) \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} - k_{1//}^2$$

soit finalement :

$$(I-23) \quad k_{2\perp}^2 = \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + 2\alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right] - k_{1//}^2$$

Le franchissement ne sera donc possible que si :

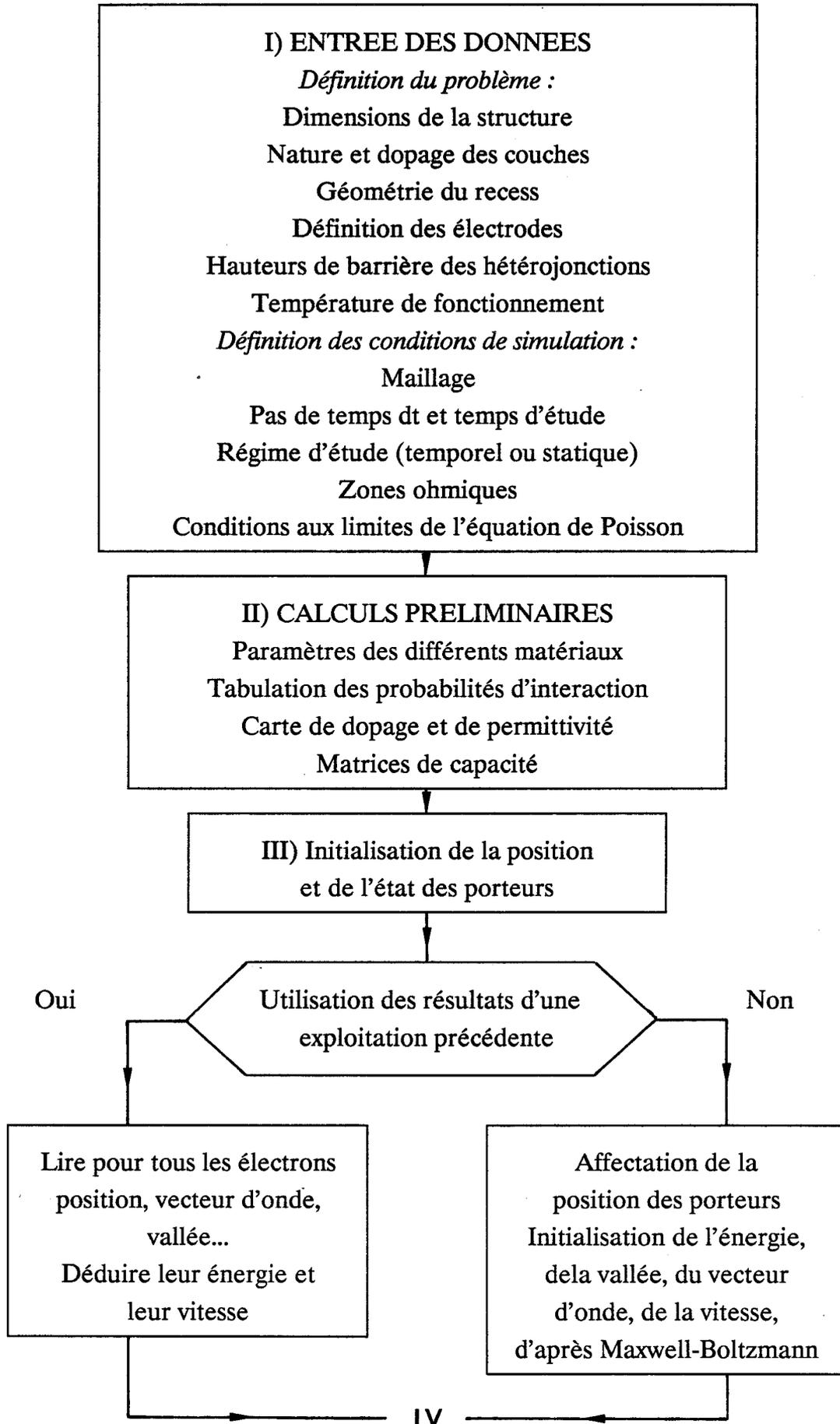
$$(I-24) \quad k_{1//}^2 \leq \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + 2\alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right]$$

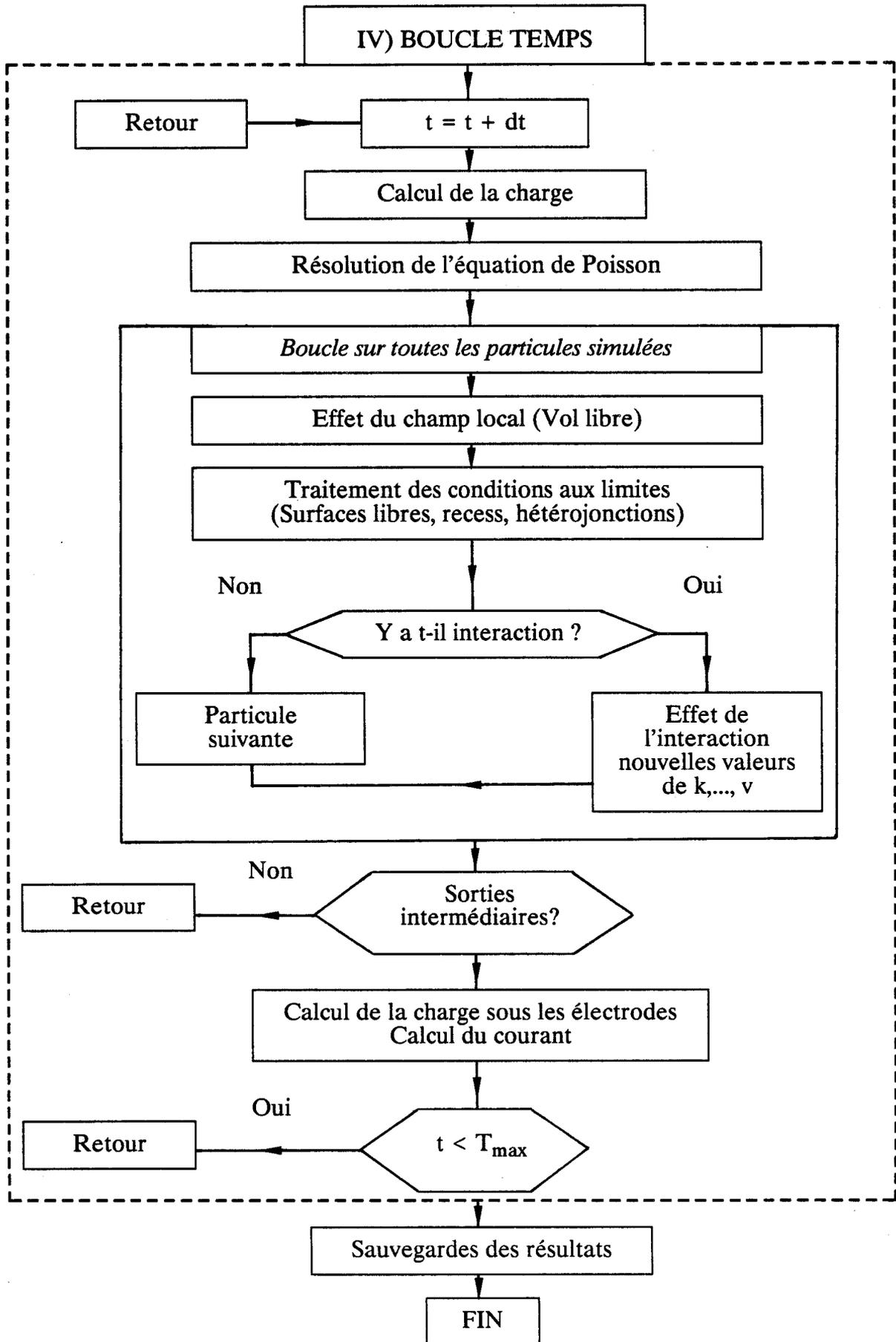
Dans le cas où la condition ci-dessus n'est pas vérifiée, l'électron subit une collision avec l'interface, et nous lui appliquons une réflexion spéculaire décrite au paragraphe 41.

44- Organigramme général

Le schéma synoptique général de la simulation que nous venons de décrire dans son ensemble, est représenté sur la figure I.10.

Figure I.10 : Synoptique général.





BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [1] T. MIMURA et al
Jn. Jour. Appl. Phys. Vol. 19 n°5 p.2222 (1980).
- [2] D. DELAGEBEAUDEUF et al
Elect. Lett. Vol. 16 n°17 p.667 (1980).
- [3] R. DINGLE, H.L. STORMER, A. GOSSARD, W. WIEGMANN
Appl. Phys. Lett. 33 (7) p.665 (1978).
- [4] R.L. ANDERSON
Solid State Electronics 5 p.341 (1962).
- [5] W. SHOCKLEY
Proc. IRE Vol. 40 p.1365 (1952).
- [6] P. GODTS, D. DEPREEUW, E. CONSTANT, J. ZIMMERMANN
Rev. Phys. Appl. Vol. 24 p.151 (1989).
- [7] A. CAPPY
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille (1986).
- [8] W.R. CURTICE
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. Vol. ED-28 n°8 p.954 (1981).
- [9] R.K. COOK, J. FREY
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. Vol. ED-29 n°6 p.970 (1982).
- [10] M.H. IBRAHIM
Thèse, Le Caire (1983).
- [11] T. SHAWKY
Thèse de Doctorat, Lille (1990).

- [12] D.J. WIDIGER et al
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. Vol. ED-32 n°6 p.1092 (1985).
- [13] J. YOSHIDA, M. KURATA
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-5 n°12 (1984).
- [14] R.W. HOCKNEY et al
Elect. Lett. Vol. 10 n°23 p.484
- [15] R.A. WARRINER
Solid State and Elect. Dev. Vol. 1 n°4 p.105 (1977)
- [16] M. PERNISEK
Thèse 3^{ème} Cycle, Lille (1983).
- [17] Y. AWANO et al
Elect. Lett. Vol. 19 n°1 p.20 (1983).
- [18] J.F. PONE et al
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-29 n°8 (1982).
- [19] J.L. THOBEL
Thèse de Doctorat, Lille (1988).
- [20] J. ZIMMERMANN, W. YEN, F. FERRI
Physica, 129B p.385 (1985).
- [21] T.J. DRUMMOND, W. KOPP, M. MORCOC, M. KEEVER
Appl. Phys. Lett. Vol. 41 n°3 p.277 (1982).
- [22] A. KASZYNSKI
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille (1979).
- [23] P. HESTO
Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1984).

- [24] H. BROOKS
Advan. Elect. Phys. Vol. 7 p.85 (1955).

- [25] M. INOUE, J. FREY
Jour. Appl. Phys. Vol. 51 n°8 p.4234 (1980).

- [26] T. WANG, K. HESS
Jour. Appl. Phys. Vol. 57 n°12 p.5336 (1985).

- [27] R.W. HOCKNEY
Jour. Assoc. Comp. Mach. Vol. 12 p.95 (1965).

- [28] R.W. HOCKNEY
Comp. Phys. Comm. Vol. 36 p.25 (1985).

- [29] M. PERNISEK
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille (1990).

- [30] K. BELLAHSNI
Thèse de Doctorat, Lille (1991).

- [31] R.W. HOCKNEY
In Methods in Computational Physics Vol. 9 p.135, Academic Press, New-York (1970).

- [32] W. FAWCETT et al.
J. Phys. Chem. Solids Vol. 31 p.1963 (1970).

CHAPITRE II

**ETUDE DES MATERIAUX AlInAs ET GaInAs EN VOLUME ET DE
L'HETEROJONCTION ASSOCIEE**

INTRODUCTION

Ce chapitre a pour but d'étudier les potentialités des matériaux GaInAs et AlInAs, ainsi que de l'hétérojonction associée. Pour cela, nous utiliserons la modélisation décrite dans le premier chapitre de ce mémoire, en nous limitant au régime stationnaire.

Dans un premier temps, nous présenterons toutes les données nécessaires à la mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo, afin de simuler les matériaux GaInAs et AlInAs.

Nous utiliserons ensuite ces paramètres pour étudier quantitativement les propriétés de transport des matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ en volume et donner une première détermination de leurs coefficients de diffusion. Au cours de cette étude, nous serons amenés à mettre en évidence l'influence de la température et de la présence d'impuretés au sein du réseau cristallin.

Enfin, avant de passer à la simulation complète du composant, nous étudierons les propriétés de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs à l'aide d'un modèle unidimensionnel, basé sur la résolution des équations de Schrödinger et de Poisson. L'influence des principaux paramètres de l'épitaxie sur le contrôle de charge nous permettra de dégager les premiers éléments d'optimisation de la structure.

1- PRESENTATION DES DONNEES POUR L'ETUDE DES MATERIAUX EN VOLUME

Comme nous l'avons souligné dans le premier chapitre, l'utilisation de la méthode de Monte-Carlo nécessite la connaissance de nombreux paramètres régissant la dynamique électronique au sein des matériaux. Au cours de cette partie, nous présenterons les données indispensables à l'étude des matériaux AlInAs et GaInAs en volume, ainsi que les règles d'obtention de ces paramètres en fonction de la composition d'Indium.

11- Généralités

Nous considérons les composés ternaires $Al_{1-x}In_xAs$ et $Ga_{1-y}In_yAs$ comme des pseudo-binaires, pour lesquels nous tenons compte d'une interaction supplémentaire (interaction d'alliage), liée à l'arrangement atomique au sein du réseau.

La mise en équations des paramètres de ces matériaux, en fonction de la composition d'Indium, pose des problèmes liés, soit à l'absence totale de résultats expérimentaux, soit à une dispersion parfois importante des valeurs de ces paramètres. Ainsi, pour certaines grandeurs telles que les potentiels de déformation, ou les constantes de couplage intervallée, très peu de données sont disponibles dans la littérature, de par la difficulté ou l'impossibilité de mesurer ces grandeurs.

Toutefois, les données recueillies dans la littérature pour des compositions précises, ainsi que les paramètres des binaires (GaAs, InAs, AlAs) qui sont généralement mieux connus, nous ont permis d'obtenir, par extrapolation, les expressions des différents paramètres en fonction de la composition d'Indium.

12- Règles de détermination et expressions des paramètres

L'absence ou la dispersion des valeurs de paramètres concernant les matériaux nous a conduit à adopter les règles de détermination suivantes :

- Chaque fois que cela nous a été possible, nous avons utilisé les données disponibles dans la littérature.

- Notre but essentiel étant l'étude des matériaux $Al_{0.48}In_{0.52}As$ et $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ adaptés en maille sur InP, nous avons utilisé de préférence les données correspondant à ces compositions.

- Lorsqu'aucune valeur concernant les ternaires n'était disponible, ou lorsque la dispersion de celles-ci était trop importante, nous avons opté pour une extrapolation entre les valeurs correspondant aux binaires mis en jeu, suivant les lois habituellement employées (linéaires ou paraboliques).

De plus, pour les matériaux adaptés en maille sur InP, nous avons effectué une étude variationnelle des paramètres autour des valeurs initialement retenues. Nous avons pu, par cette étude, déterminer l'influence de chacun d'entre eux sur les caractéristiques de transport des matériaux et dégager les paramètres auxquels une attention particulière devait être portée.

Les valeurs de masse, de hauteur de gap et du coefficient de non parabolicité de la vallée Γ sont, par exemple, des grandeurs essentielles car elles conditionnent directement le transport électronique dans le matériau en faible champ, et en particulier la mobilité. D'autres paramètres tels que le potentiel de déformation d'alliage, la permittivité ou l'énergie du phonon optique-polaire influent sur toute la gamme de champ, et un léger écart de leur valeur est susceptible de modifier les caractéristiques de transport des matériaux.

Cette étude nous a ainsi permis d'approcher au plus près les valeurs expérimentales de vitesse et surtout de mobilité.

Un récapitulatif complet des paramètres utilisés est présenté dans les tableaux 1 et 2, avec les sources bibliographiques correspondantes, pour les matériaux $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ et $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ respectivement.

Tableau n°1 : Paramètres de $Al_{1-x}In_xAs$.

PARAMETRES	VALEURS ADOPTEES	BIBLIOGRAPHIE
<u>Structure de bande</u>		
Energies de fond de vallée (eV)	ϵ_{Γ} 2.964-3.161x+0.562x ² ϵ_L 2.464+1.375x-2.614x ² ϵ_X 2.221+0.626x-1.026x ²	[4] x=0.75 / [3] x=0.52 [1][4] pour x=0.75 [1][4] pour x=0.75
Masses effectives relatives	m_{Γ}^* 0.15-0.128x m_L^* 0.222+0.1499x+0.016x ² m_X^* 0.41+0.248x-0.158x ²	[5] pour x=0.52 [4] pour x=0.75 [5] pour x=0.52
Coeff. de non parabolicité (eV ⁻¹)	α_{Γ} 1.045x si x≤0.55 3.219-10.033x+9.503x ² si x>0.55 α_L 0.367+0.094x α_X 0.204	[5] pour x=0.52 [4] pour x=0.75 [10] [1] pour x=0.75
<u>Energies phonon (eV)</u>		
Optique polaire (h/2π)w _{LO}	(4.806-1.136x-0.62x ²)10 ⁻²	[1][4] pour x=0.75
Optique non polaire (h/2π)w _{NPO}	(3.43-1.787x+2.257x ²)10 ⁻²	[4] pour x=0.75
Intervallées		} [1][4] pour x=0.75
(h/2π)w _{ij} Γ,L	(3.779-1.813x+0.361x ²)10 ⁻²	
i,j=Γ,L,X Γ,X	(4.064-2.492x+0.601x ²)10 ⁻²	
L,L	(3.941-1.494x-0.499x ²)10 ⁻²	
L,X	(4.03-2.238x+1.309x ²)10 ⁻²	
X,X	(4.064-4.073x+2.71x ²)10 ⁻²	
<u>Potentiels déformation</u>		
Acoustique (eV)	$\Phi_a(\Gamma)$ 7-2.058x $\Phi_a(L)$ 9.2-11.199x+14.265x ² $\Phi_a(X)$ 9.27-1.772x+2.505x ²	[2] pour x=0.52 [4] pour x=0.75 [1][4] pour x=0.75

Tableau n°1 (Suite)

PARAMETRES	VALEURS ADOPTEES	BIBLIOGRAPHIE
<i>Potentiels déformation</i>		
Optique non polaire (eV/m) Φ_{NPO}	$(3-4.52x+6.027x^2)10^{10}$	[1][4] pour x=0.75
Intervallées $D_{i,j}$ (eV/m) $D_{\Gamma,L}$	$(1-1.472x+1.074x^2)10^{11}$	} [1][4] pour x=0.75
$D_{\Gamma,X}$	$(1-2.742x+2.99x^2)10^{11}$	
$D_{L,L}$	$(1-0.654x-0.017x^2)10^{11}$	
$D_{L,X}$	$(4-9.177x-6.013x^2)10^{11}$	
$D_{X,X}$	$(1.447-3.004x+2.544x^2)10^{11}$	
<i>Grandeurs matériaux</i>		
Constante de maille (Å) a	$6.65+0.443x-0.049x^2$	[2][5] pour x=0.52
Densité (Kg/m ³) r	$(3.6+2.335x-0.237x^2)10^3$	[5] pour x=0.52
Vitesse du son (m/s) V_s	$(5.24-0.062x-0.879x^2)10^3$	[5] pour x=0.52
Constantes diélectriques relatives ϵ_s	$10+4.814x-0.308x^2$	[3][5] pour x=0.52
ϵ_∞	$8.62+3.105x$	[10]
Const. piézoélectrique (Cb/m ²) C_p	$(5.2+12.605x-16.098x^2)10^{-2}$	[4] pour x=0.75
Potentiel d'alliage (eV) P_a	0.42	[2]

Tableau n°2 : Paramètres de $Ga_{1-y}In_yAs$.

PARAMETRES	VALEURS ADOPTEES	BIBLIOGRAPHIE
<u>Structure de bande</u>		
Energies de fond de vallée (eV)	ϵ_{Γ} 1.42-1.548y+0.478y ² ϵ_L 1.75-1.03y+0.5y ² ϵ_X 1.942-0.272y+0.15y ²	[9] [9] [9]
Masses effectives relatives	m_{Γ}^* 0.063-0.041y m_L^* 0.222-0.045y+0.213y ² m_X^* 0.58-0.08y	[6] pour y=0.53 [5][8] pour y=0.53 [8] pour y=0.53
Coeff. de non parabolicité (eV ⁻¹)	α_{Γ} 0.618+0.32y+1.793y ² α_L 0.641 α_X 0.204	[4] pour y=0.6 [9] [9]
<u>Energies phonon (eV)</u>		
Optique polaire (h/2 π)w _{LO}	(3.536-0.454y-0.062y ²)10 ⁻²	[5] y=0.53 / [4] y=0.6
Optique non polaire (h/2 π)w _{NPO}	(0.039 ² y+0.0343 ² (1-y)) ^{1/2}	[9]
Intervallées		} [9]
(h/2 π)w _{ij} Γ,L	(0.0231 ² y+0.0278 ² (1-y)) ^{1/2}	
$i,j=\Gamma,L,X$ Γ,X	(0.0215 ² y+0.0299 ² (1-y)) ^{1/2}	
L,L	(0.0192 ² y+0.029 ² (1-y)) ^{1/2}	
L,X X,X	(0.031 ² y+0.0293 ² (1-y)) ^{1/2} (0.027 ² y+0.0299 ² (1-y)) ^{1/2}	
<u>Potentiels déformation</u>		
Acoustique (eV)	$\Phi_a(\Gamma)$ 7-2.1y $\Phi_a(L)$ 9.2+3.1y $\Phi_a(X)$ 9.27+0.73y	[4] pour y=0.6 [10] [10]

Tableau n°2 (Suite)

PARAMETRES	VALEURS ADOPTEES	BIBLIOGRAPHIE
<u>Potentiels déformation</u>		
Optique non polaire (eV/m) Φ_{NPO}	$(3 + 1.5y)10^{10}$	[10]
Intervallées $D_{i,j}$ (eV/m) $D_{\Gamma,L}$	$(10-4.1y)10^{10}$	} [9]
$D_{\Gamma,X}$	$(10+2.5y)10^{10}$	
$D_{L,L}$	$(10-6.8y)10^{10}$	
$D_{L,X}$	$(5+3.4y)10^{10}$	
$D_{X,X}$	$(7+2.9y)10^{10}$	
<u>Grandeurs matériaux</u>		
Constante de maille (Å) a	$5.65 + 0.4y$	[8] pour $y=0.53$
Densité (Kg/m ³) ρ	$(5.36 + 0.35y)10^3$	[10]
Vitesse du son (m/s) V_s	$(5.242(1-y) + 4.282y)^{1/2}10^3$	[9]
Constantes diélectriques relatives ϵ_s	$12.9 + 2.074y - 0.424y^2$	[8] pour $y=0.53$
	ϵ_∞ $(2.536 + 0.028y)/(0.232 - 0.014y)$	[9]
Const. piézoélectrique (Cb/m ²) C_p	$(27.07 - 38.734y + 14.516y^2)^{1/2}10^{-2}$	[9]
Potentiel d'alliage (eV) P_a	0.42	[7][8]

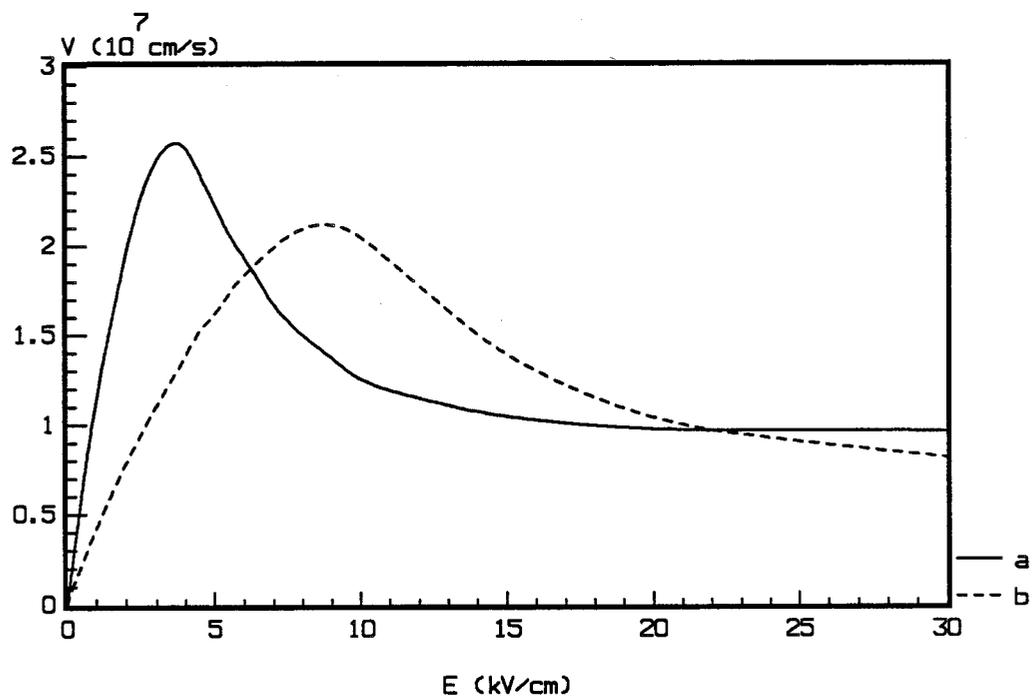


Figure II.1 : Vitesse de dérive à $T = 293K$ et $N_d = 10^{15}cm^{-3}$ en fonction du champ électrique. a : $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ b : $Al_{0.48}In_{0.52}As$.

2- ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES MATERIAUX EN VOLUME

Nous avons utilisé les paramètres que nous venons de présenter pour l'étude des propriétés de transport de GaInAs et AlInAs adaptés en maille sur InP, par la méthode de Monte-Carlo. Au cours de cette partie, nous présenterons d'une part, les caractéristiques de transport du premier ordre que sont la vitesse de dérive, l'énergie moyenne, la mobilité,..., et d'autre part les coefficients de diffusion dans les matériaux. Ces études ont été réalisées en régime stationnaire, dans une large gamme de champ électrique, pour des températures et des dopages différents.

21- Caractéristiques du premier ordre

221- Matériaux intrinsèques

Nous présentons sur la figure II.1 les caractéristiques de vitesse des matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ en fonction du champ électrique, à température ambiante et pour un dopage résiduel $N_d = 10^{15}\text{cm}^{-3}$.

Nous remarquons les bonnes vitesses pic obtenues, particulièrement pour GaInAs où cette vitesse atteint une valeur proche de $2.6 \cdot 10^7\text{cm/s}$, comparable aux valeurs publiées [11, 12, 21]. La mobilité faible champ est de $12000\text{cm}^2/\text{V.s}$ pour GaInAs, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux [13, 14, 15]. En ce qui concerne AlInAs, la dispersion importante des valeurs de la littérature [16, 17], qui peut être attribuée à la non-homogénéité du matériau et à la présence probable de défauts cristallins [17, 18], ne permet pas une comparaison aussi aisée. Cependant, la valeur de mobilité obtenue en champ faible ($4400\text{cm}^2/\text{V.s}$) reste dans le domaine des valeurs mesurées [19, 20] et semble donc très raisonnable.

Pour AlInAs, la plus grande séparation énergétique des vallées satellites par rapport à la vallée centrale a pour effet de retarder les transferts vers les vallées latérales. Il en résulte une valeur plus importante du champ de seuil pour ce matériau $E_s = 9\text{ kV/cm}$, contre 3.5 kV/cm pour GaInAs.

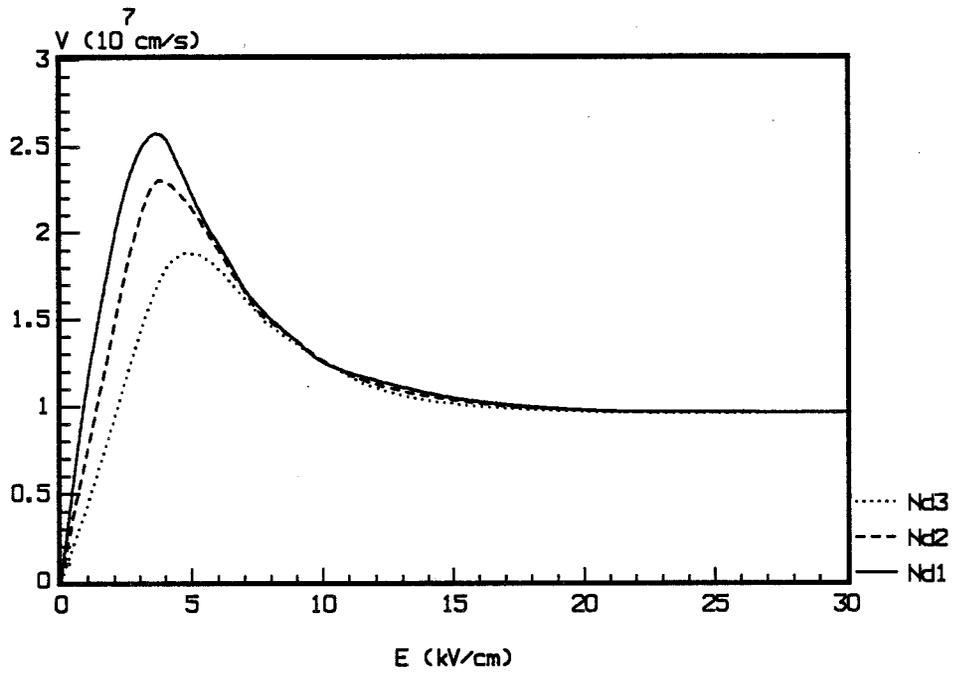


Figure II.2a : Evolution de la vitesse de dérive dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ pour différents dopages.
 $N_{d1} = 10^{15}\text{cm}^{-3}$, $N_{d2} = 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $N_{d3} = 10^{18}\text{cm}^{-3}$.

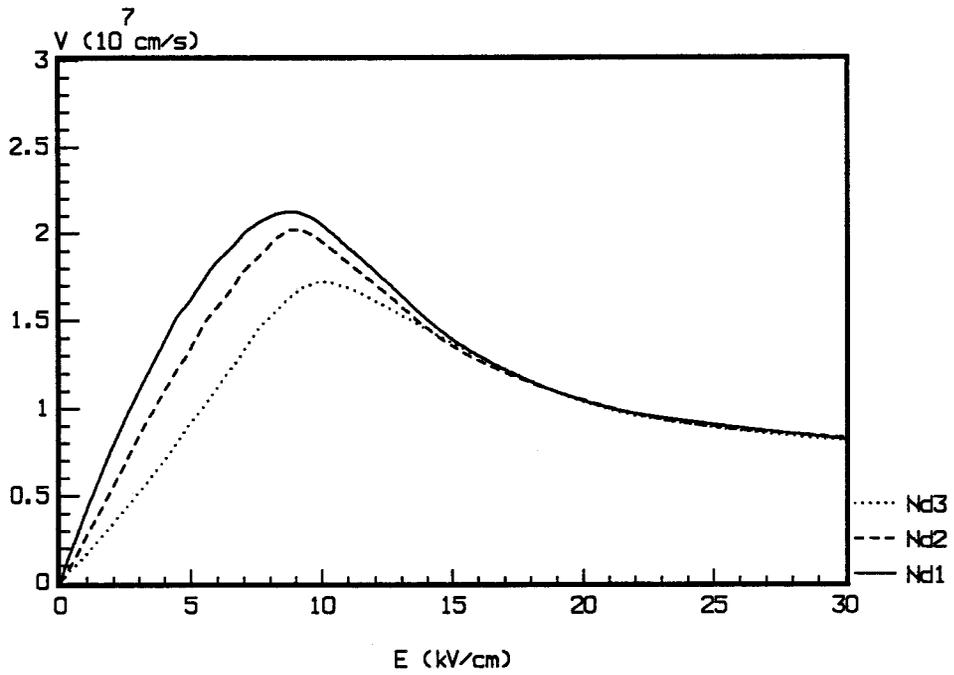


Figure II.2b : Evolution de la vitesse de dérive dans $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ pour différents dopages.
 $N_{d1} = 10^{15}\text{cm}^{-3}$, $N_{d2} = 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $N_{d3} = 10^{18}\text{cm}^{-3}$.

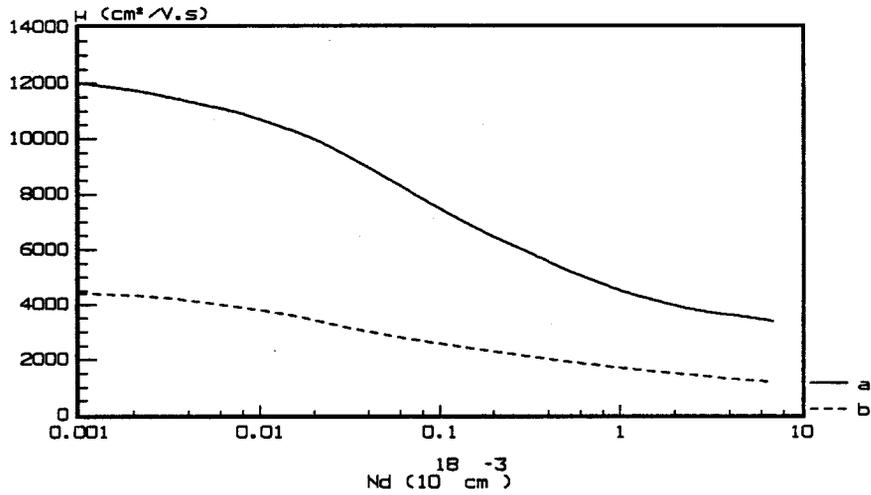


Figure II.3 : Mobilité faible champ en fonction du dopage à $T = 293K$.
 a : $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ b : $Al_{0.48}In_{0.52}As$

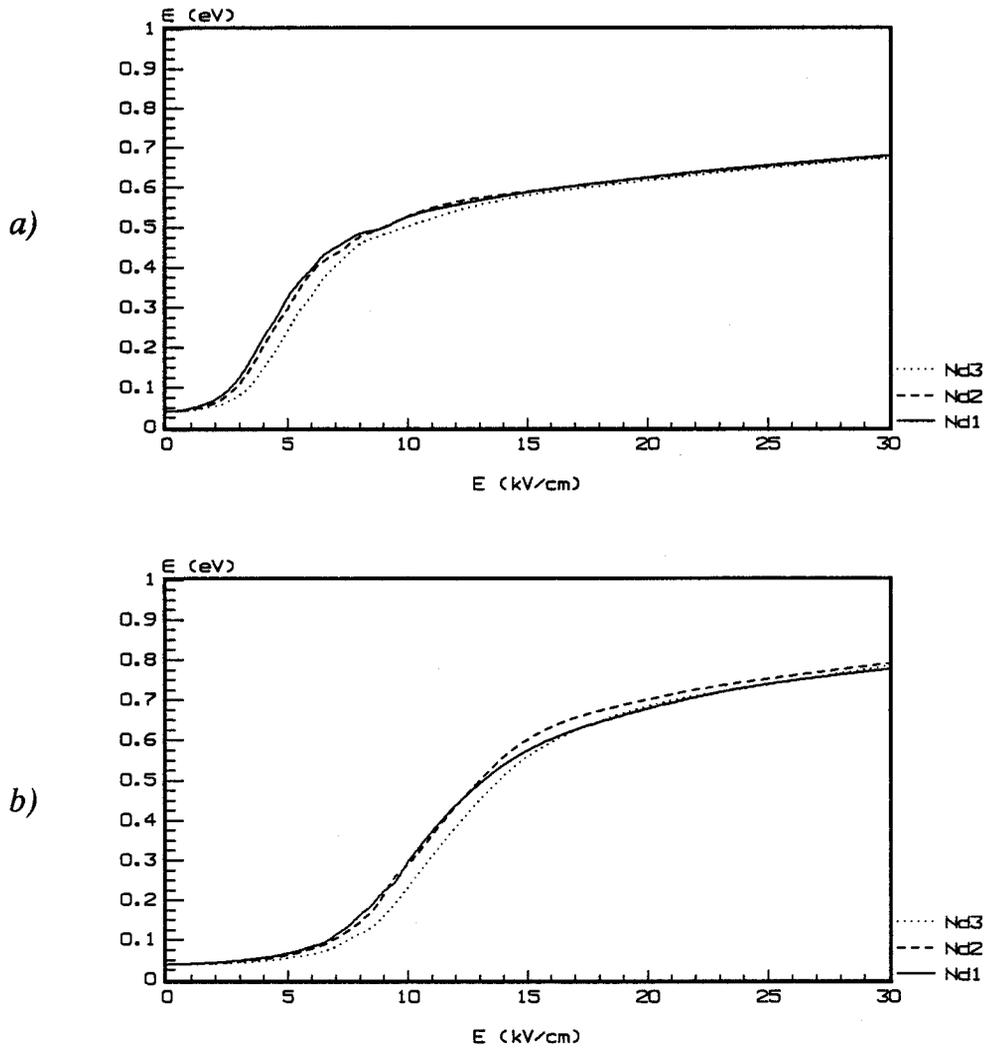


Figure II.4 : Energie électronique moyenne dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ (a) et $Al_{0.48}In_{0.52}As$ (b) à $T = 293K$. $Nd_1 = 10^{15}cm^{-3}$, $Nd_2 = 10^{17}cm^{-3}$, $Nd_3 = 10^{18}cm^{-3}$.

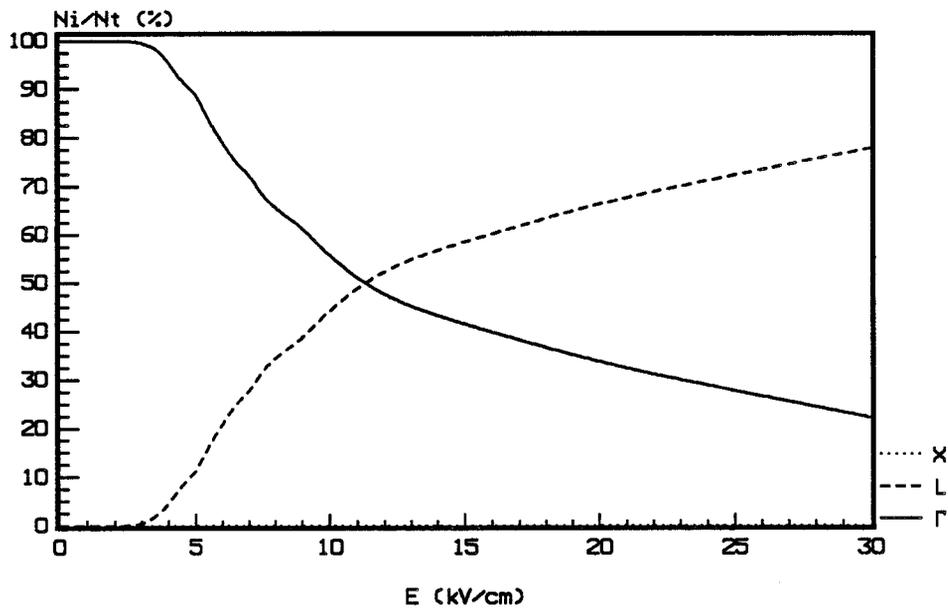


Figure II.5a : Répartition électronique par vallée dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ en fonction du champ électrique à température ambiante.

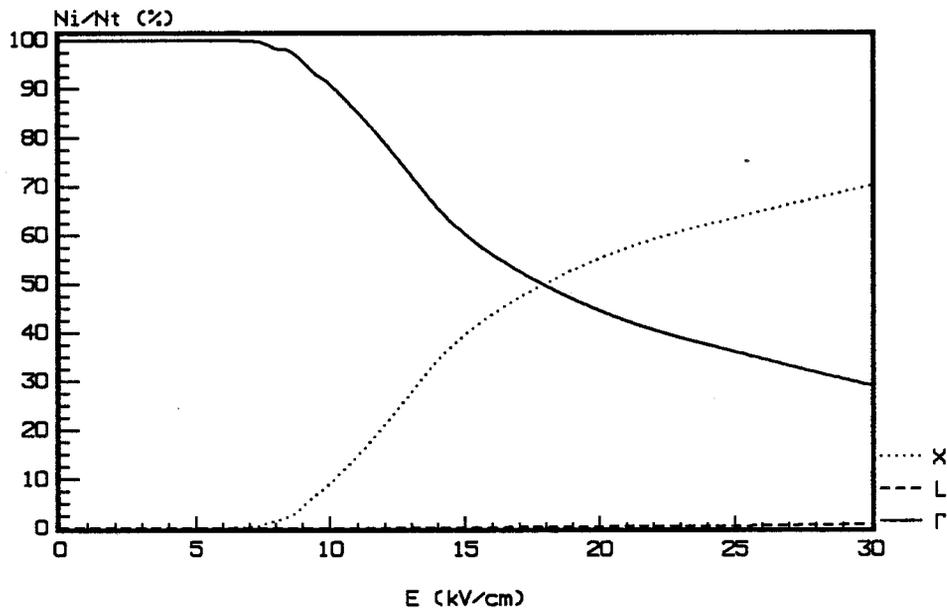


Figure II.5b : Répartition électronique par vallée dans $Al_{0.48}In_{0.52}As$ en fonction du champ électrique à température ambiante.

212- Influence du dopage

L'influence du dopage sur les caractéristiques de transport des matériaux est présentée sur les figures II.2 à II.6. Elle se manifeste essentiellement pour les champs électriques faibles et autour du champ de seuil.

L'affaiblissement des caractéristiques de vitesse en régime faible champ (figure II.2) se traduit par une réduction de la mobilité des porteurs lorsque le dopage augmente. Ce phénomène est parfaitement illustré sur la figure II.3, où nous avons représenté la mobilité à température ambiante en fonction du dopage, pour les deux matériaux.

Nous constatons également une diminution importante de la vitesse pic qui s'accompagne d'un accroissement du champ de seuil, que nous retrouvons sur les caractéristiques énergie-champ électrique de la figure II.4. Cet effet s'explique par le passage plus tardif des électrons en vallées latérales, du fait du nombre grandissant d'interactions sur impuretés ionisées lorsque le dopage augmente. Pour les champs électriques élevés, l'influence du dopage sur la vitesse de dérive des porteurs est négligeable. La combinaison de ces deux effets entraîne une réduction importante de l'effet de mobilité différentielle négative.

En champ fort, l'énergie moyenne des porteurs tend à se saturer vers une valeur correspondant approximativement à l'espacement énergétique entre vallée centrale et vallées satellites ($\Delta\epsilon_{\Gamma,X} \approx 0.8\text{eV}$ pour AlInAs, $\Delta\epsilon_{\Gamma,L} \approx 0.61\text{eV}$ pour GaInAs), et ce quel que soit le dopage. Cette tendance s'explique si nous observons la figure II.5, où sont présentées les répartitions électroniques dans les différentes vallées. Nous constatons qu'en régime de forts champs, une grande majorité de porteurs se trouve en vallée haute, donc à forte énergie. Notons que pour $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, la vallée X est énergétiquement plus proche de la vallée Γ que la vallée L. Cet ordonnancement dans la succession des vallées aura des répercussions importantes dans le composant, au niveau du transfert dans l'espace réel.

A titre d'illustration, nous présentons sur la figure II.6, l'évolution avec le champ électrique de la masse électronique moyenne dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Nous pouvons y retrouver les principaux phénomènes que nous venons d'exposer.

Les résultats essentiels concernant le transport électronique dans les matériaux sont récapitulés de manière quantitative dans le tableau n°3.

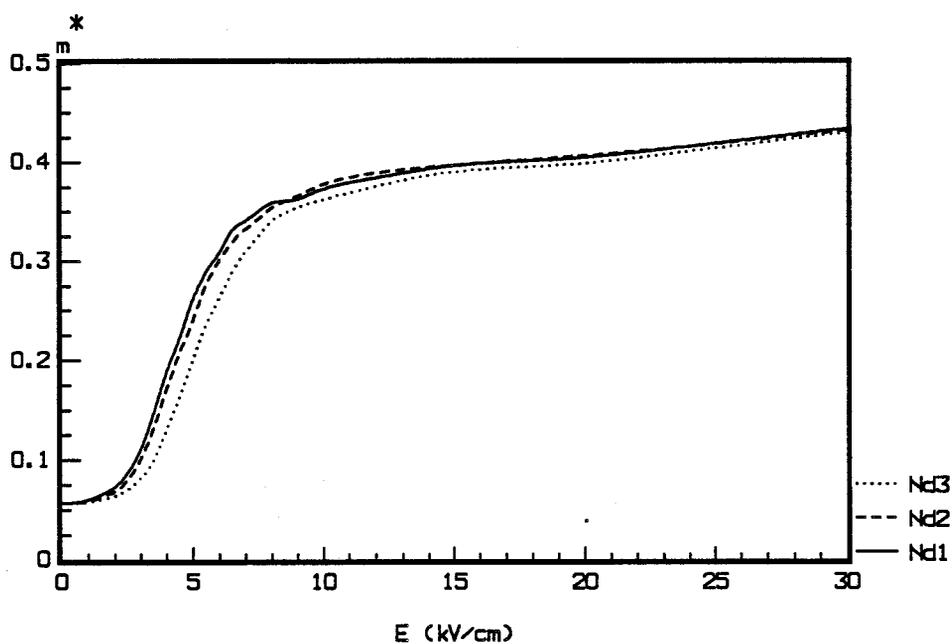


Figure II.6 : Evolution avec le champ de la masse effective relative moyenne dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ à $T = 293K$. $Nd_1 = 10^{15}cm^{-3}$, $Nd_2 = 10^{17}cm^{-3}$, $Nd_3 = 10^{18}cm^{-3}$.

Matériau	Dopage Nd (cm^{-3})	Mobilité μ ($cm^2/V.s$)	Vitesse pic Vp (10^7 cm/s)	Champ de seuil Es (kV/cm)	Vitesse à 30 kV/cm (10^7 cm/s)
$Al_{0.48}In_{0.52}As$	10^{15}	4400	2.12	9	0.82
$Al_{0.48}In_{0.52}As$	10^{17}	2500	2.03	9.25	0.83
$Al_{0.48}In_{0.52}As$	10^{18}	1800	1.73	10	0.81
$Ga_{0.47}In_{0.53}As$	10^{15}	12000	2.58	3.5	0.97
$Ga_{0.47}In_{0.53}As$	10^{17}	7600	2.31	4	0.96
$Ga_{0.47}In_{0.53}As$	10^{18}	4500	1.89	5	0.96

Tableau n°3 : Influence du dopage sur les matériaux à température ambiante.

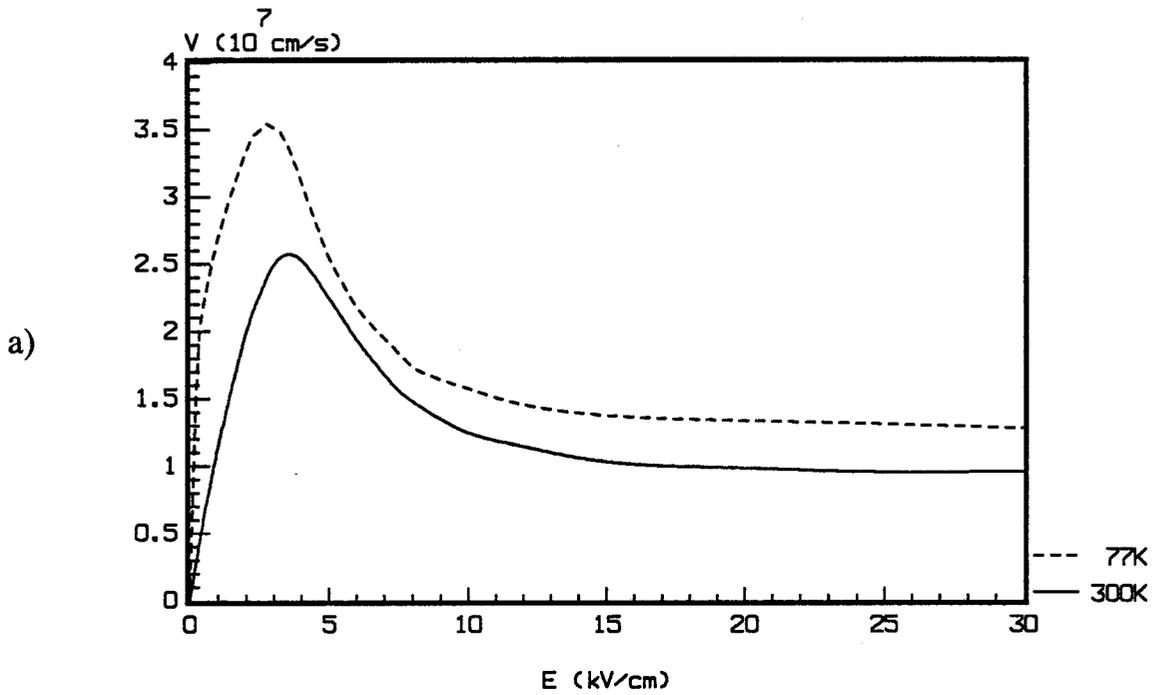


Figure II.7a : Vitesse de dérive   293K et 77K pour $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$   dopage nul.

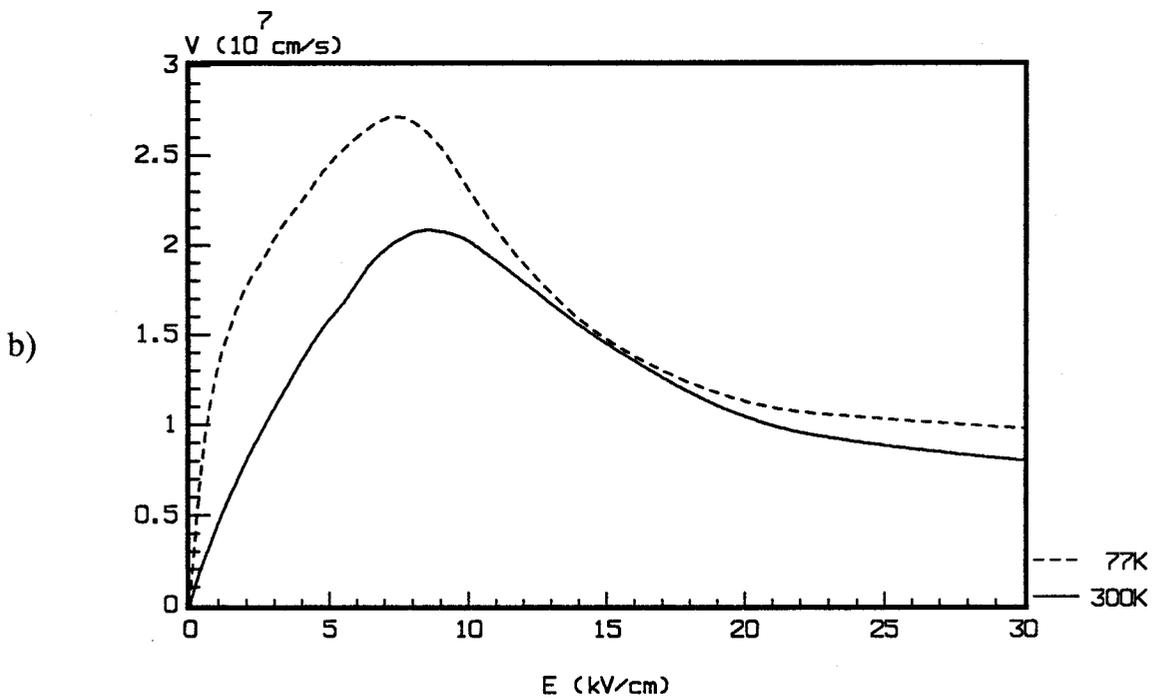


Figure II.7b : Vitesse de dérive   293K et 77K pour $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$   dopage nul.

213- Influence de la température

Nous présentons sur les figures II.7a et II.7b les caractéristiques vitesse-champ électrique pour les matériaux GaInAs et AlInAs à dopage nul et pour des températures de 293K et 77K.

Nous y observons des vitesses plus élevées à la température de l'azote liquide qu'à température ambiante. Cet effet, particulièrement marqué à faible champ, contribue à augmenter la mobilité de façon très sensible dans les matériaux. Notons également l'accroissement de la vitesse pic et le décalage du champ de seuil vers une valeur plus faible.

Ces différentes considérations sont résumées dans le tableau n°4, montrant que la mobilité obtenue à l'azote liquide pour GaInAs adapté sur InP, est assez cohérente avec les meilleurs résultats expérimentaux publiés qui indiquent une mobilité de 103000 cm²/V.s à une température de 80K [22].

Matériau	Tempér. T (K)	Mobilité μ (cm ² /V.s)	Vitesse pic V _p (10 ⁷ cm/s)	Champ de seuil E _s (kV/cm)	Vitesse à 30 kV/cm (10 ⁷ cm/s)
Al _{0.48} In _{0.52} As	293	5000	2.12	8.5	0.83
Al _{0.48} In _{0.52} As	77	24000	2.72	7.5	0.98
Ga _{0.47} In _{0.53} As	293	12400	2.58	3.5	0.96
Ga _{0.47} In _{0.53} As	77	109000	3.55	3	1.28

Tableau n°4 : Influence de la température sur les matériaux à dopage nul.

214- Conclusion

Cette étude nous a permis de mettre en évidence les bonnes propriétés de transport des matériaux, et en particulier de Ga_{0.47}In_{0.53}As. Les résultats que nous avons présentés sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement pour les matériaux en volume, mais aussi pour le gaz bidimensionnel. Les travaux de J.L. THOBEL [23] ainsi que ceux de K.S. YOON [24] semblent montrer que les propriétés de transport dans un puits quantique sont relativement peu différentes de celles des matériaux en volume, la description classique du transport électronique dans une hétérostructure constitue donc une approximation satisfaisante. Toutefois, les matériaux étant considérés comme parfaits, nous aurons tendance à surestimer les performances des T.E.G.F.E.T. que nous simulerons.

22- Coefficients de diffusion

Les coefficients de diffusion sont des paramètres du second ordre dont la détermination est délicate numériquement, mais importante pour une meilleure connaissance des caractéristiques de fonctionnement des composants, en particulier pour l'évaluation des performances de bruit. Les méthodes d'obtention des coefficients de diffusion par la méthode de Monte-Carlo étant détaillées par ailleurs [25, 26], nous nous contenterons d'en rappeler le principe de calcul. Nous présenterons ensuite les premiers résultats concernant les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ à température ambiante. Enfin, à travers deux exemples, nous mettrons en évidence l'influence du dopage et de la température sur les coefficients de diffusion.

221- Principe de calcul

La diffusion est un phénomène lié aux variations de distribution électronique dans les matériaux dues aux interactions au sein du réseau cristallin. Elle peut être traitée de différentes façons.

La première approche consiste à évaluer la dispersion des positions d'un paquet d'électrons entraîné par un champ électrique constant, par rapport à une position moyenne. Après avoir préalablement amené un paquet de n électrons en régime stationnaire, nous lâchons cet ensemble de n électrons à l'instant t_0 sous forme de "Dirac de porteurs". Il suffit alors de suivre l'étalement du paquet d'électrons et, grâce à la discrétisation régulière dans le temps que nous utilisons, de déterminer à chaque instant les variances de position des n électrons dans les directions transverse et parallèle au champ appliqué. Ceci conduit à la définition suivante du coefficient de diffusion :

$$(II-1) \quad D(E) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\text{Var } z(T)}{2T}$$

où E et $\text{Var } z(T)$ sont respectivement, le champ électrique et la variance de position dans la direction considérée.

Une seconde approche possible consiste à observer les fluctuations de vitesse des électrons et à calculer le temps de corrélation de ces fluctuations de vitesse. Le coefficient de diffusion statique peut alors s'exprimer de la manière suivante :

$$(II-2) \quad D(E) = \text{Var } v(E) \cdot \tau(E)$$

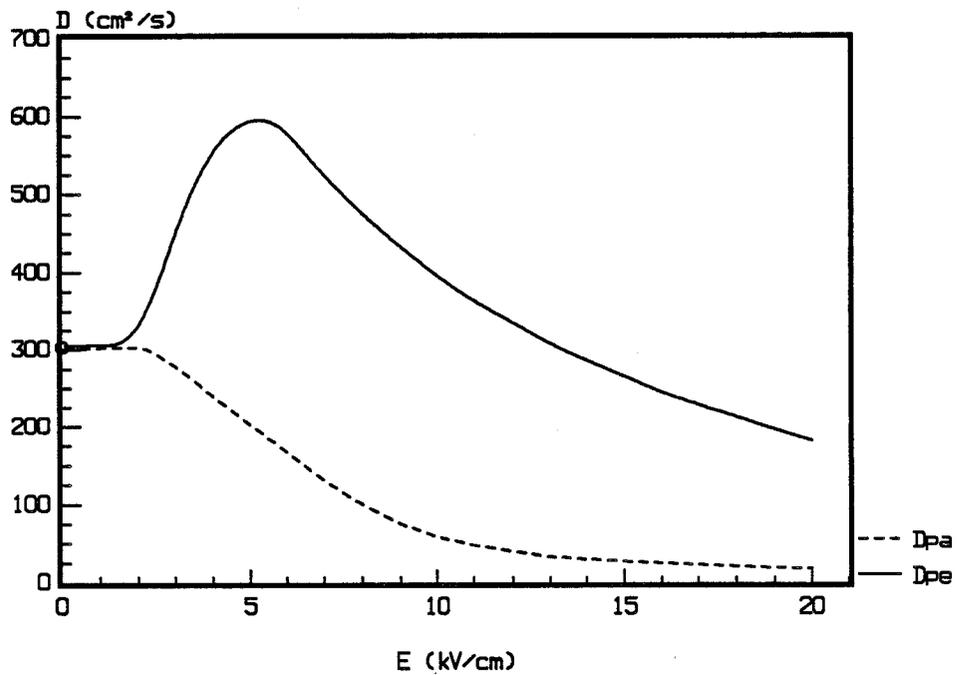


Figure II.8a : Evolution avec le champ des coefficients de diffusion perpendiculaire (D_{pe}) et parallèle (D_{pa}) dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ à température ambiante. [o] : $D = \mu \cdot kT/q$.

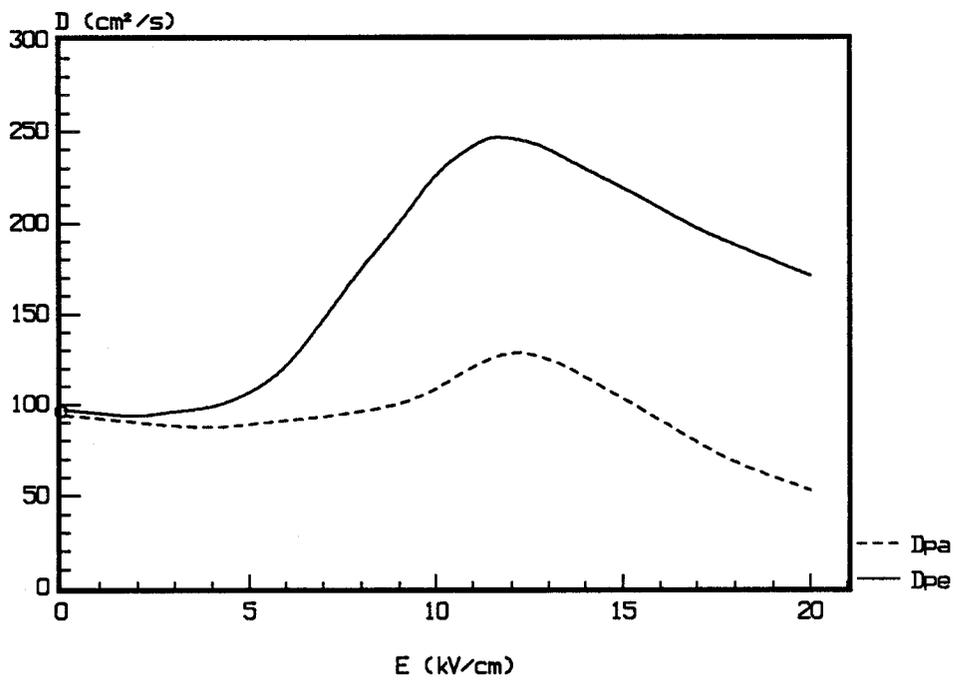


Figure II.8b : Evolution avec le champ des coefficients de diffusion perpendiculaire (D_{pe}) et parallèle (D_{pa}) dans $Al_{0.48}In_{0.52}As$ à température ambiante. [o] : $D = \mu \cdot kT/q$.

où $Var v(E)$ et $\tau(E)$ sont respectivement, la variance de vitesse dans la direction considérée et le temps de corrélation des fluctuations de vitesse dans la même direction.

L'équivalence entre les deux définitions ayant été démontrée [25], nous utiliserons la définition "paquet" pour obtenir les coefficients de diffusion dans les matériaux $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ et $Al_{0.48}In_{0.52}As$. Les valeurs que nous présenterons par la suite, résultent de l'observation pendant 60 ps d'un paquet de 1000 électrons en moyenne.

222- Résultats pour les matériaux intrinsèques

Les figures II.8a et II.8b présentent l'évolution en fonction du champ électrique des coefficients de diffusion dans les matériaux GaInAs et AlInAs adaptés en maille sur InP, de dopages résiduels 10^{15} cm^{-3} et 10^{16} cm^{-3} respectivement, pour une température de 293K.

A la vue de ces courbes, nous pouvons remarquer que lorsque le champ est nul, la relation d'Einstein $D = \mu \cdot kT/q$ est parfaitement vérifiée. Après avoir atteint leur valeur maximale autour du champ de seuil, les coefficients de diffusion décroissent lorsque le champ augmente. Cette décroissance est due au fait que les électrons sont majoritairement en vallées satellites où leur masse effective est importante, et tendent alors à orienter leur mouvement dans la direction du champ.

Il est à noter que pour AlInAs, les coefficients de diffusion commencent par diminuer jusqu'à environ 3 kV/cm. Ce comportement peut être attribué à la prédominance de la décroissance de la mobilité différentielle dans cette zone, et à l'apparition tardive des transferts intervallées.

En ce qui concerne la position relative des courbes $D_{//}(E)$ et $D_{\perp}(E)$ l'une par rapport à l'autre, nous constatons que pour des valeurs de champ proches ou supérieures au champ de seuil, le coefficient de diffusion perpendiculaire est toujours supérieur au coefficient de diffusion parallèle. Ce comportement, déjà observé pour le GaAs [26, 27], trouve son explication dans le rôle important joué par les transferts intervallées. En effet, plus les électrons ont une vitesse élevée dans le sens du champ, plus ils acquièrent de l'énergie et peuvent alors transférer vers les vallées satellites. Or, l'action randomisante qui caractérise les interactions intervallées tend à diminuer la vitesse longitudinale de ces porteurs, réduisant ainsi la diffusion suivant la direction du champ.

Matériaux	$\mu \cdot kT/q$ (cm ² /s)	D (cm ² /s) à 0.1kV/cm		D _{max} (cm ² /s)		D (cm ² /s) à 20kV/cm	
	D	D _{//}	D _T	D _{//}	D _T	D _{//}	D _T
Al _{0.48} In _{0.52} As	96	94	97	129	247	53	171
Ga _{0.47} In _{0.53} As	303	301	305	303	595	18	182

Tableau n°5 : Coefficients de diffusion dans Ga_{0.47}In_{0.53}As (Nd = 10¹⁵cm⁻³) et Al_{0.48}In_{0.52}As (Nd = 10¹⁶cm⁻³) à température ambiante.

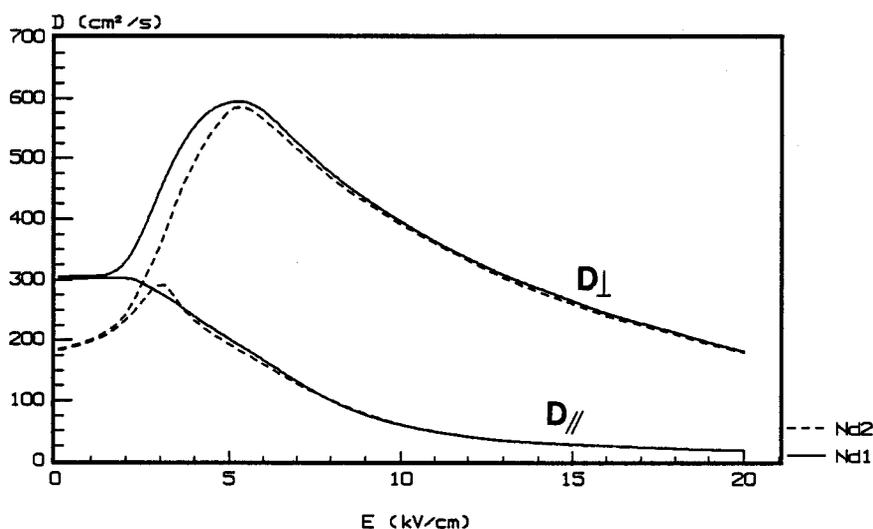


Figure II.9 : Influence du dopage sur les coefficients de diffusion pour Ga_{0.47}In_{0.53}As à température ambiante. Nd₁ = 10¹⁵cm⁻³, Nd₂ = 10¹⁷cm⁻³

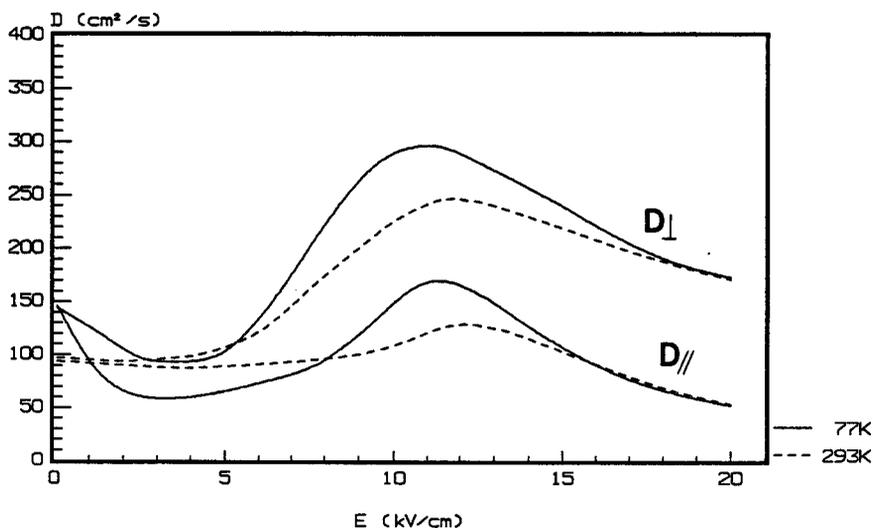


Figure II.10 : Influence de la température sur les coefficients de diffusion pour Al_{0.48}In_{0.52}As (Nd = 10¹⁶cm⁻³).

Le tableau n°5 présente un récapitulatif des valeurs des coefficients de diffusion dans les deux directions pour les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ à température ambiante.

223- Influence du dopage et de la température

L'effet du dopage sur les coefficients de diffusion parallèle et transverse est illustré sur la figure II.9 pour GaInAs . Comme nous l'avons souligné dans le paragraphe 212, l'accroissement du taux d'impuretés au sein du réseau cristallin contribue à diminuer la mobilité électronique. Cette diminution de mobilité a pour conséquence directe de réduire, de manière assez sensible, les coefficients de diffusion transverse et parallèle en faible champ. De la même façon que pour les caractéristiques de vitesse, l'effet du dopage est négligeable en régime de fort champ.

L'influence de la température est présentée sur la figure II.10 pour AlInAs avec un dopage résiduel de 10^{16}cm^{-3} . De la diminution très rapide de la mobilité différentielle en faible champ à l'azote liquide, il résulte une importante décroissance des coefficients de diffusion avec le champ électrique jusque 3.5 kV/cm . Autour du champ de seuil, les valeurs plus importantes de vitesse électronique à 77K conduisent à une dispersion plus grande des porteurs, ce qui se traduit par une augmentation des coefficients de diffusion, aussi bien parallèle que transverse. En fort champ, nous constatons que l'effet de la température devient négligeable.

224- Conclusion

L'étude théorique des coefficients de diffusion par la méthode de Monte-Carlo nous a permis de cerner les phénomènes essentiels qui interviennent dans la diffusion. Une première estimation de ces grandeurs a ainsi pu être obtenue pour les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ en régime stationnaire. Enfin, nous avons pu montrer les effets liés à la température et à la présence d'impuretés au sein du réseau cristallin.

3- ETUDE DU CONTROLE DE CHARGE DANS AlInAs/GaInAs/AlInAs

Les bonnes propriétés de transport des matériaux $Al_{0.48}In_{0.52}As$ et particulièrement de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ que nous venons d'exposer, ainsi que la forte discontinuité de bande de conduction à l'interface, font de ces matériaux des candidats de choix pour la réalisation de T.E.G.F.E.T. fonctionnant à haute fréquence. Cependant avant de passer à la simulation complète de transistors, il nous a paru important d'étudier le contrôle de charge dans la double hétérojonction AlInAs/GaInAs/AlInAs, en utilisant une résolution self-consistante des équations de Schrödinger et de Poisson. Après avoir rappelé les grandes lignes de la méthode de calcul employée, nous étudierons l'influence de quelques paramètres technologiques de l'épitanie sur la commande de charge.

31- But de l'étude et méthode de calcul

311- But de l'étude

L'importante discontinuité de la bande de conduction ($\Delta E_c > 0.5eV$) [28, 29] entre AlInAs et GaInAs adaptés en maille sur InP, permet d'obtenir des densités surfaciques d'électrons à l'interface très élevées ($N_s > 3.10^{12}cm^{-2}$) [30, 31]. Cependant, cette densité de charges accumulées N_s dépend assez fortement de diverses caractéristiques de l'épitanie telles que l'épaisseur des couches et les dopages. C'est pourquoi, nous nous proposons ici d'étudier l'influence de ces quelques paramètres sur le contrôle de charge, afin d'estimer les propriétés principales d'une telle hétérojonction et de dégager les premières directives d'optimisation.

312- Méthode de calcul utilisée

La démarche consiste à résoudre de façon auto-cohérente les équations de Schrödinger et de Poisson suivant une direction Oy transverse à l'interface. Cette méthode élaborée par A. CAPPY [32], et dérivée de celle proposée par F. STERN pour les couches d'inversion des M.O.S. Silicium [33, 34] utilise la démarche itérative suivante :

- La position du niveau de Fermi étant prise comme valeur de référence, un potentiel initial $V_o(y)$ est constitué à partir de la statistique de Fermi-Dirac.

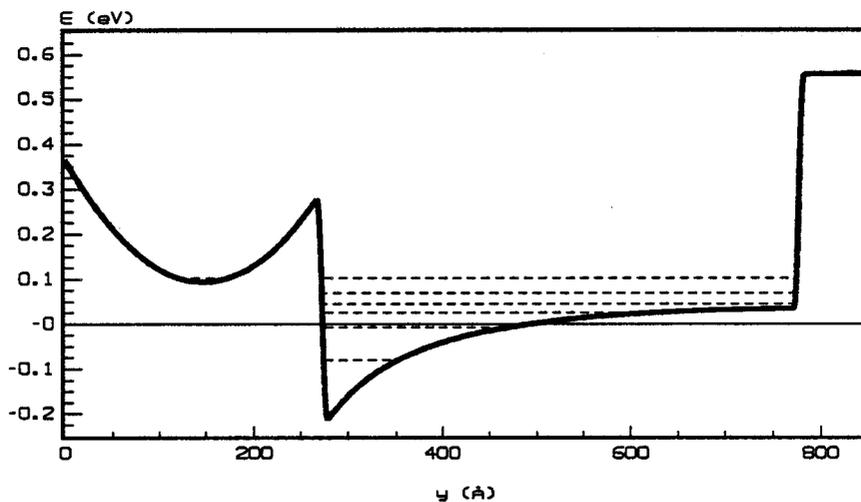


Figure II.11a : Structure de bande de conduction et niveaux d'énergie dans le puits.

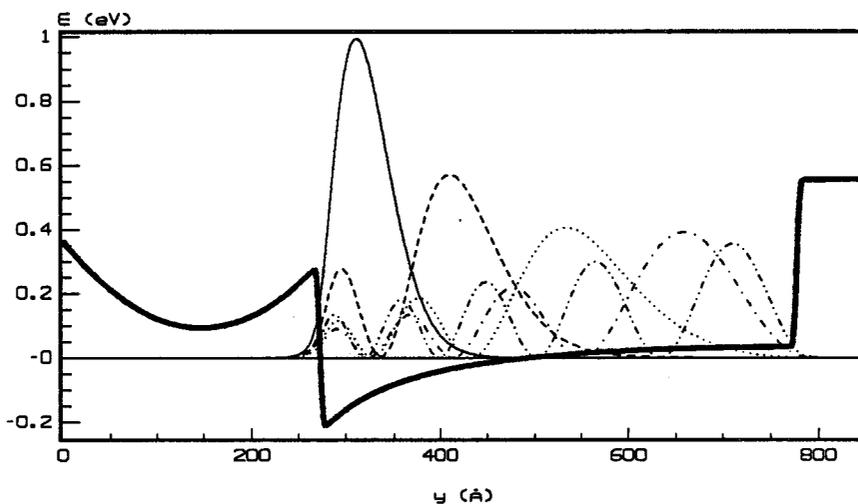


Figure II.11b : Fonctions d'onde associées aux cinq premiers niveaux d'énergie.

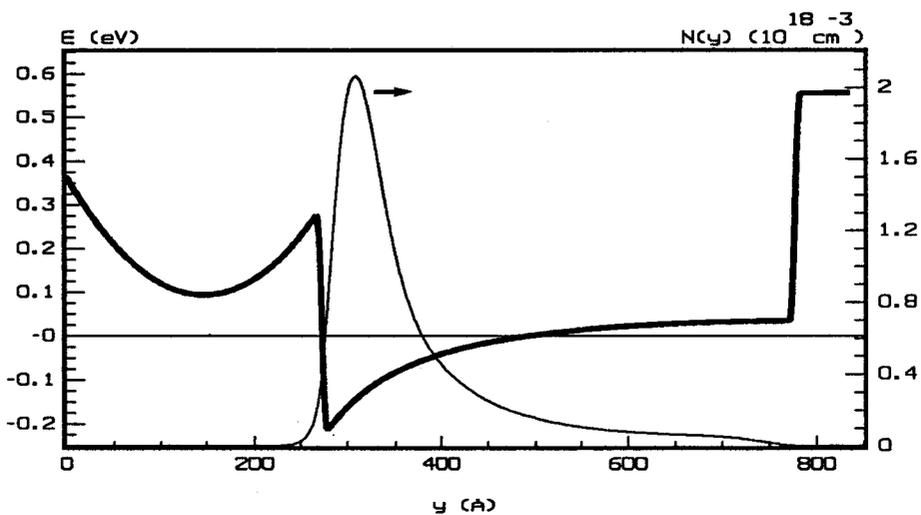


Figure II.11c : Répartition électronique dans la structure.

- La résolution de l'équation de Schrödinger permet d'obtenir les niveaux d'énergie des n sous-bandes considérées, ainsi que les fonctions d'onde qui leur sont associées.

- Les niveaux d'énergie et leur fonction d'onde étant connus, il est alors possible de déduire la position du niveau de Fermi et la répartition électronique $N(y)$ dans la structure.

- La résolution de l'équation de Poisson fournit alors une nouvelle valeur de potentiel $V_0'(y)$, qui sera utilisée à l'itération suivante après utilisation d'un facteur de convergence.

- Tant que la valeur du niveau de Fermi est non nulle, une nouvelle itération est effectuée.

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure II.11 les principaux résultats fournis par le modèle dans le cas d'une double hétérojonction AlInAs/GaInAs/AlInAs à $T = 300K$, pour laquelle six sous-bandes ont été prises en compte. La structure simulée est constituée de 250Å de AlInAs dopé à $2.10^{18}cm^{-3}$, d'un spacer de 25Å, 500Å de GaInAs de dopage résiduel $10^{15}cm^{-3}$ et d'une couche de 400Å de AlInAs intrinsèque. Les niveaux d'énergie par rapport au niveau de Fermi ainsi que la densité d'électrons sur chacune des sous-bandes sont répertoriés dans le tableau n°6.

Ss-bande n°	0	1	2	3	4	5
ϵ (meV)	-79.5	-7.2	25.8	45.8	70.4	102.8
N_{S_i} ($10^{11}cm^{-2}$)	13.732	3.688	1.382	0.694	0.280	0.082

Tableau n°6

Il est à noter que, dans nos simulations, nous avons négligé la différence de masse effective entre les deux matériaux et utilisé la masse du GaInAs. Cette approximation se justifie dans la mesure où la valeur importante de la discontinuité de bande de conduction ΔE_c permet un bon confinement des électrons dans le GaInAs, et les empêche quasiment de franchir cette barrière de potentiel. Ceci est confirmé par la très faible pénétration des fonctions d'onde dans AlInAs (Figure II.11b).

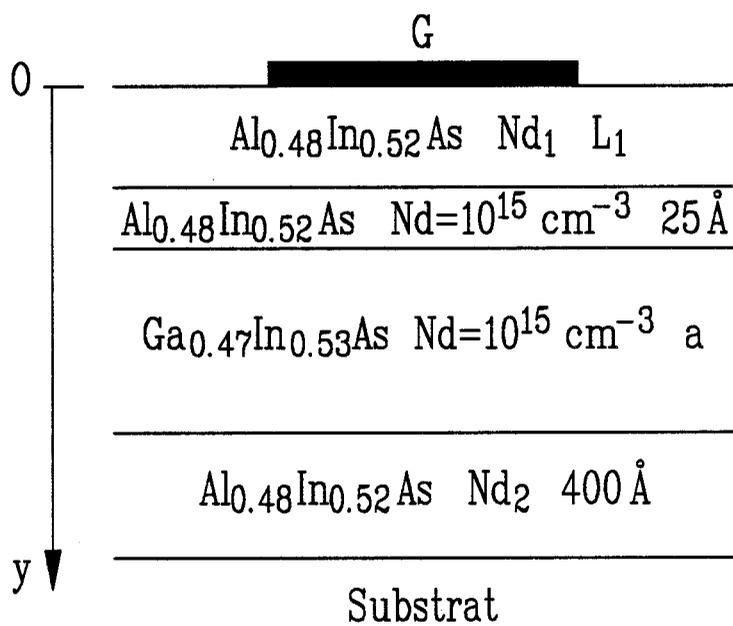


Figure II.12 : Type de structure modélisée et notations utilisées.

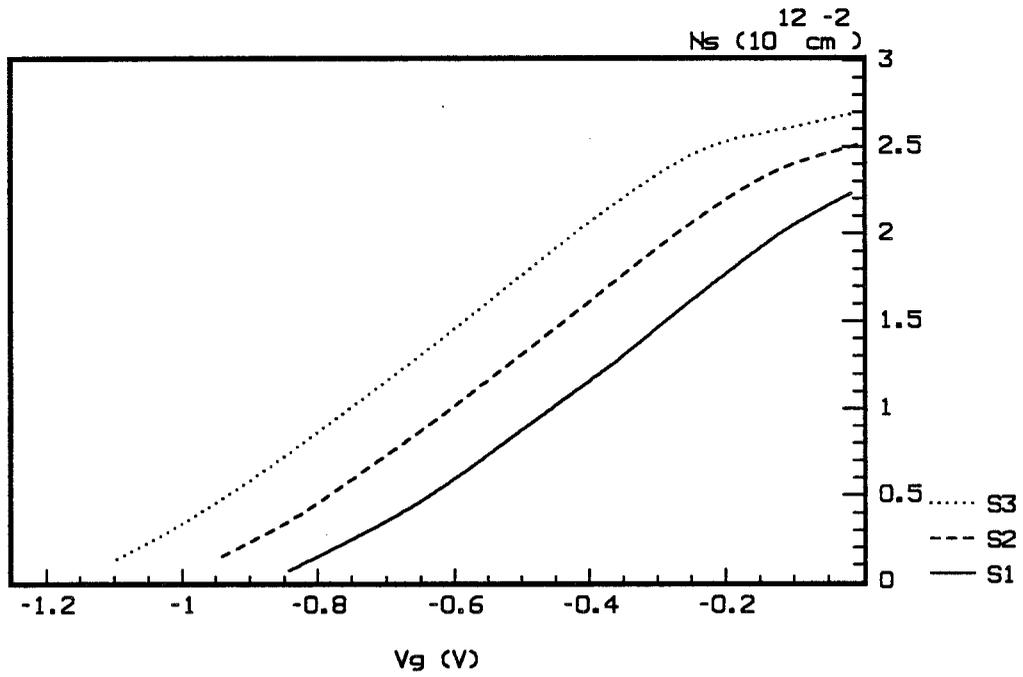


Figure II.13 : Evolution de la densité surfacique N_s avec la tension de grille V_g pour différentes valeurs de dopage N_{d1} .

S1 : $N_{d1} = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ S2 : $N_{d1} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ S3 : $N_{d1} = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

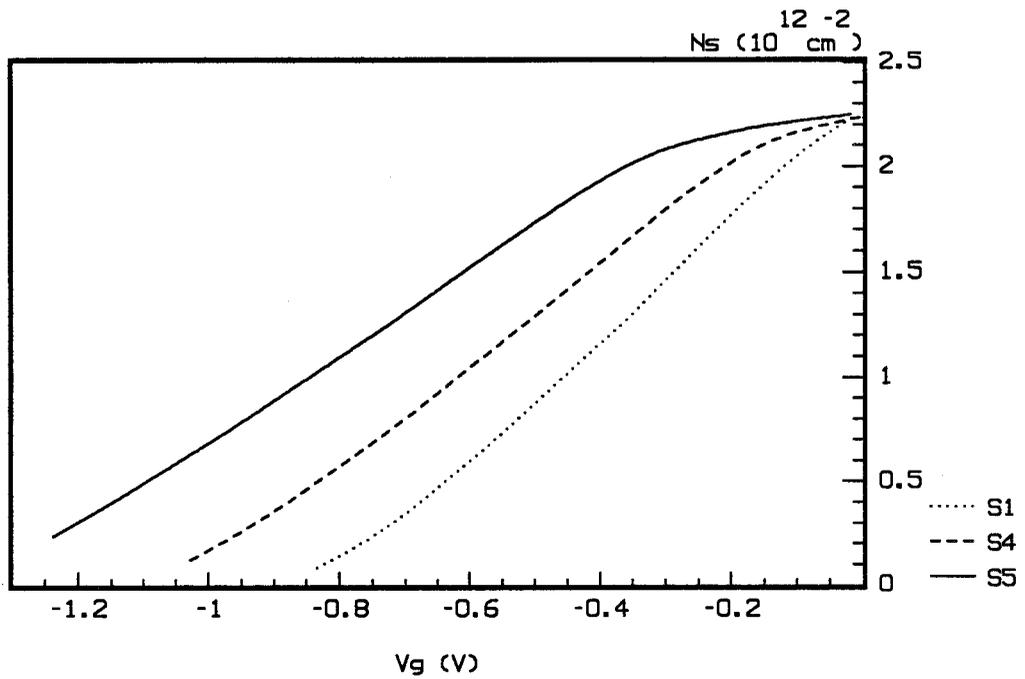


Figure II.14 : Evolution de la densité surfacique N_s avec la tension de grille V_g pour différentes valeurs de l'épaisseur L_1 .

S1 : $L_1 = 150 \text{ \AA}$ S4 : $L_1 = 200 \text{ \AA}$ S5 : $L_1 = 250 \text{ \AA}$

32- Influence des paramètres sur le contrôle de charge

Le type de structure que nous avons modélisée pour étudier l'influence des principaux paramètres de l'épitaxie sur la commande de charge, est présenté sur la figure II.12. Il est à remarquer que nous n'avons pas pris en compte de couche superficielle de AlInAs non dopée, bien que celle-ci soit nécessaire à l'obtention de bons contacts Schottky de grille. L'absence de cette couche n'affecte que très légèrement les valeurs de N_s obtenues, et ne fait que décaler la tension de grille V_g d'une valeur constante qui dépend essentiellement de l'épaisseur de cette couche.

321- Influence des caractéristiques de la couche dopée

Pour cette étude, nous avons utilisé une largeur de puits a égale à 500Å et une couche AlInAs arrière de dopage $N_{d2} = 10^{15}\text{cm}^{-3}$. L'influence du dopage de la couche supérieure N_{d1} sur la densité surfacique de charges accumulées à l'interface est présentée sur la figure II.13, pour une épaisseur de couche dopée $L_1 = 150\text{Å}$.

Nous pouvons y observer une augmentation importante de la charge accumulée avec le dopage de la couche supérieure. Cette évolution, déjà observée dans le cas de l'hétérojonction GaAlAs/GaAs [32], montre l'intérêt d'utiliser des couches AlInAs fortement dopées, si la valeur de la densité de charges transférées est le critère de qualité choisi. Notons également les fortes valeurs de N_s atteintes qui sont dues à l'importance des dopages utilisés, mais aussi à la hauteur de barrière ($\Delta E_c = 0.52\text{eV}$). Ces valeurs de N_s à l'équilibre comprises entre 2.2 et $2.7 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$ pour N_{d1} variant de 2 à $4 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ sont en bon accord avec celles recueillies dans la littérature pour des structures comparables [35].

Si nous nous intéressons maintenant à l'effet de l'augmentation de l'épaisseur L_1 de la couche dopée à $N_{d1} = 2 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$, nous pouvons constater sur la figure II.14 que pour une largeur L_1 suffisante, la valeur de N_s à l'équilibre ne varie pas. Lorsque nous commençons à polariser la grille, plus la valeur de L_1 est grande, plus la commande de grille sur le gaz d'électrons est tardive. Pour $L_1 = 250\text{Å}$, nous remarquons que jusque $V_g = -0.3\text{V}$, la grille agit essentiellement sur les porteurs libres de la couche AlInAs dopée, et dégrade donc l'efficacité de la commande sur la densité électronique accumulée à l'interface. Comme prévu, l'augmentation de L_1 entraîne un accroissement de la tension de pincement V_p . Il est donc nécessaire de contrôler de façon précise l'épaisseur de cette couche afin d'ajuster V_p à la valeur désirée, lors de la réalisation du composant.

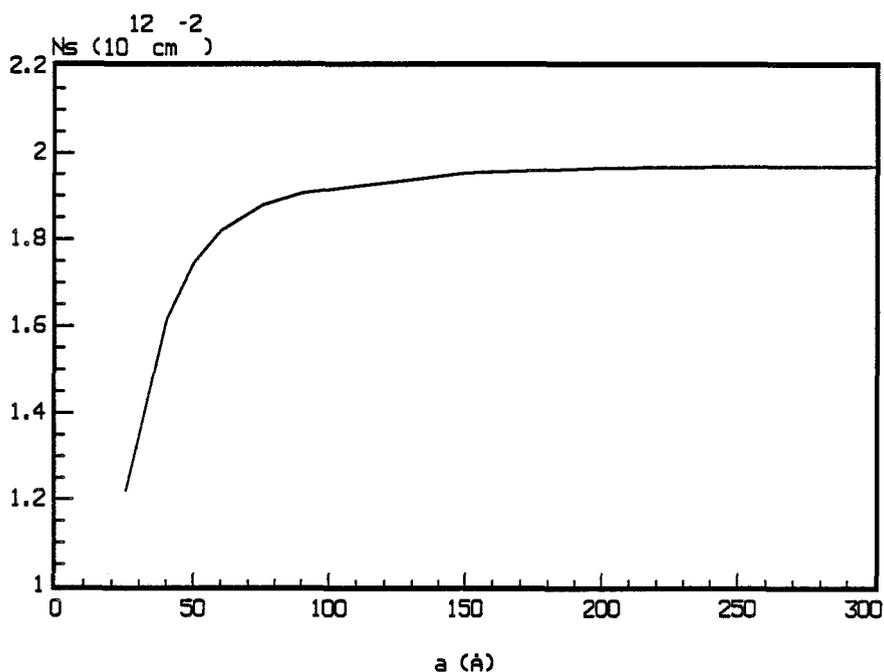


Figure II.15 : Densité superficielle d'électrons en fonction de la largeur du puits a .
 $Nd_1 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L_1 = 250 \text{ Å}$, $Nd_2 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

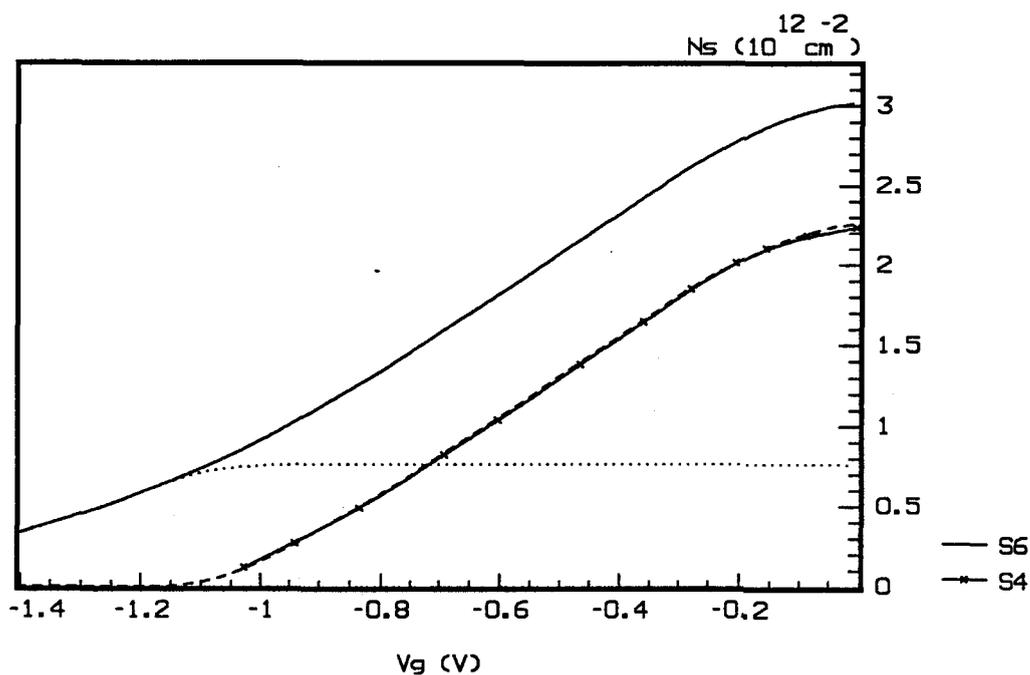


Figure II.16 : Densité d'électrons accumulés en fonction de la tension de grille V_g pour deux valeurs de dopage Nd_2 . S4 : $Nd_2 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ S6 : $Nd_2 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.
 Trait discontinu : Contribution du puits principal.
 Trait pointillé : Contribution du puits secondaire.
 $Nd_1 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L_1 = 200 \text{ Å}$, $a = 500 \text{ Å}$

322- Influence de la largeur du puits

La largeur du puits est aussi un paramètre important dans la mesure où si la couche de GaInAs est très épaisse, le confinement des porteurs n'est pas parfaitement assuré. Ceci se traduit par l'injection profonde de porteurs dans la couche et donc par un contrôle de grille moins efficace. Afin de limiter ce phénomène, il convient d'utiliser une couche relativement mince. Cependant, comme nous le constatons sur la figure II.15 où est représentée l'évolution de la densité surfacique d'électrons avec l'épaisseur a du puits, N_s décroît très fortement si a est inférieure à 100\AA . Cette valeur nous semble être la limite inférieure à ne pas franchir.

323- Influence du dopage arrière

Une solution possible pour augmenter la densité surfacique d'électrons N_s consiste à doper la couche arrière de matériau à grand gap. L'évolution de N_s avec la tension de grille V_g est présentée sur la figure II.16 pour deux valeurs de dopage N_{d_2} (10^{15}cm^{-3} et $2 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$), ainsi que la contribution au N_s des deux hétérojonctions. Pour des tensions de grille comprises entre 0 et -1V , nous observons un accroissement du N_s d'une valeur constante qui résulte du transfert des électrons de la couche arrière vers le puits. La commande du gaz d'électrons de l'hétérojonction principale n'est pas affectée par la présence de N_{d_2} , en raison de l'épaisseur assez importante du puits ($a = 500\text{\AA}$). Lorsque V_g est inférieure à -1V , la grille commence à commander les électrons accumulés à la deuxième interface.

Ce type de structure permet donc d'augmenter assez sensiblement la valeur de N_s et d'obtenir ainsi des courants plus importants. Toutefois, il convient de s'assurer que la désertion de la couche arrière dopée soit totale, afin d'y éviter une conduction parasite. Cette condition nécessite de choisir pour cette couche une épaisseur et un dopage bien adaptés.

33- Conclusion

Au cours de cette partie, l'étude du contrôle de charge dans la double hétérojonction AlInAs/GaInAs/AlInAs, basée sur une résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et Poisson, nous a permis d'évaluer la valeur de la quantité de charge transférée N_s . La variation de divers paramètres caractéristiques de la structure nous a fait mettre en évidence l'influence de chacun d'entre eux sur la commande de charge. Nous avons ainsi montré l'intérêt d'utiliser des couches supérieures AlInAs fortement dopées, associées à des puits relativement minces, afin d'obtenir le meilleur contrôle possible.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [1] J.R. HAUSER, T.H. GLISSON, M.A. LITTLEJOHN
Solid State Electronics Vol.22 p.487 (1979).
- [2] A. BHATTACHARYYA, D. CHATTOPADHYAY, A. GOSSAL
Phys. Rev. B Vol.31 n°4 p.2524 (1985).
- [3] C.K. PENG, A. KETTERSON, H. MORCOC
Jour. Appl. Phys. Vol.60 n°5 p.1707 (1986).
- [4] L.W. MASSENGILL, T.H. GLISSON, J.R. HAUSER, M.A. LITTLEJOHN
Solid State Electronics Vol.29 n°7 p.725 (1986).
- [5] K. BRENNAN
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. Vol.ED-33 n°10 p.1502 (1986).
- [6] S. ADACHI
Jour. Appl. Phys. Vol.53 n°12 p.8775 (1982).
- [7] A. GHOSAL, D. CHATTOPADHYAY, N.N. PURKAIT
Appl. Phys. Lett. Vol.44 n°8 p.773 (1984).
- [8] S.R. AHMED, B.R. NAG, M. DEB ROY
Solid State Electronics Vol.28 n°12 p.1193 (1985).
- [9] R. FAUQUEMBERGUE
Rapport de contrat DRET.
- [10] M.A. LITTLEJOHN, J.R. HAUSER, T.H. GLISSON
Jour. Appl. Phys. Vol.48 p.4587 (1977).
- [11] N. SHIGEKAWA, T. FURUTA, K. ARAI
Appl. Phys. Lett. Vol.57 n°1 p.67 (1990).

- [12] L.D. NGUYEN, L.M. JELLOIAN, M. THOMPSON, M. LUI
I.E.E.E. IEDM Tech. Dig. p.499 (1990).
- [13] U.K. MISHRA, A.S. BROWN, L.M. JELLOIAN, L.H. HACKETT,
M.J. DELANEY
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-9 n°1 p.41 (1988).
- [14] M. KAMADA, T. KOBAYASHI, H. ISHIKAWA, Y. MORI, K. KANEKO,
C. KOJIMA
Elect. Lett. Vol.23 n°6 p.297 (1987).
- [15] L. AINA, M. MATTINGLY, B. POTTER
Appl. Phys. Lett. Vol.51 n°21 p.1735 (1987).
- [16] L. AINA, M. MATTINGLY
Jour. Appl. Phys. Vol.64 n°10 p.5253 (1988).
- [17] W.P. HONG, P.K. BHATTACHARYA, J. SINGH
Appl. Phys. Lett. Vol.50 n°10 p.618 (1987).
- [18] J.P. PRASEUTH, L. GOLDSTEIN, P. HENOC, J. PRIMOT, G. DANAN
Jour. Appl. Phys. Vol.61 n°1 p.215 (1987).
- [19] T. TANAHASHI, K. NAKAJIMA, A. YAMAGUSHI, I. UMEBU
Appl. Phys. Lett. Vol.43 n°11 p.1030 (1983).
- [20] L. AINA, M. MATTINGLY
Appl. Phys. Lett. Vol.51 n°20 p.1637 (1987).
- [21] U.K. MISHRA, A.S. BROWN, M.J. DELANEY, P.T. GREILING, C.F. KRUMM
I.E.E.E. Trans. Micr. Th. Tech. Vol.37 n°9 p.1279 (1989).
- [22] P.J. THIJS, J.M. LAGEMAAT, R. WOLTJER
Elect. Lett. Vol.24 n°4 p.226 (1988).

- [23] J.L. THOBEL, F. DESSENNE, R. FAUQUEMBERGUE, L. BAUDRY,
P. BOUREL
Inst. Phys. Conf. Ser. n°112 p.351 Jersey (1990).
- [24] K.S. YOON, G.B. STRINGFELLOW, R.J. HUBER
Jour. Appl. Phys. Vol.62 n°5 p.1931 (1987).
- [25] A. KASZYNSKI
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille (1979).
- [26] R. FAUQUEMBERGUE, J. ZIMMERMANN, A. KASZYNSKI, E. CONSTANT
Jour. Appl. Phys. Vol.51 n°2 p.1065 (1980).
- [27] C. JACOBINI, L. REGGIANI
Reviews of Modern Physics Vol.55 n°3 p.645 (1983).
- [28] R. PEOPLE, K.W. WECHT, K. ALAVI, A.Y. CHO
Appl. Phys. Lett. Vol.43 n°1 p.118 (1983).
- [29] D.F. WELCH, G.W. WICKS, L.F. EASTMANN
Jour. Appl. Phys. Vol.55 n°8 p.3176 (1984).
- [30] Y. NAKATA, S. SASA, Y. SUGIYAMA, T. FUJII, S. HIYAMIZU
Jn. Jour. Appl. Phys. Vol.26 n°1 p.L59 (1987).
- [31] U.K. MISHRA, A.S. BROWN, S.E. ROSENBAUM
I.E.E.E. IEDM Tech. Dig. p.180 (1988).
- [32] A. CAPPY
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille (1986).
- [33] F. STERN
Phys. Rev. B Vol.5 n°12 p.4891 (1972).
- [34] F. STERN
Jour. Comp. Phys. Vol.6 p.56 (1970).

- [35] M. KAMADA, H. ISHIKAWA, M. IKEDA, Y. MORI, C. KOJIMA
Elect. Lett. Vol.22 n°21 p.1147 (1986).

**ETUDE EXHAUSTIVE DU T.E.G.F.T. AIL₁AS/GAINAS/IMP
INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES
ET DE L'EPITAXIE**

CHAPITRE III

INTRODUCTION

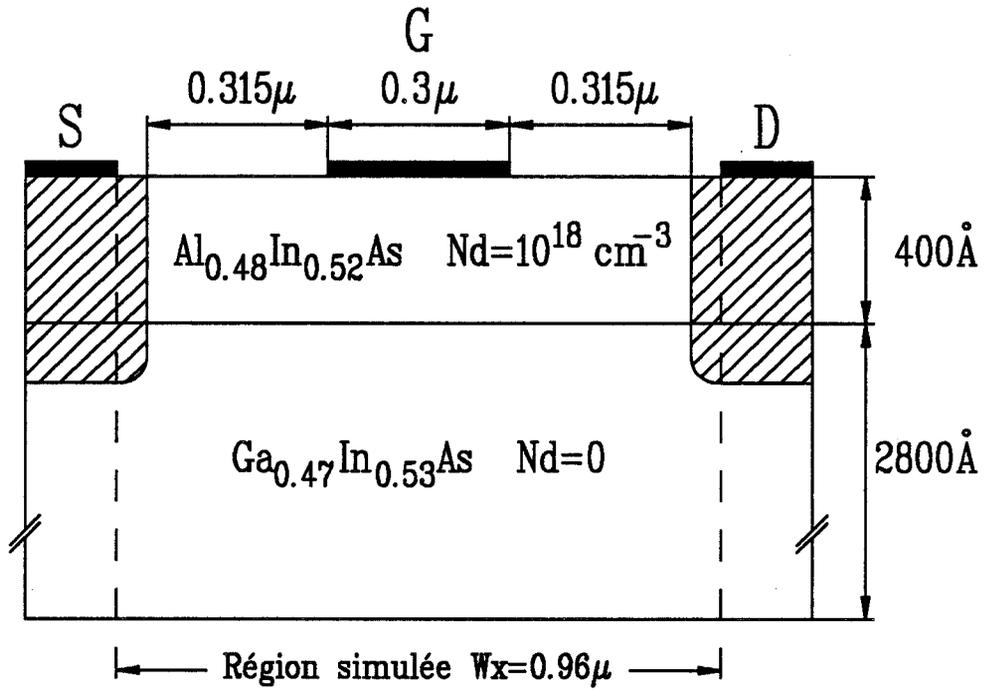
Les bonnes propriétés de transport des matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, ainsi que la forte accumulation de porteurs à l'interface, que nous avons montrées lors du second chapitre, font de ce couple de matériaux une alternative intéressante pour la réalisation de T.E.G.F.E.T. présentant de bonnes performances.

C'est pourquoi, au cours de ce chapitre qui se décompose en trois parties, nous nous proposons de mettre en évidence les phénomènes physiques essentiels qui régissent le fonctionnement des T.E.G.F.E.T. $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ à grille submicronique, à l'aide de la méthode de Monte-Carlo.

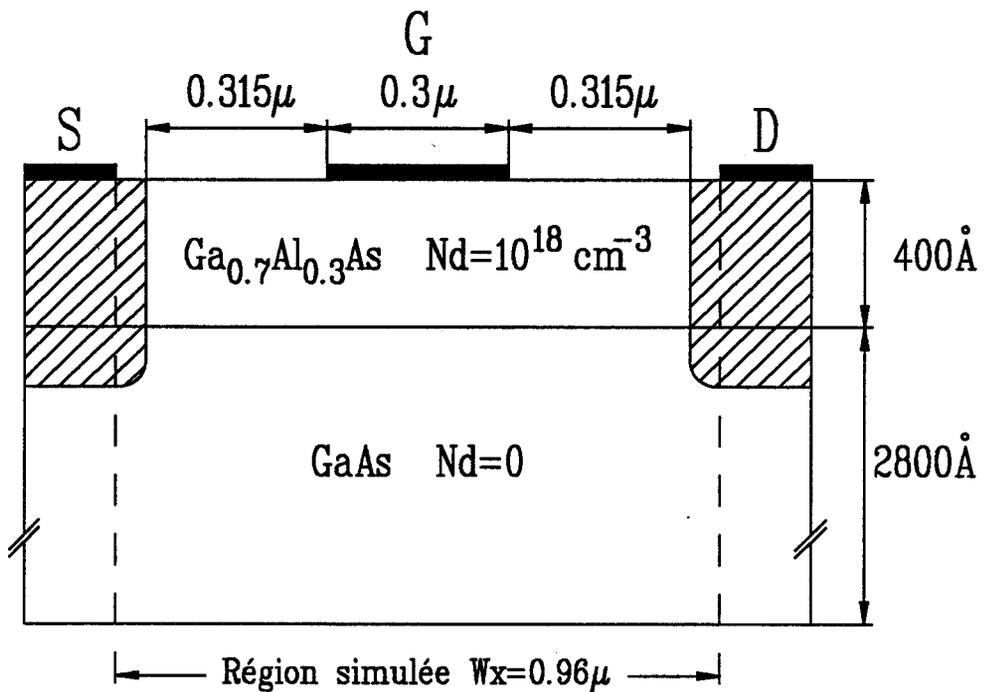
Dans la première partie, nous effectuons une étude comparative des grandeurs physiques et électriques pour les T.E.G.F.E.T. classiques $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$ et $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ sur une structure simple, afin de montrer l'intérêt d'utiliser de nouveaux matériaux.

La seconde partie est consacrée à l'étude complète d'une structure réaliste de transistor $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ dans le but de cerner les phénomènes essentiels intervenant dans ce type de composant. Pour cela, une analyse des grandeurs microscopiques est entreprise et les caractéristiques électriques de sortie sont présentées.

Enfin, l'influence des paramètres technologiques fait l'objet de la troisième partie. Nous y étudions l'influence des dimensions du recess, de l'épaisseur des principales couches et du dopage de la couche AlInAs dopée, et enfin de la longueur de grille, en vue de dégager des directives d'optimisation du composant.



a) Structure SA : $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$.



b) Structure SB : $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$.

Figure III.1 : Structures des T.E.G.F.E.T. simulés.

1- ETUDE COMPARATIVE DES T.E.G.F.E.T. CLASSIQUES GaAs ET InP

11- Structures simulées. Généralités

L'étude comparative des T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs et AlInAs/GaInAs est effectuée sur une structure simple (planaire, non recessée), afin de mieux appréhender les phénomènes importants au sein du composant. Les structures considérées (SA : AlInAs/GaInAs et SB : GaAlAs/GaAs) sont représentées sur la figure III.1. De par leur topologie simple, ces deux structures permettent de nous affranchir des effets liés à une géométrie complexe. Elles sont constituées d'une couche de 400Å de matériau à grand gap, dopé à 10^{18} cm^{-3} et d'une seconde couche de matériau à petit gap non dopé de 2800Å.

Il est à remarquer que nous ne simulons que la partie centrale du composant. Les régions de source et de drain que nous modélisons sont réduites et considérées comme quasi-équipotentielles. En effet, la prise en compte de zones surdopées comme dans le cas d'un composant réel, nécessite de considérer un nombre très important de particules dans ces zones, sans pour cela apporter d'informations essentielles. Cette approximation revient à négliger les résistances de source et de drain, mais influe peu sur les phénomènes physiques au sein de la structure.

De façon à comparer de manière identique les différentes structures que nous simulons, nous adoptons tout au long de ce mémoire la convention suivante :

La polarisation de grille est décrite à partir de la "tension interne" qui tient compte à la fois du potentiel de built-in du contact Schottky et du potentiel extérieur appliqué sur la grille.

$$(III-1) \quad V_{gs_{interne}} = V_{gs_{externe}} - V_{bi}$$

En effet, la valeur de V_{bi} dépend de la nature, de la composition et du dopage du matériau utilisé. Dans le cas de GaAlAs pour une composition en Aluminium de 30%, la valeur de V_{bi} est de 1.1eV [1], alors que pour AlInAs à 52% d'Indium, V_{bi} est de l'ordre de 0.5eV [2, 3].

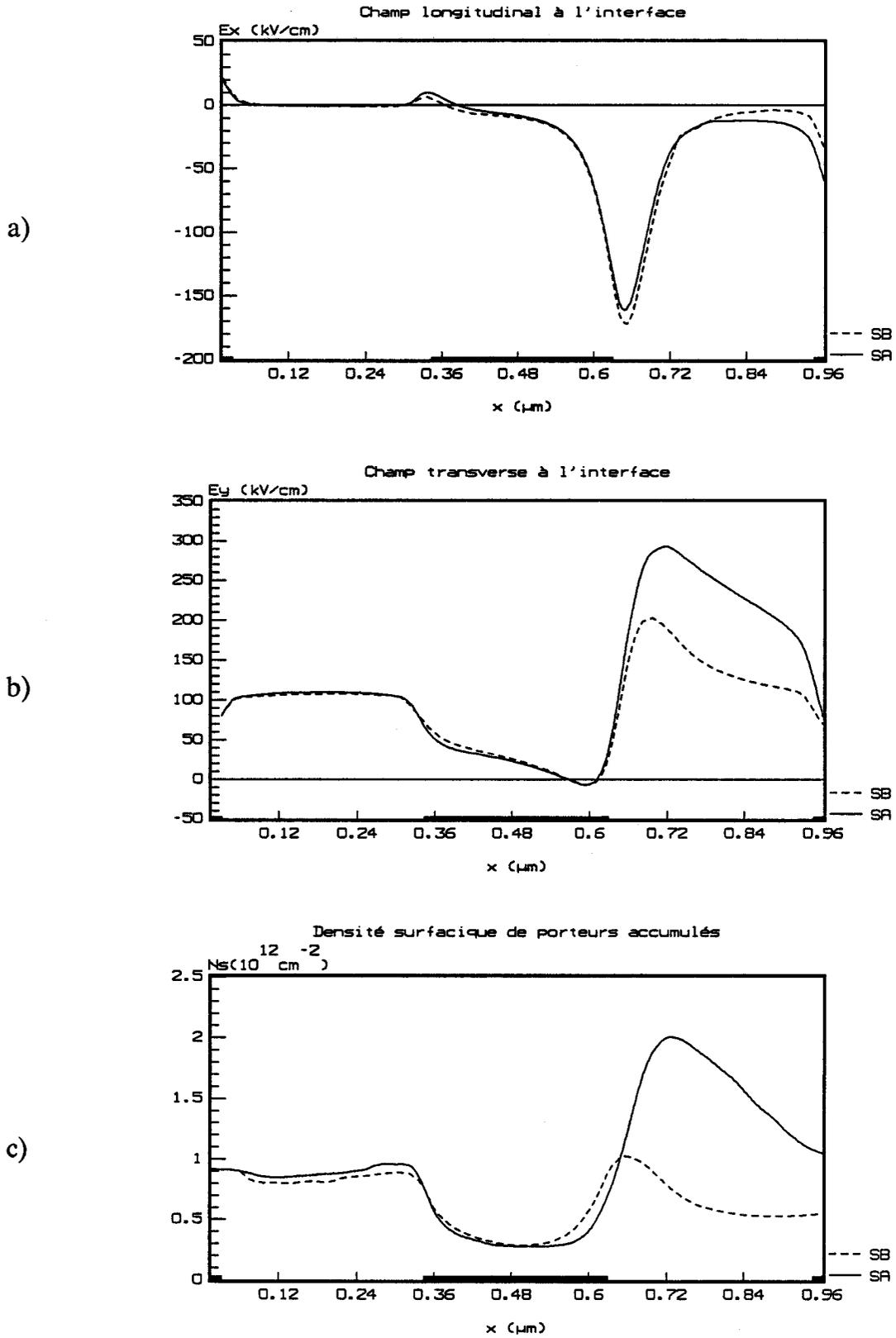


Figure III.2 : Evolution de la source vers le drain des composantes longitudinale et transverse du champ électrique et de la densité surfacique de porteurs à $V_{ds} = 2.0V$.

SA : AllnAs/GaInAs SB : GaAlAs/GaAs.

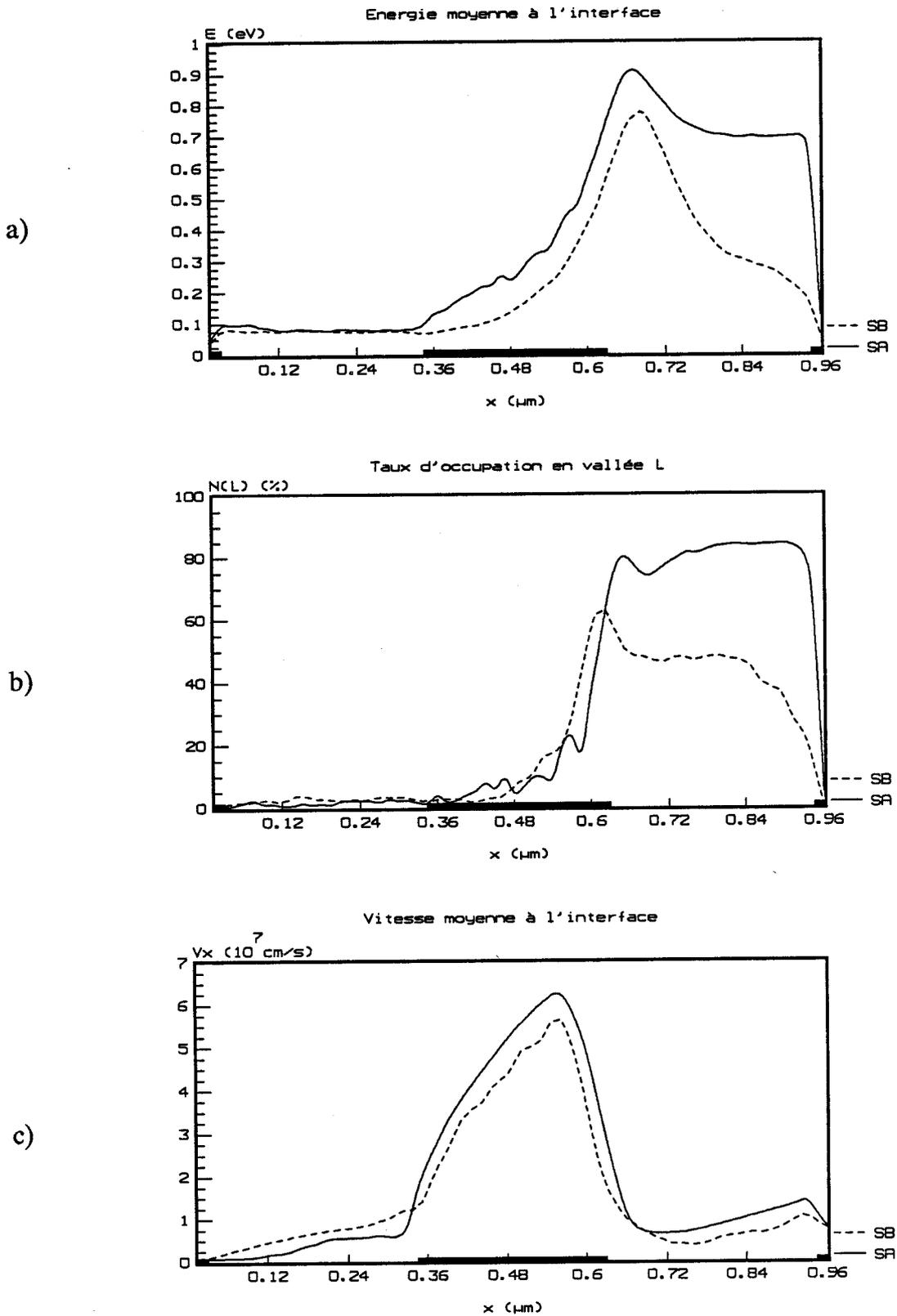


Figure III.3 : Evolution de la source au drain de l'énergie des porteurs, du taux d'occupation de la vallée L et de la vitesse parallèle à l'interface à $V_{ds} = 2.0V$.

SA : AlInAs/GaInAs SB : GaAlAs/GaAs.

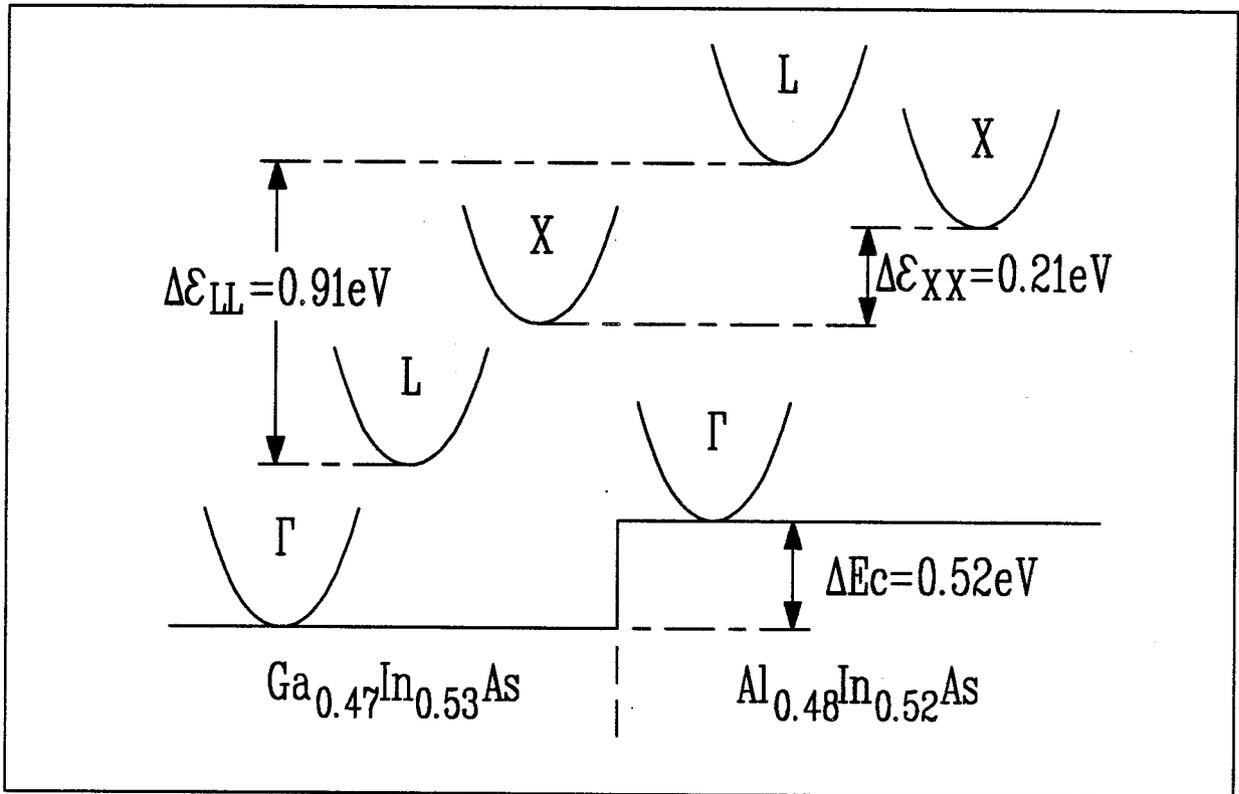


Figure III.4 : Configuration des vallées pour l'hétérojonction $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$.

12- Présentation des résultats

121- Grandeurs physiques

L'étude comparative des grandeurs microscopiques est effectuée au point de polarisation $V_{ds} = 2.0V$ et V_{gs} interne = $-1.0V$. Ce point de fonctionnement correspond au régime de courant saturé (zone quasi-plate de la courbe $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$) et à un bon contrôle du gaz bidimensionnel d'électrons.

Sur les figures III.2 et III.3, nous présentons pour les structures SA et SB les évolutions entre source et drain des principales caractéristiques microscopiques :

* Les composantes parallèle E_x et transverse E_y du champ électrique calculées à l'interface dans le matériau à petit gap.

* La densité surfacique de porteurs accumulés à l'interface $N_s(x)$ calculée par la relation :

$$(III-2) \quad N_s(x) = \int_{\text{Petit Gap}} n(x,y) dy$$

où $n(x,y)$ représente la densité volumique de porteurs au point de coordonnées (x,y) .

* L'énergie moyenne des porteurs, le taux d'occupation de la vallée L et la vitesse longitudinale V_x à l'interface.

A la vue de la figure III.2, nous constatons une évolution tout à fait semblable du champ électrique E_x pour les deux structures. En revanche, le champ transverse E_y et la densité surfacique N_s prennent entre source et drain des valeurs plus importantes dans le cas de la structure SA. Ce phénomène trouve son explication dans les valeurs différentes de la hauteur de barrière ΔE_c qui vaut $0.5eV$ [4] pour la structure SA contre $0.25eV$ [5] pour SB.

En effet, le champ électrique E_y tend à repousser les porteurs vers l'hétérojonction en sortie de grille. Ces porteurs qui possèdent une énergie importante (figure III.3a) sont potentiellement capables de franchir la barrière ΔE_c et de transférer vers le matériau à grand gap. Cependant, la hauteur de la barrière étant plus grande dans le cas de AlInAs/GaInAs, un nombre plus restreint d'électrons peut repeupler la couche supérieure, tandis que les autres s'accumulent à l'interface et contribuent ainsi à augmenter N_s .

Une seconde particularité du couple de matériaux AlInAs/GaInAs vient renforcer l'effet de la forte discontinuité de bande de conduction.

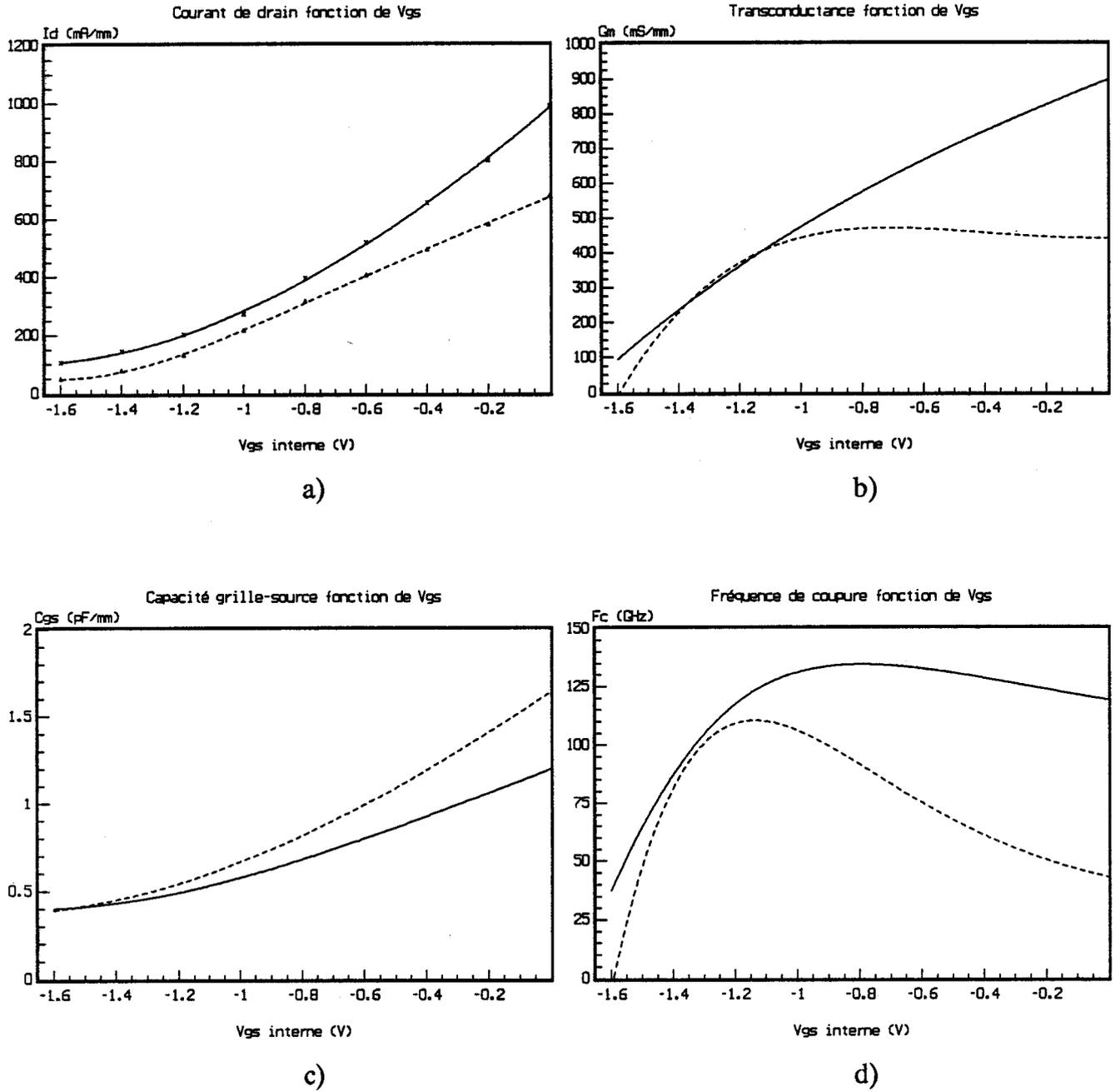


Figure III.5 : Evolution des principales caractéristiques électriques en fonction de la tension V_{gs} interne à $V_{ds} = 2.0V$.

— Structure SA
- - - Structure SB

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, les vallées dans $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ s'ordonnent de la manière suivante : Γ , X, L et non Γ , L, X comme dans GaInAs . Or, les électrons accumulés à l'interface en sortie de grille étant majoritairement en vallée L (figure III.3b) dans GaInAs et les transferts d'un matériau vers l'autre ne pouvant s'accompagner d'un changement de vallée, il faut que les porteurs puissent gagner 0.91eV pour franchir l'hétérojonction vers la vallée L de AlInAs (figure III.4), ce qui est infiniment peu probable.

Nous le voyons, ces transferts appelés "transferts dans l'espace réel" qui ont été étudiés théoriquement [6] et expérimentalement [7] sont ici quasi-absents dans le cas de la structure SA. Ceci implique donc un repeuplement minime de la couche AlInAs supérieure et se traduit par l'existence d'une charge d'espace dans GaInAs induisant un champ transverse plus important.

En ce qui concerne les vitesses longitudinales à l'interface présentées sur la figure III.3c, nous constatons que l'effet de survitesse est plus marqué dans le cas de la structure SA, ce qui ne fait que traduire les meilleures propriétés de transport du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ par rapport au GaAs [8].

122- Caractéristiques électriques

La figure III.5 présentent les évolutions avec la tension interne V_{gs} du courant de drain, de la transconductance, de la capacité grille-source et de la fréquence de coupure à $V_{ds} = 2.0\text{V}$ pour les deux structures. Les différentes grandeurs sont définies de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \text{- Transconductance :} & \quad G_m = \frac{\delta I_d}{\delta V_{gs}} \\ \text{(III-3) - Capacité grille-source :} & \quad C_{gs} = \frac{\delta Q}{\delta V_{gs}} \\ \text{- Fréquence de coupure :} & \quad F_c = \frac{G_m}{2\pi \cdot C_{gs}} \end{aligned}$$

où Q est la charge stockée sous l'électrode de grille.

En observant l'évolution des courants de drain I_d , nous pouvons constater que celui-ci est toujours plus fort pour la structure SA. Ceci est directement lié aux vitesses plus importantes enregistrées dans GaInAs par rapport à GaAs , mais également dans AlInAs comparé à GaAlAs .

En ce qui concerne la transconductance G_m , il convient de différencier deux zones de fonctionnement :

- La première zone correspond à un fonctionnement purement T.E.G.F.E.T. du composant, lorsque la tension V_{gs} interne est inférieure à environ $-0.9V$. Dans ce cas, la conduction s'effectue essentiellement dans le matériau à petit gap (GaInAs ou GaAs) et les courbes $I_d(V_{gs})$ étant relativement parallèles, les transconductances présentent des valeurs sensiblement identiques.

- La seconde zone correspond aux tensions V_{gs} supérieures à $-0.9V$ pour lesquelles la conduction se fait à la fois dans le matériau à petit gap et dans le matériau à grand gap, donnant ainsi naissance à l'effet "M.E.S.F.E.T. parasite". Pour la structure SA, la prédominance de la conduction dans GaInAs due aux faibles transferts dans l'espace réel et les bonnes propriétés de transport de AlInAs permettent au courant de garder des valeurs élevées, et se traduisent par une transconductance plus élevée.

Si nous observons maintenant l'évolution de la capacité grille-source en fonction de V_{gs} , nous pouvons remarquer que la capacité C_{gs} est plus faible pour la structure SA. Comme nous l'avons signalé auparavant, la population en électrons dans la couche AlInAs dopée est plus faible dans le cas de AlInAs/GaInAs. Globalement, les charges sont donc plus éloignées du contact de grille, ce qui implique une valeur de capacité moins importante.

Les effets combinés sur la transconductance et la capacité C_{gs} se répercutent directement sur la fréquence de coupure F_c dont la valeur maximale passe de 110 GHz pour la structure SB à plus de 135 GHz pour SA.

Enfin, en ce qui concerne la conductance de sortie G_d , définie à partir de la relation :

$$(III-4) \quad G_d = \frac{\delta I_d}{\delta V_{ds}} ,$$

nous avons pu l'évaluer à 18 mS/mm pour SA contre 20 mS/mm pour SB. Toutefois, compte tenu de l'imprécision sur la détermination de G_d , la différence enregistrée entre les deux structures ne semble pas être significative.

13- Conclusion

Cette étude comparative des T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs et GaAlAs/GaAs nous a permis de mettre en évidence les principaux phénomènes physiques internes qui différencient ces deux transistors. Nous avons pu montrer que les bonnes propriétés de transport des matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ se répercutaient favorablement sur les caractéristiques électriques du composant, et enfin que la structure AlInAs/GaInAs offrait des performances supérieures à la structure GaAlAs/GaAs.

Toutefois, le type de structure que nous venons d'étudier ne reflète pas la réalité, de par sa géométrie un peu trop simpliste. C'est pourquoi, il nous a paru essentiel de considérer une structure réaliste, comparable aux réalisations technologiques actuelles, afin d'en effectuer une étude complète. Ce travail est l'objet de la partie suivante de ce chapitre.

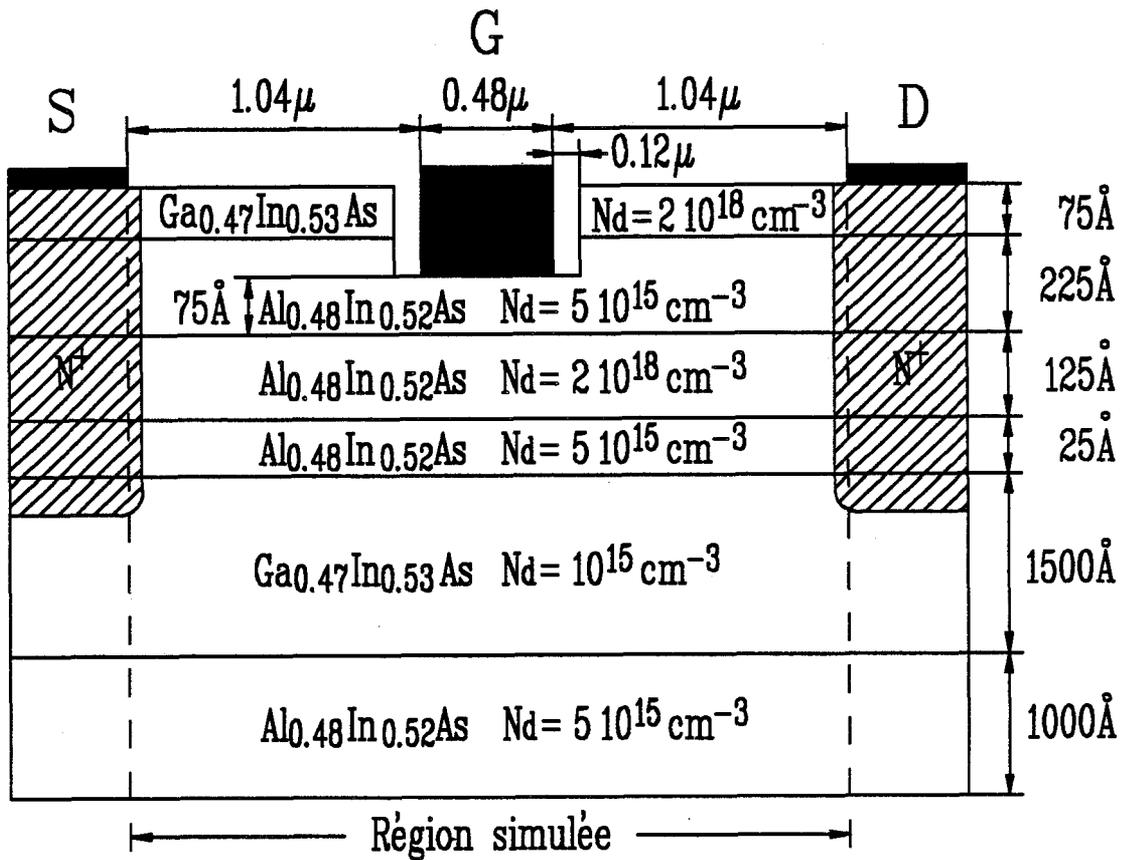


Figure III.6 : Structure du T.E.G.F.E.T. simulé.

2- ETUDE D'UNE STRUCTURE REALISTE

L'étude du T.E.G.F.E.T. classique AlInAs/GaInAs que nous venons de mener, nous a permis de montrer l'intérêt d'utiliser de tels matériaux pour la réalisation de transistors performants. Cependant, la structure que nous avons modélisée n'est pas le reflet de la réalité. En effet, la réalisation technologique et la montée en fréquence imposent aux structures des géométries plus complexes. C'est ce type de structure, proche des composants actuels, dont nous allons étudier le comportement et les performances.

21- Structure simulée

Sur la figure III.6, nous présentons la structure considérée dont les particularités sont les suivantes :

- Le cap layer très dopé permet d'améliorer les résistances de contact et la valeur de la résistance d'accès.

- La couche AlInAs non intentionnellement dopée et recessée reçoit l'électrode de grille et assure l'obtention d'une bonne barrière de Schottky.

- La grille de longueur $L_g = 0.48 \mu\text{m}$ est centrée dans le recess, avec une distance grille-coin de recess $L_{rg} = 1200 \text{Å}$.

- Le spacer de 25Å permet une meilleure séparation spatiale entre les électrons du gaz et les impuretés ionisées.

- La couche GaInAs non intentionnellement dopée d'une épaisseur de 1500Å reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons.

- Enfin, le buffer arrière de AlInAs a pour rôle de réduire l'injection de porteurs dans le substrat.

L'étude de ce composant est effectuée en régime stationnaire, à température ambiante, pour différentes valeurs de la tension grille-source V_{gs} et de drain-source V_{ds} .

22- Etude en fonction de la tension V_{gs}

Dans cette partie, la tension V_{ds} est fixée à 2.0V, ce qui correspond au régime de saturation de courant pour lequel nous considérerons deux zones de tension V_{gs} interne qui correspondent, d'une part à la commande optimale du gaz bidimensionnel, et d'autre part au pincement du transistor.

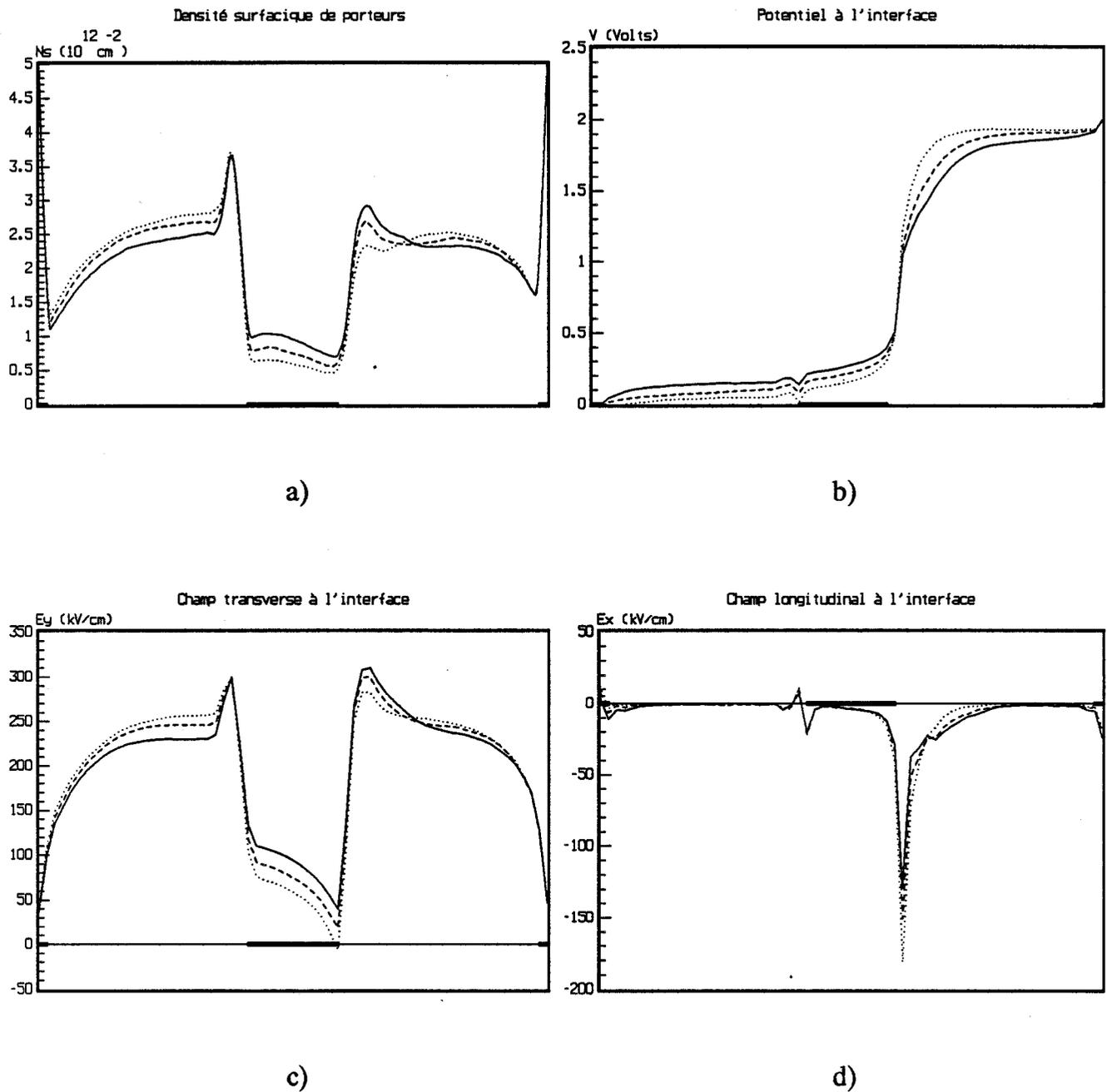


Figure III.7 : Evolution de la source au drain des principales grandeurs physiques pour différents V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

————— $V_{gs_{int.}} = 0.0V$
 - - - - - $V_{gs_{int.}} = -0.1V$
 $V_{gs_{int.}} = -0.2V$

221- Etude autour de V_{gs} interne = -0.1V

Cette première plage de polarisation est particulièrement intéressante puisqu'elle correspond à la commande optimale du gaz bidimensionnel d'électrons par l'électrode de grille, et par conséquent, aux meilleures valeurs de transconductance et de fréquence de coupure, ainsi que nous le verrons par la suite.

Nous présentons sur la figure III.7 les évolutions suivant l'axe source-drain de la densité surfacique de porteurs accumulés à l'interface N_s , du potentiel V , ainsi que des composantes transverse E_y et longitudinale E_x du champ électrique, calculées à l'interface dans GaInAs.

L'évolution de N_s en fonction de l'abscisse x montre que, sous l'effet combiné de la diffusion et de la désertion due à l'hétérojonction principale, les électrons "tombent" massivement dans le canal pour y former le gaz bidimensionnel. Sous la grille, N_s atteint sa valeur minimale sous l'effet électrostatique de la grille. La valeur de N_s est d'autant plus faible que la tension V_{gs} est faible, et traduit l'effet attendu de la commande de grille, illustré par le champ transverse E_y dans cette zone.

De chaque côté de la grille et particulièrement juste avant celle-ci, nous constatons une accumulation d'électrons à l'interface très importante. La zone dans laquelle la valeur de N_s est élevée correspond à l'espace entre le début du recess et la grille. Ce phénomène trouve son explication dans l'existence du cap layer GaInAs- N^+ et du recess, ainsi que dans la prise en compte de l'épaisseur de métallisation.

En effet, si nous examinons plus précisément ce qui se passe dans la zone d'accès de grille (figure III.8). Dans la région 1, l'existence d'une hétérojonction à l'interface entre le cap layer et la couche AlInAs nid attire les électrons de la couche dopée qui transfèrent dans le cap layer. D'autre part, dans la plage de polarisation considérée, la tension de grille externe appliquée est positive ($V_{gs\ ext.} = V_{gs\ int.} + V_{bi}$ avec $V_{bi}=0.5eV$) et contribue donc à attirer une partie des porteurs vers le haut du composant. Ces électrons tombent alors dans le cap layer GaInAs où ils s'accumulent. Dans la région 2, les électrons sont dans l'impossibilité de "remonter" de par l'existence même du recess, de plus l'action répulsive de la grille (potentiel interne sur le semiconducteur) les repousse dans le puits.

Nous voyons par conséquent que l'évolution de la densité surfacique de porteurs dans la zone d'accès ne traduit pas une "suraccumulation" d'électrons sous le recess, mais plutôt une répartition différente des porteurs dans la région 1 aboutissant à une valeur de charges transférées plus faible.

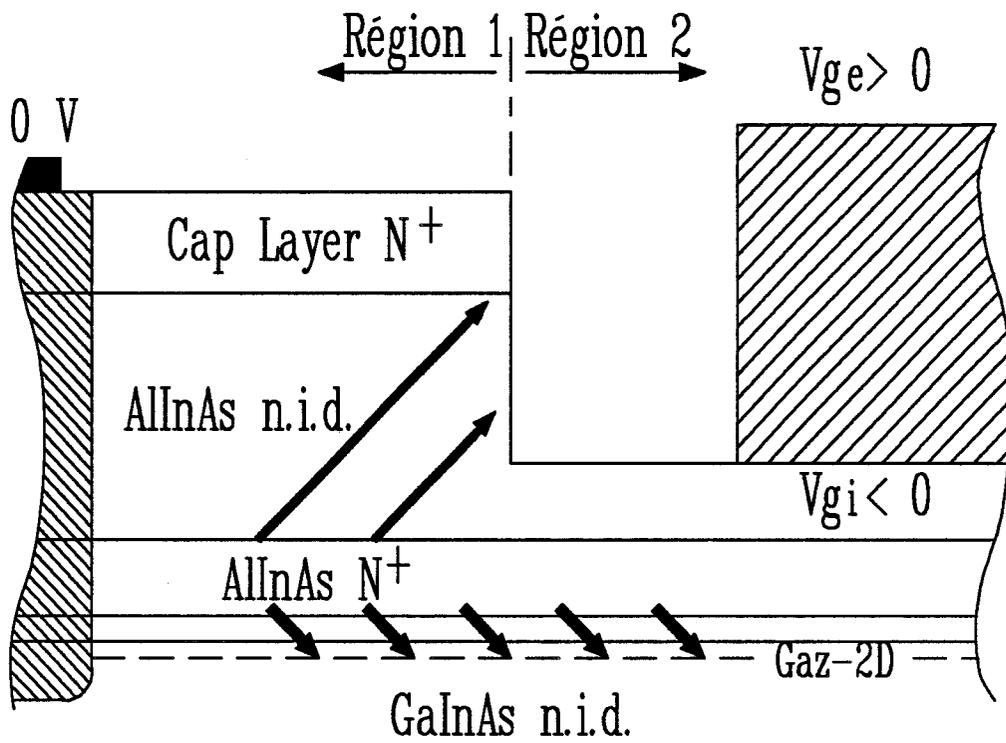


Figure III.8 : Trajet des porteurs dans la zone d'accès.

Dans cette région, la valeur de N_s tend d'ailleurs à augmenter lorsque la tension de grille diminue, alors que sous le recess elle reste quasi-inchangée, ce qui traduit l'effet de moins en moins attractif du potentiel externe appliqué. Du côté drain, le phénomène est beaucoup moins marqué du fait de la polarisation plus élevée de drain qui attire les porteurs.

Il est à noter que ce phénomène serait réduit, voire annihilé, si nous tenions compte du potentiel de surface sur les faces du recess. En effet, le potentiel externe appliqué sur la grille serait masqué par l'effet répulsif du potentiel de surface et les électrons de la couche AlInAs dopée transfèreraient dans le puits, à l'interface principale.

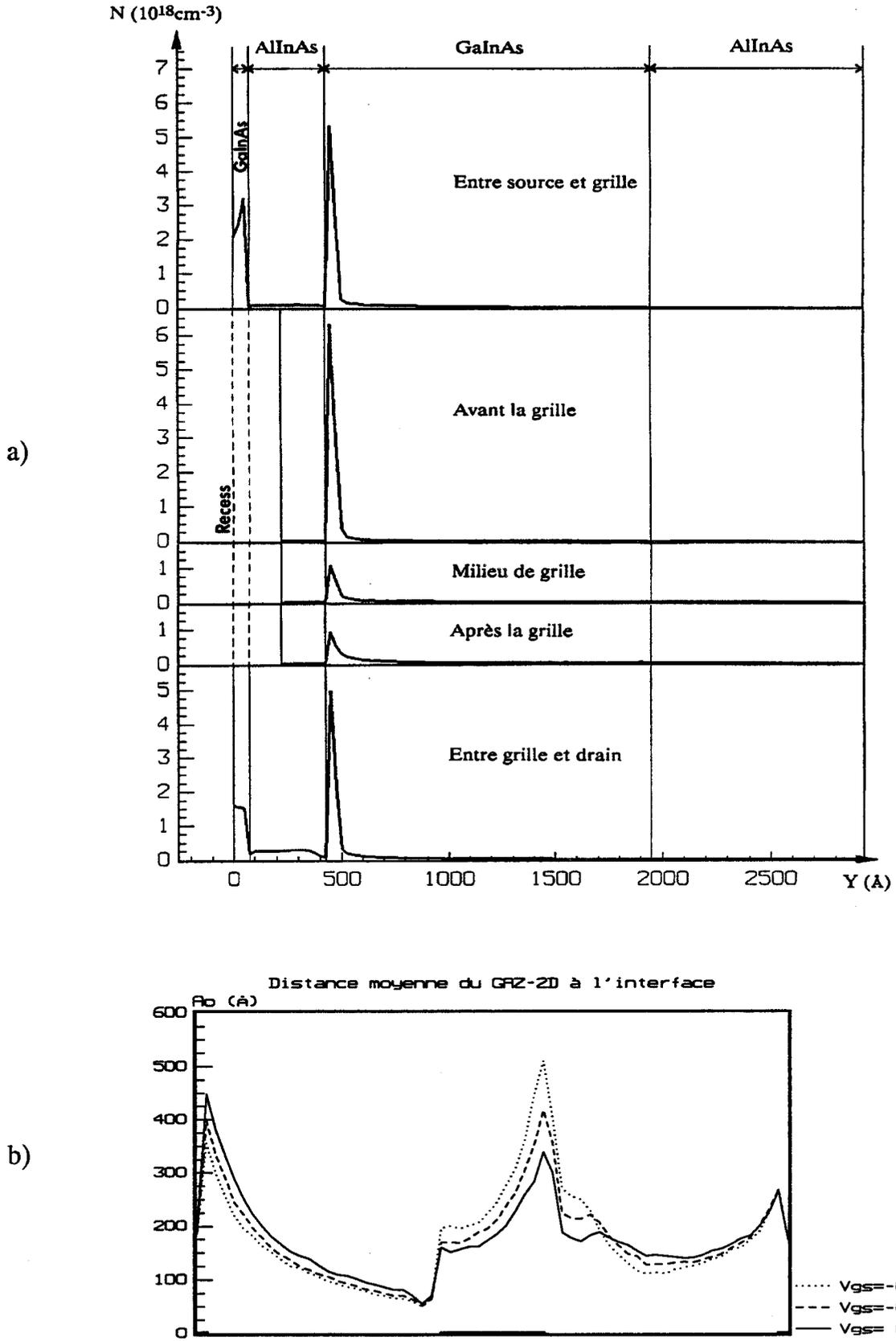


Figure III.9 : Répartition de porteurs dans la structure suivant l'axe grille-substrat pour différentes abscisses (a) et distance moyenne à l'interface du GAZ-2D (b) à $V_{ds} = 2.0 \text{V}$.

Examinons à présent la répartition électronique dans la structure, que nous avons illustrée par la figure III.9a où sont représentées les évolutions de la concentration en électrons suivant l'axe grille-substrat Oy, pour différentes abscisses x.

Entre source et drain, nous pouvons constater que la couche AlInAs dopée s'est fortement désertée pour former non seulement le gaz bidimensionnel, mais aussi l'accumulation dans le cap layer, ainsi que nous venons de l'expliquer.

Dans le recess avant la grille, nous observons une désertion quasi-totale des couches AlInAs et une valeur maximale de la densité volumique de porteurs plus importante, traduisant la forte valeur de N_s dans cette zone.

En milieu et après la grille, l'action de celle-ci réduit considérablement la densité d'électrons accumulés. Cependant, nous constatons un étalement très sensible des électrons vers le substrat, effet illustré par la figure III.9b où nous présentons la distance moyenne des électrons de GaInAs à l'interface pour différentes polarisations de grille. Notons que l'extension de zone désertée est clairement mise en évidence sur cette figure et que l'étalement des électrons est d'autant plus grand que l'action de la grille est forte.

Enfin entre grille et drain, nous remarquons que les couches AlInAs ont tendance à se repeupler, ce qui traduit un retour des électrons vers le matériau à grand gap, dû à l'échauffement des porteurs par le champ parallèle E_x très intense en sortie de grille. Ces transferts dans l'espace réel, caractéristiques de la dynamique d'électrons chauds, ne peuvent être correctement appréhendés qu'en tenant compte de l'état des porteurs dans la structure, que nous allons maintenant détailler.

Nous présentons sur la figure III.10 l'évolution entre source et drain des grandeurs microscopiques caractérisant la dynamique des porteurs que sont l'énergie électronique moyenne, la vitesse de dérive et la proportion de porteurs en vallées satellites à l'interface côté GaInAs. Nous voyons que l'énergie augmente fortement sous la grille et atteint sa valeur maximale en sortie de grille, valeur d'autant plus grande que la polarisation de grille est faible. Cette augmentation résulte de l'échauffement des porteurs par le champ E_x très intense dans cette région, et amène une très large majorité de porteurs en vallées satellites.

La vitesse moyenne des électrons présente, quant à elle, des valeurs très importantes sous la grille (jusqu'à $8 \cdot 10^7$ cm/s), ce qui est bien supérieur aux vitesses enregistrées dans le matériau en volume et correspond à l'effet caractéristique de survitesse. En fin de grille, la vitesse chute très rapidement jusqu'à une valeur très faible. Les raisons essentielles de cette chute rapide sont les suivantes :

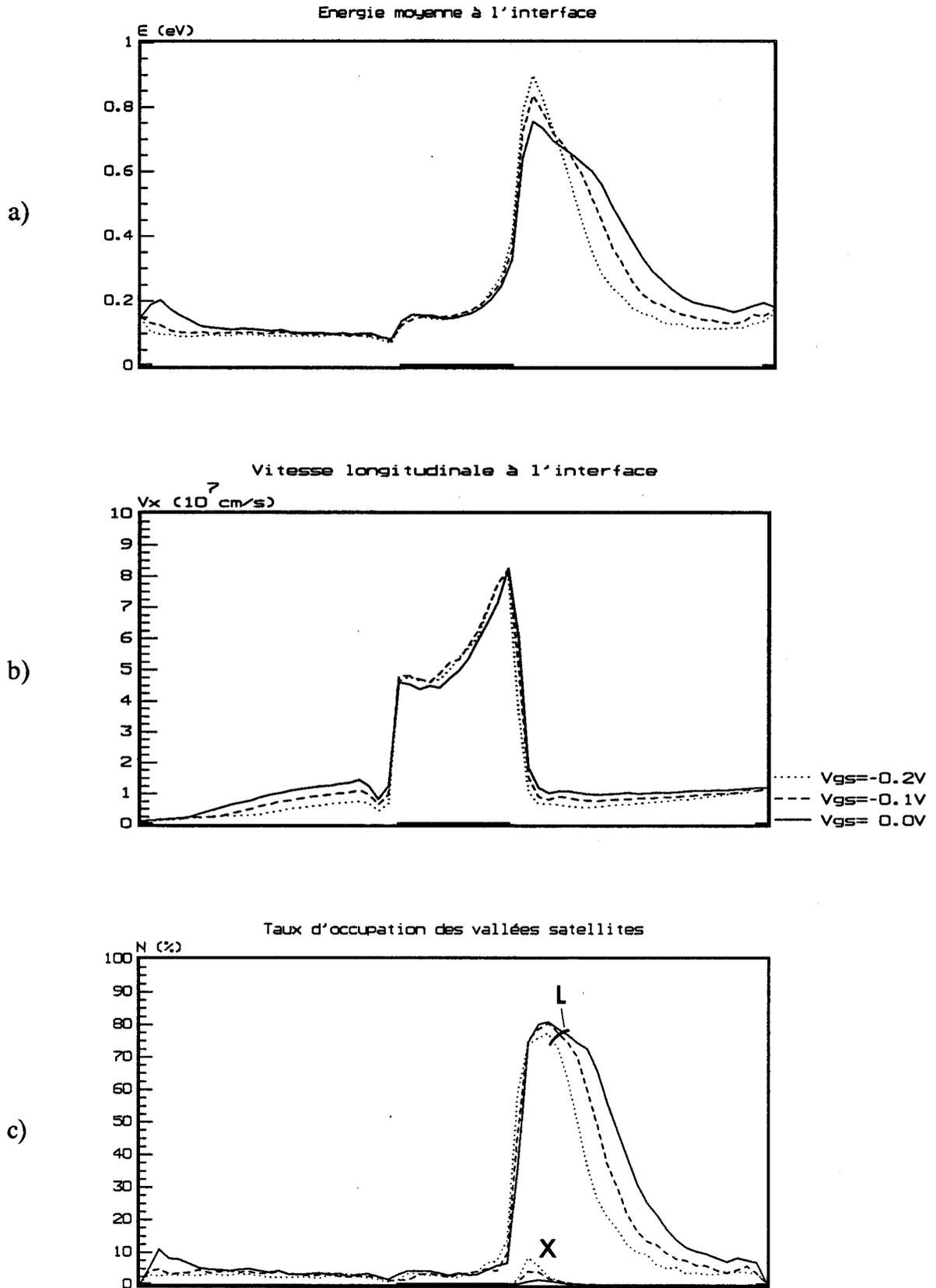


Figure III.10 : Evolution de la source au drain des grandeurs microscopiques caractérisant la dynamique des porteurs à $V_{ds} = 2.0V$.

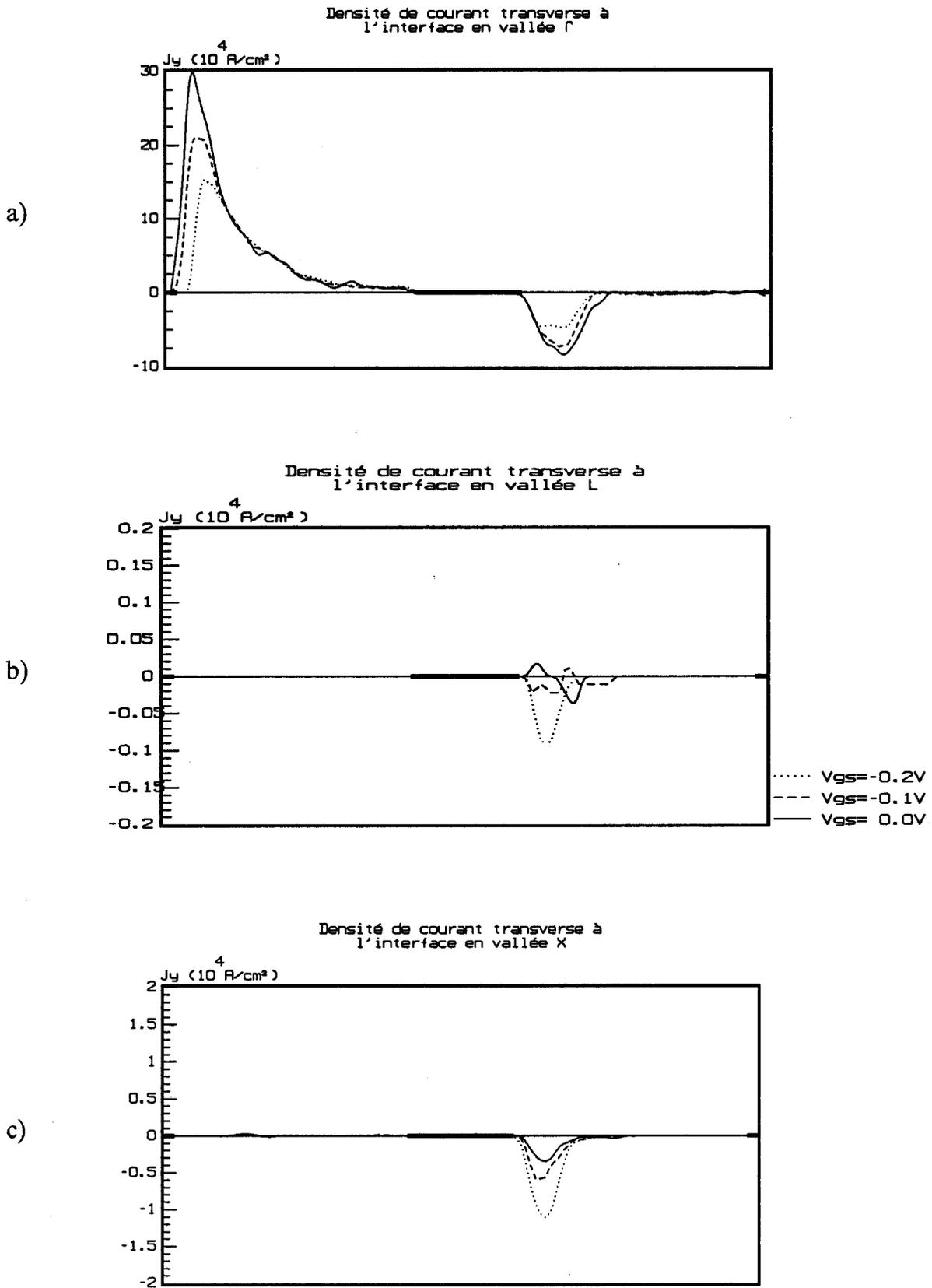


Figure III.11 : Evolution source-drain de la densité de courant transverse par vallée à l'interface à $V_{ds} = 2.0V$. ($J_y > 0$: vers GaInAs, $J_y < 0$: Vers AlInAs).

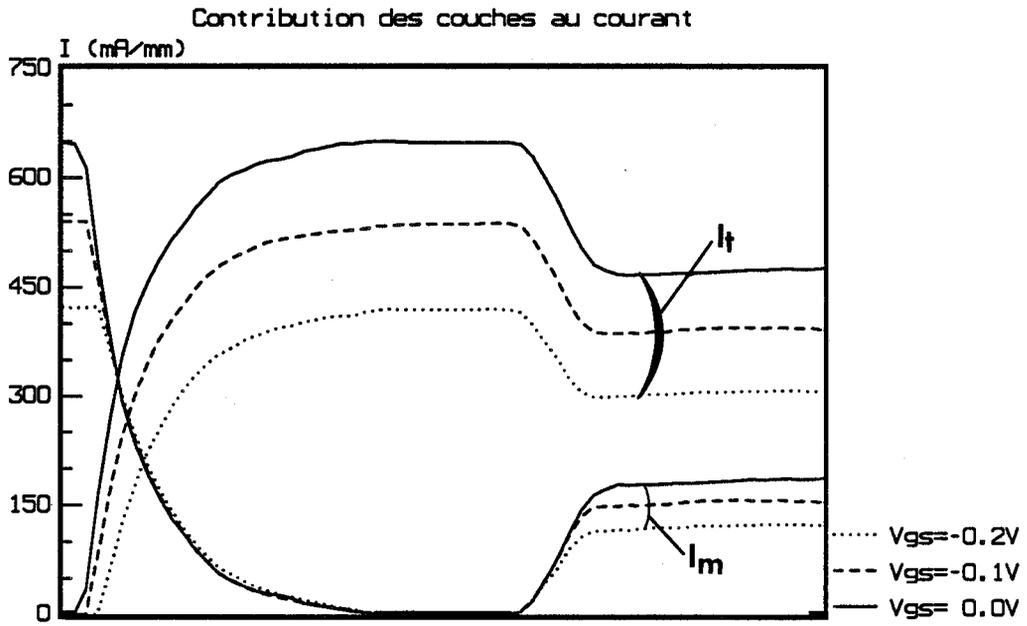


Figure III.12 : Evolution de la source vers le drain de la contribution au courant I_d du puits et des couches supérieures pour différentes valeurs de tension V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

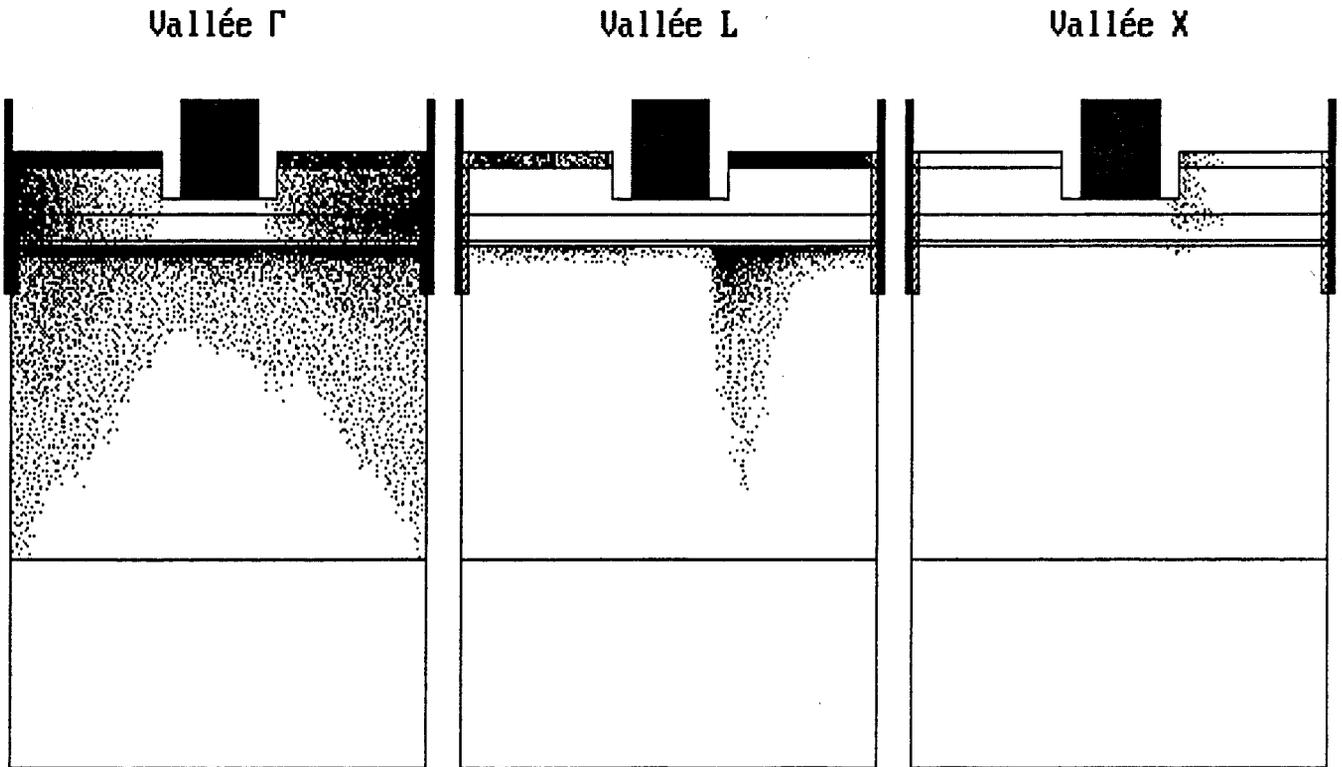


Figure III.13 : Répartition par vallée de la population électronique dans toute la structure à $V_{gs} = 0.0V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

- Dans cette région, les électrons étant majoritairement en vallées satellites, leur vitesse est considérablement réduite du fait de la masse électronique importante dans ces vallées.

- De plus, l'intensité du champ électrique transverse E_y tend à réorienter les porteurs vers l'hétérojonction, ce qui dirige leur vitesse perpendiculairement à l'interface.

Comme nous venons de le voir, en sortie de grille, les électrons sont très énergétiques et le champ E_y tend à les ramener vers l'interface. Par conséquent, il leur est possible de transférer vers le matériau à grand gap, ce que nous avons illustré sur la figure III.11 où sont représentées les densités de courant transverse J_y par vallée.

Nous pouvons constater que ces transferts en sortie de grille vers AlInAs ($J_y < 0$) s'effectuent essentiellement en vallée Γ ($J_{y\Gamma} \approx -8 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$), légèrement en vallée X ($J_{yX} \approx -10^4 \text{ A/cm}^2$) du fait de l'importante énergie, mais très peu en vallée L ($J_{yL} \approx -8 \cdot 10^2 \text{ A/cm}^2$) malgré la forte proportion d'électrons dans cette vallée. En effet, comme nous l'avons souligné au paragraphe 121, l'espacement énergétique entre les vallées L de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ est trop important ($\Delta\epsilon_{L,L} = 0.91 \text{ eV}$), et les porteurs ne peuvent pas remonter vers AlInAs. Il en résulte que le repeuplement des couches supérieures reste assez faible et que la conduction du courant est principalement assurée par les électrons du puits. Nous avons illustré ce point sur la figure III.12 où sont représentées les contributions au courant du puits et des couches supérieures pour différentes tensions V_{gs} .

Il est à remarquer que le courant noté I_m sur la figure III.12 inclut le courant des couches AlInAs, mais aussi celui du cap layer GaInAs. En effet, lorsque les électrons ont franchi l'hétérojonction, une partie d'entre eux transite par le cap layer avant d'être collectée par le drain. Ce phénomène, parfaitement illustré par la figure III.13 où est représentée la répartition par vallée de la population électronique dans toute la structure, montre l'existence d'une connexion entre les deux couches de GaInAs du côté drain, connexion qui s'effectue essentiellement en vallée Γ et légèrement en vallée X.

Cette figure nous permet aussi de voir que l'injection d'électrons en profondeur dans la couche GaInAs en sortie de grille est due, pour l'essentiel, aux porteurs de la vallée L, qui ne peuvent pas transférer vers AlInAs pour les raisons que nous venons de souligner.

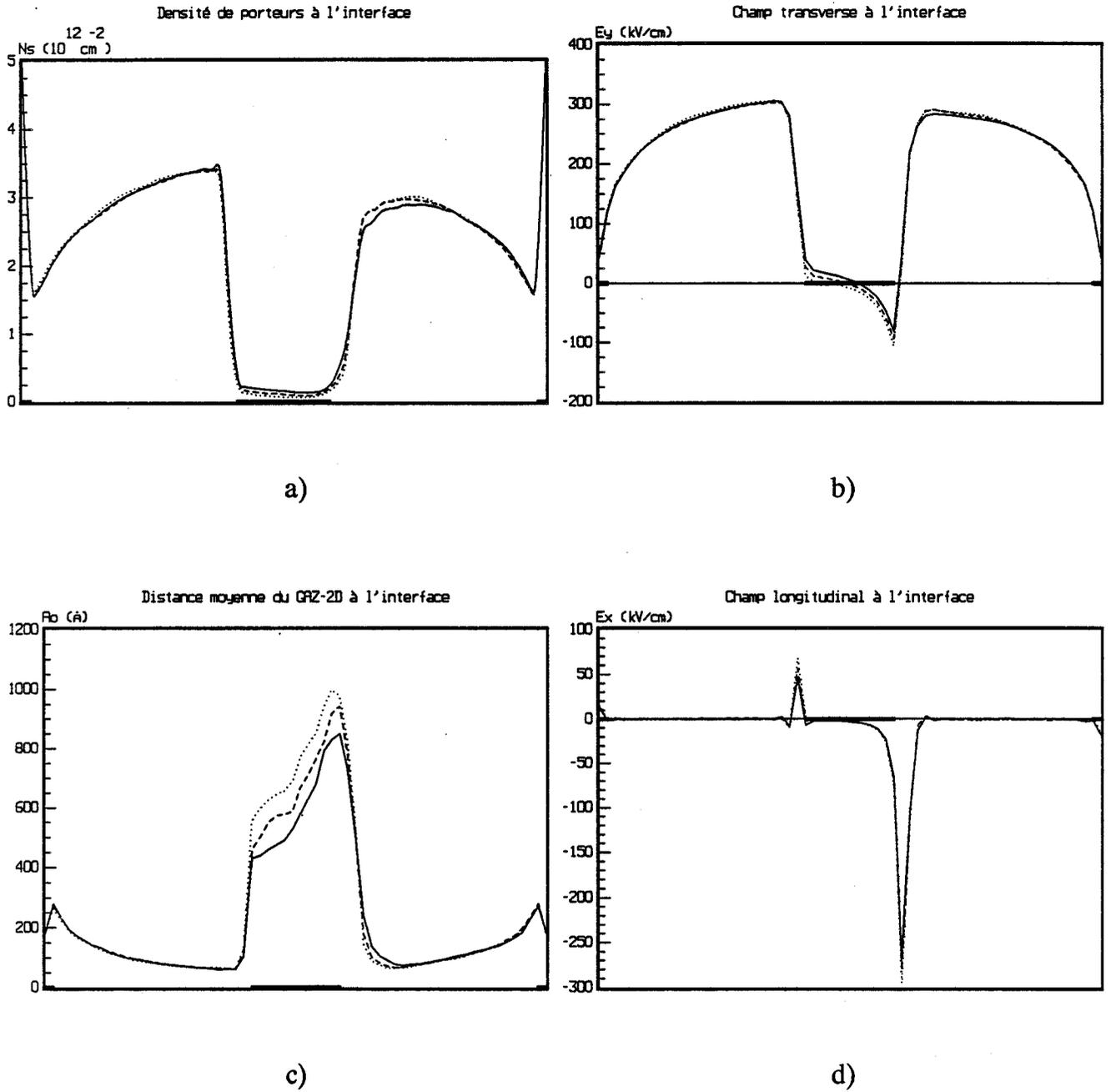


Figure III.14 : Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques autour de la tension de pincement à $V_{ds} = 2.0V$.

— $V_{gs} = -0.6V$
- - - $V_{gs} = -0.7V$
..... $V_{gs} = -0.8V$

L'étude que nous venons d'effectuer nous a permis de montrer que la présence du recess et du cap layer influe sur la densité surfacique de porteurs N_s , que le transport électronique est dominé par la dynamique d'électrons chauds et induit un phénomène de survitesses très marqué, ainsi que des transferts dans l'espace réel, bien que ceux-ci restent peu nombreux.

222- Etude au voisinage du pincement

Pour cette étude, nous considérons des tensions V_{gs} internes comprises entre $-0.6V$ et $-0.8V$ qui correspondent à peu près au pincement du transistor. Nous présentons les champs parallèle E_x et transverse E_y , la densité surfacique N_s , ainsi que la distance moyenne du gaz à l'interface entre source et drain sur la figure III.14.

Nous remarquons immédiatement que dans cette gamme de polarisation, le phénomène de "sous-accumulation" que nous avons constaté précédemment entre la source et le début de recess a totalement disparu. Ce comportement était prévisible puisque la tension externe appliquée est négative, et tend donc à repousser les porteurs. Par conséquent, un nombre plus grand d'électrons tombe dans le puits et contribue à augmenter la valeur de N_s entre source et grille.

Bien que le champ E_y soit globalement répulsif sous la grille, la densité surfacique de porteurs N_s y est non nulle. Ceci traduit une injection d'électrons en profondeur dans la couche GaInAs, phénomène que nous avons déjà observé, dans des proportions moins importantes, pour V_{gs} voisin de $-0.1V$. Ce comportement nous est confirmé par la figure III.14c où est représentée la distance moyenne du gaz à l'interface. L'existence de ces porteurs injectés vers le buffer indique qu'une faible conduction continue à s'effectuer loin de l'interface et traduit une résistance au pincement qui est un des effets néfastes des composants à canal court, déjà connu pour les M.E.S.F.E.T. GaAs et les T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs [9, 5]. Comme nous le verrons par la suite, cette injection profonde de porteurs chauds vers le buffer AlInAs pourra être minimisée, voire même supprimée, en utilisant une couche de GaInAs de plus faible épaisseur.

En ce qui concerne le champ E_x , il présente deux pics opposés, l'un en entrée de grille qui s'oppose au passage des porteurs sous la grille, le second en sortie de grille, d'une intensité particulièrement importante, qui les chauffe et les entraîne vers le drain.

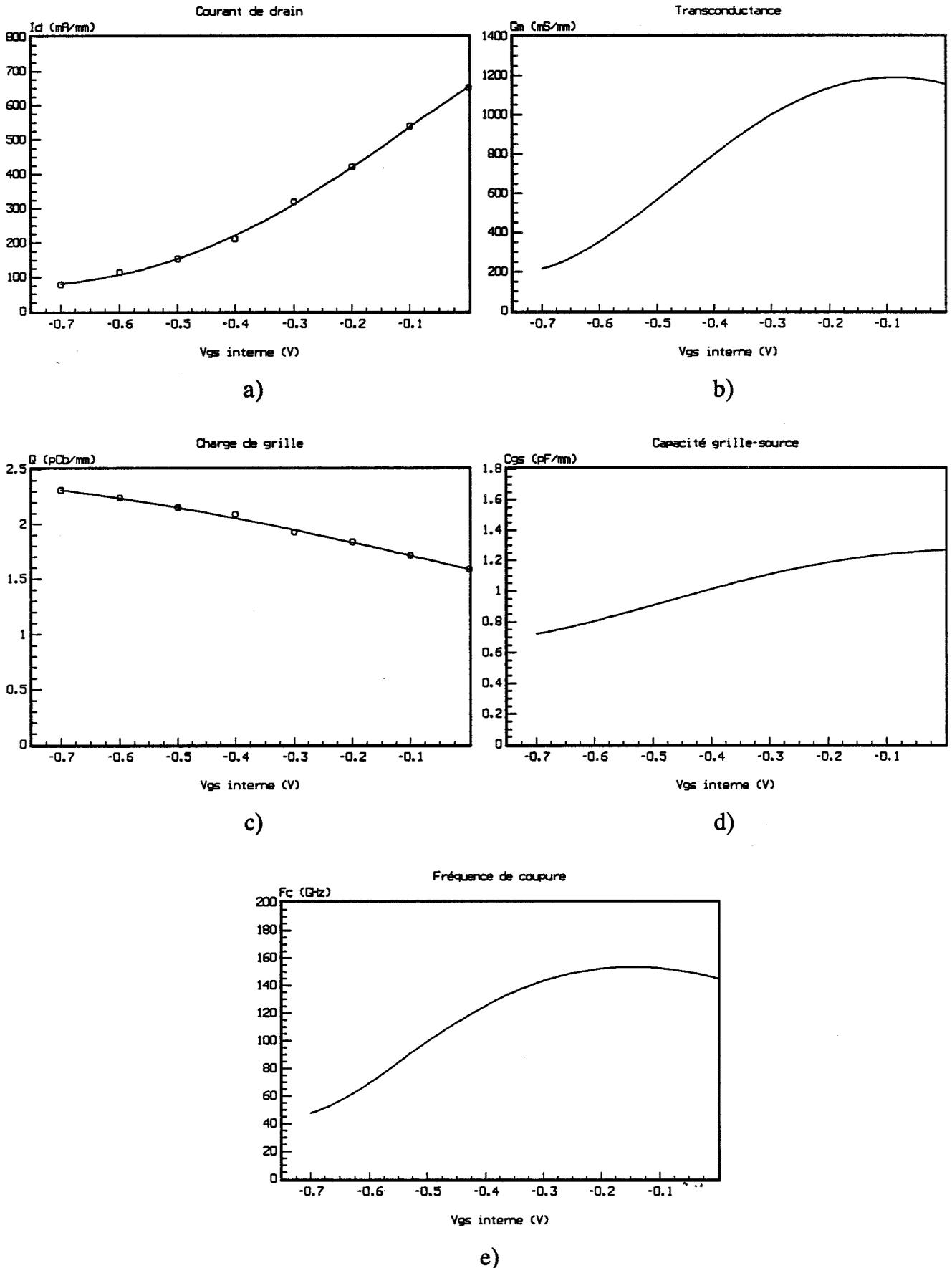


Figure III.15 : Evolution des caractéristiques électriques en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

223- Caractéristiques électriques dépendant de V_{gs}

L'étude en fonction de la tension V_{gs} que nous venons de présenter nous permet de décrire l'influence de cette tension sur le courant I_d , la charge Q stockée sous la grille, et d'en déduire la transconductance G_m , la capacité grille-source C_{gs} , ainsi que la fréquence de coupure du gain en courant F_c . Ces différentes grandeurs sont représentées sur la figure III.15.

Nous remarquons que le courant de drain décroît rapidement avec la tension grille-source jusqu'aux environs de $V_{gs} = -0.5V$. La décroissance est ensuite beaucoup moins rapide, ce qui reflète la difficulté à pincer efficacement le transistor et entraîne un décalage de la tension de pincement. Comme nous l'avons souligné plus haut, ce phénomène caractéristique des composants à canal court est dû à l'injection de porteurs en profondeur dans la couche GaInAs qui continue à assurer une faible conduction entre source et drain, loin de l'interface.

La transconductance qui traduit l'efficacité de commande en courant du transistor décroît avec la tension V_{gs} , après avoir atteint une valeur maximale de l'ordre de 1200 mS/mm pour V_{gs} interne voisin de -0.1V.

En ce qui concerne la charge stockée sous la grille, elle décroît lorsque V_{gs} augmente et sa décroissance devient quasi-linéaire pour V_{gs} supérieure -0.2V. Par conséquent dans cette plage de polarisation, la capacité C_{gs} présente une partie presque plate qui correspond à la commande du gaz bidimensionnel d'électrons, et diminue ensuite avec la tension grille-source.

La fréquence de coupure qui résulte directement de la transconductance et de la capacité grille-source présente une valeur maximale de 150 GHz pour V_{gs} comprise entre -0.1V et -0.2V, et décroît avec V_{gs} en suivant principalement l'évolution de G_m .

Il est à noter que dans le cas présent, l'effet M.E.S.F.E.T. parasite est quasi-absent puisque nous ne constatons pas de diminution sensible de la transconductance pour des polarisations de grille proches de 0 Volt. De plus, comme nous l'avons souligné plus haut, la capacité C_{gs} présente un plateau dans cette gamme de polarisation, alors que si la tension V_{gs} commandait les charges dans AlInAs, nous retrouverions une augmentation rapide de la capacité C_{gs} . Ceci montre que les couches AlInAs supérieures sont presque totalement désertées du fait de leur faible épaisseur, et que le contrôle de grille agit directement sur les charges situées dans le puits.

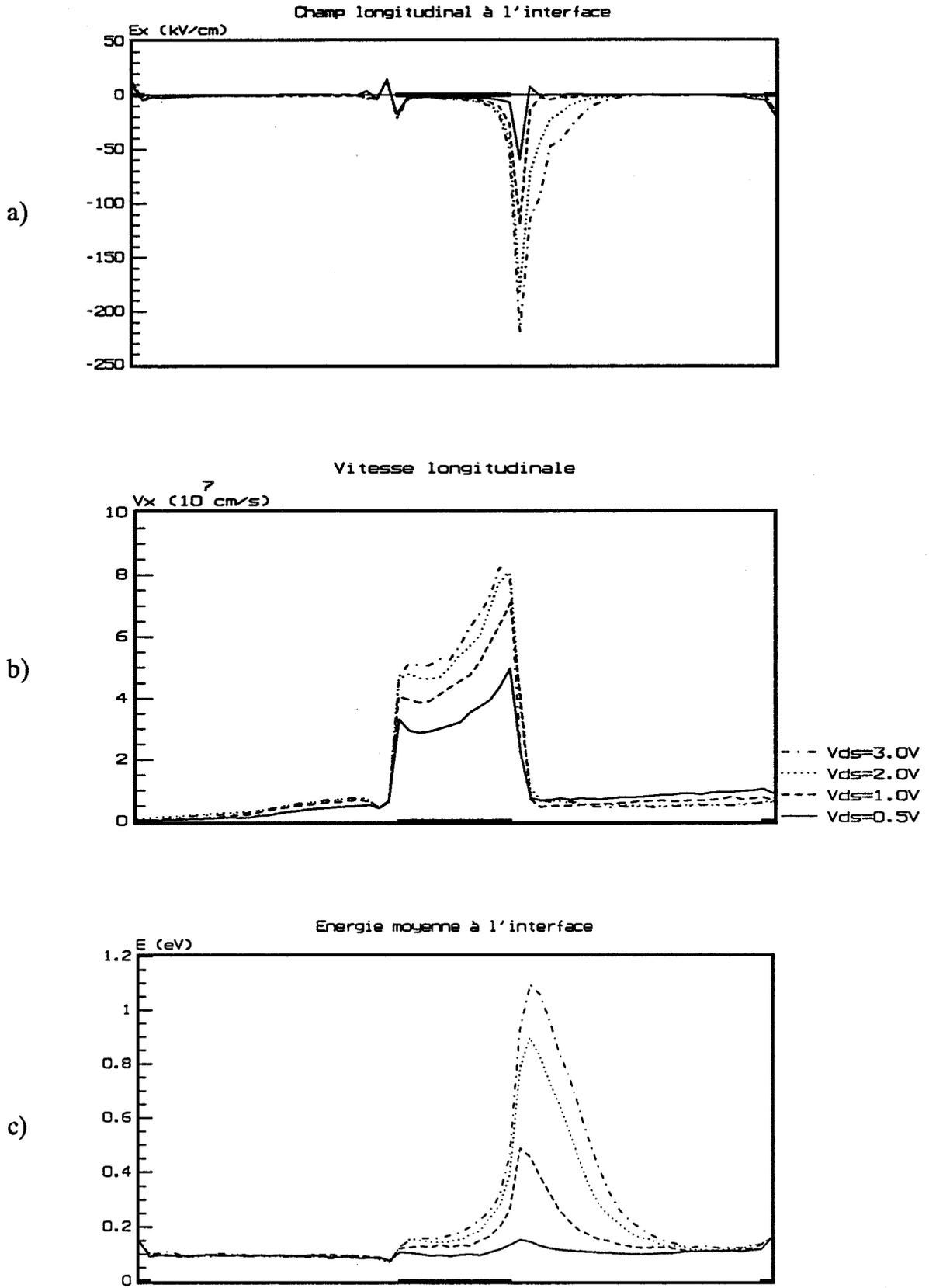


Figure III.16 : Evolution de la source vers le drain des grandeurs microscopiques caractérisant la dynamique des porteurs à $V_{gs} = -0.2V$.

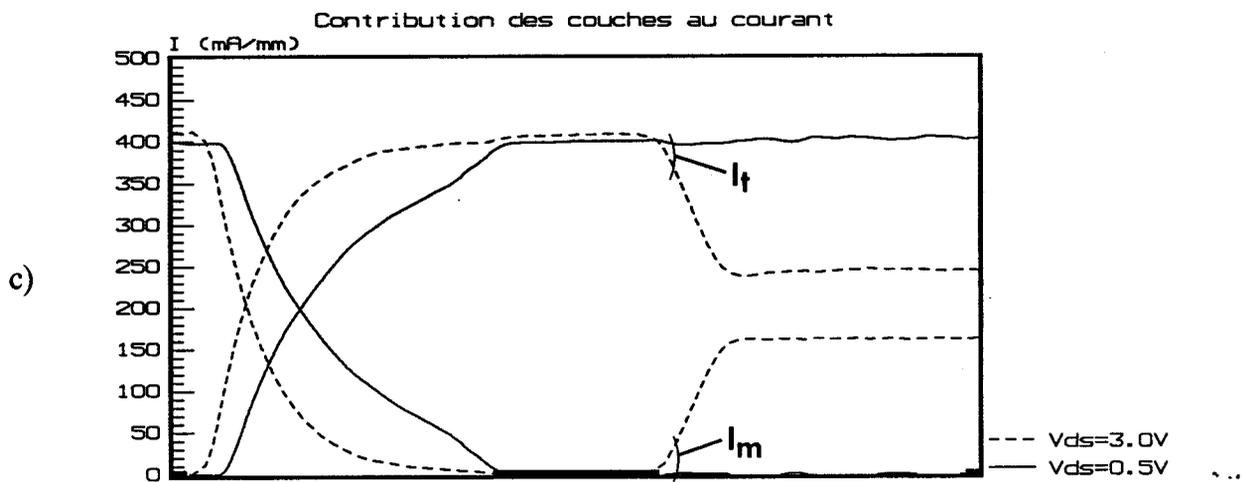
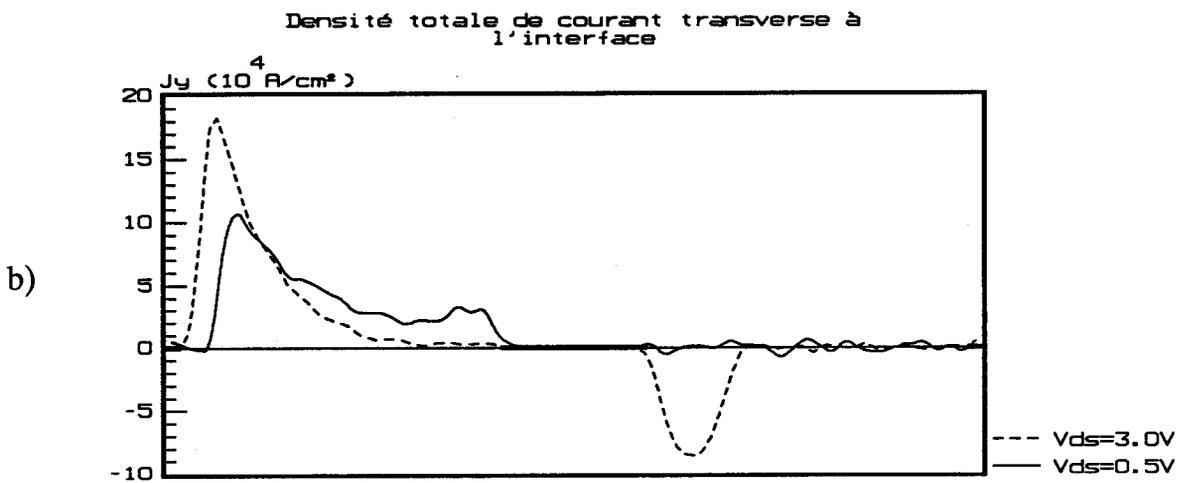
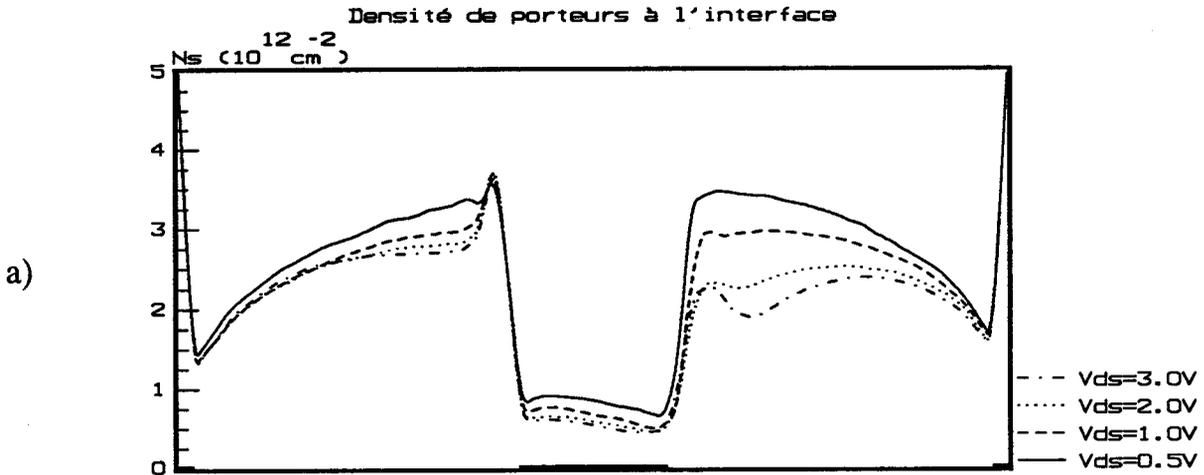


Figure III.17 : Evolution de la source vers le drain des grandeurs caractérisant le courant transporté à $V_{gs} = -0.2V$.

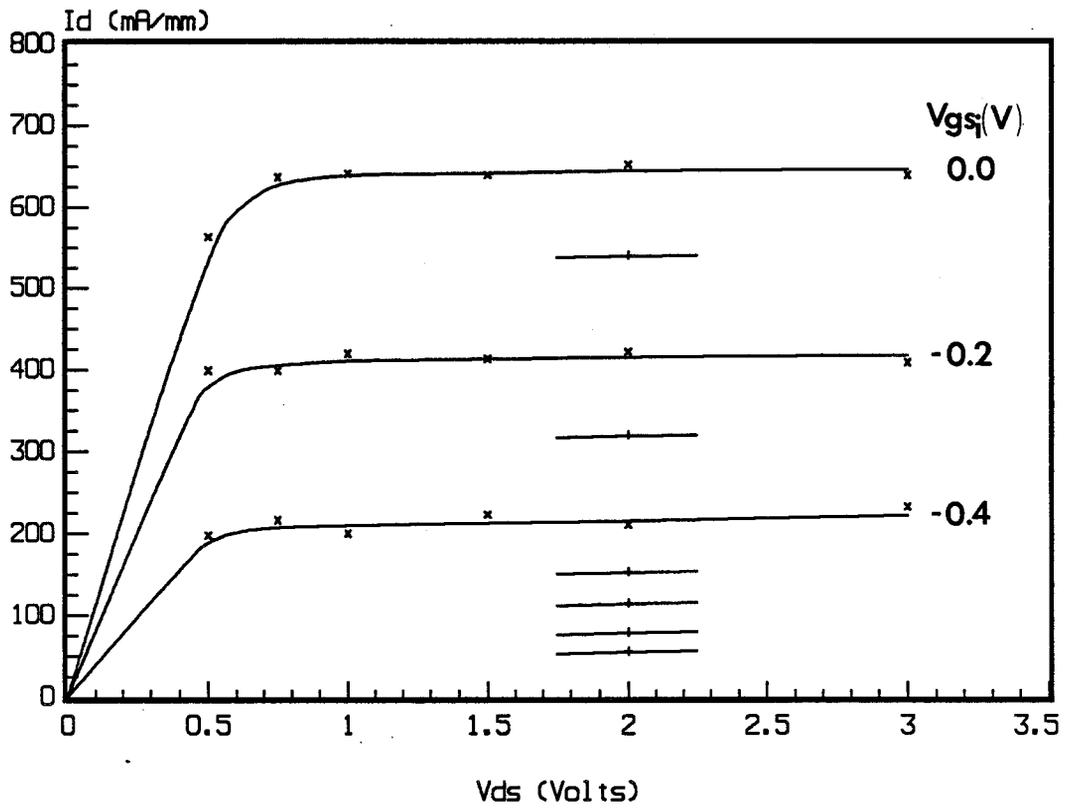


Figure III.18 : Caractéristique électrique $I_d(V_{ds}, V_{gs})$.

23- Etude en fonction de la tension drain-source V_{ds}

Afin d'étudier l'influence de la polarisation de drain sur le fonctionnement du transistor, nous avons fixé la tension grille interne à $-0.2V$ et nous avons considéré différentes valeurs de la tension V_{ds} .

- $V_{ds} = 0.5V$ qui correspond à la fin de la partie linéaire de la courbe $I_d(V_{ds}, V_{gs})$.
- $V_{ds} = 1, 2$ et $3V$ qui correspondent au régime de saturation de courant.

231- Evolutions des grandeurs microscopiques

Les évolutions des principales grandeurs physiques sont présentées sur les figures III.16 et III.17 dans l'espace source-drain pour différentes valeurs de V_{ds} .

Sur ces diverses courbes, nous pouvons constater que l'effet de la variation de la tension V_{ds} se répercute essentiellement sous la grille et en sortie de grille. Ainsi le champ électrique longitudinal E_x présente un pic important en sortie de grille, dont l'intensité croît avec la tension V_{ds} . Ceci se traduit par l'augmentation de l'effet de survitesse sous la grille, mais aussi de l'énergie moyenne des porteurs dans le canal.

Toutefois, lorsque le régime de saturation est atteint, nous pouvons remarquer que l'accroissement de vitesse sous la grille et de l'énergie dans le canal est de plus en plus faible. Dans l'espace grille-drain, la vitesse électronique longitudinale est même moins forte lorsque V_{ds} augmente, ce qui s'explique par la prédominance du transport en vallées satellites. Par conséquent, l'augmentation importante de l'énergie en sortie de grille rend dominants les phénomènes de transport en régime d'électrons chauds, ainsi que les effets bidimensionnels que nous voyons apparaître sur la densité de porteurs accumulés à l'interface N_s .

En effet en sortie de grille, plus la tension V_{ds} est importante, plus N_s diminue. Ceci met en évidence l'existence de transferts dans l'espace réel rendus possibles par les fortes valeurs de l'énergie. Ainsi pour $V_{ds} = 0.5V$, l'énergie n'est pas suffisante pour permettre aux électrons de repeupler les couches de $AlInAs$. Par contre lorsque $V_{ds} = 3.0V$, les porteurs peuvent transférer vers les couches supérieures, comme nous le montre la figure III.17b. Ces transferts donnent ainsi naissance à une répartition totalement différente du courant I_d entre grille et drain, que nous pouvons observer sur la figure III.17c.

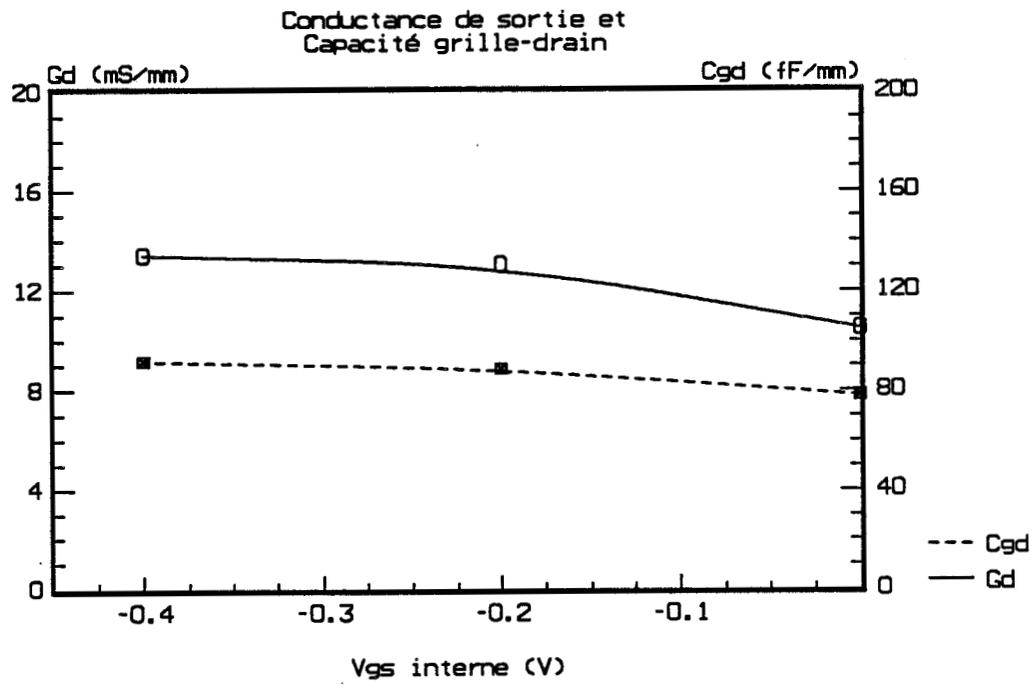


Figure III.19 : Conductance de sortie G_d et capacité grille-drain C_{gd} en fonction de V_{gs} .

232- Caractéristique électrique

Nous présentons la caractéristique électrique de sortie $I_d(V_{ds}, V_{gs})$ sur la figure III.18.

Afin d'effectuer l'étude la plus complète possible, nous avons estimé la conductance de sortie G_d , ainsi que la capacité grille-drain C_{gd} que nous présentons sur la figure III.19.

Comme nous le voyons, il est très difficile de donner une évolution certaine de ces deux paramètres. Ceci peut s'expliquer par la nature statistique de notre modèle qui ne nous permet pas d'évaluer avec certitude des variations très faibles de courant et de charge.

Cependant, grâce à ces simulations, nous pouvons obtenir un ordre de grandeur relativement cohérent de la conductance de sortie $G_d \approx 12 \text{ mS/mm}$ et de la capacité grille-drain $C_{gd} \approx 85 \text{ fF/mm}$.

24- Conclusion

Cette étude aussi exhaustive que possible d'un composant réaliste nous a permis d'appréhender son mode de fonctionnement grâce à l'examen systématique des grandeurs physiques, et d'aboutir ensuite à l'évaluation de ses performances électriques.

Dès lors, nous pouvons nous atteler à essayer de dégager des directives d'optimisation, en nous intéressant à l'influence de divers paramètres technologiques et de l'épitaxie sur les performances d'un tel composant. Cette étude fait l'objet de la partie suivante.

3- INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET DE L'EPITAXIE

Au cours de cette troisième partie, nous essaierons de déterminer l'influence de différents paramètres sur les performances du transistor AlInAs/GaInAs/InP. Nous serons alors en mesure de quantifier les effets des diverses modifications apportées, en nous appuyant toujours sur les grandeurs physiques qui régissent le fonctionnement du composant.

Pour cela, la structure que nous venons d'étudier dans la deuxième partie sera généralement prise comme référence, et nous en ferons varier les principaux paramètres.

Dans un premier temps, nous étudierons l'influence du recess, de sa géométrie et du potentiel de surface. Dans une seconde phase, nous considérerons les mêmes longueurs longitudinales, mais nous ferons varier les épaisseurs des principales couches, ainsi que le dopage de la couche "réservoir" AlInAs. Enfin, la dernière partie sera consacrée à l'étude de l'influence de la longueur de grille.

31- Etude du recess et de ses caractéristiques

L'obtention de bons contacts ohmiques de source et de drain nécessite la présence d'une couche superficielle très fortement dopée appelée cap layer. Cette couche constituée de GaInAs doit par conséquent être creusée afin de déposer la grille sur la couche AlInAs non dopée et obtenir ainsi une meilleure barrière de Schottky.

Cette opération de creusement doit toutefois s'effectuer en contrôlant au mieux les dimensions longitudinales et transverses de l'attaque qui donnera naissance au recess. La profondeur du recess est en effet un paramètre très important car une attaque trop profonde risquerait d'atteindre la couche AlInAs fortement dopée, et il en résulterait un courant de grille important. De plus, ce paramètre influe directement sur les performances (G_m , C_{gs} , $F_c...$) du transistor, comme nous le verrons par la suite.

Les dimensions longitudinales du recess conditionnent, quant à elles, directement l'influence du potentiel de surface dont les effets ont une action plus ou moins importante de part et d'autre de la grille, dépendant de l'espacement entre la grille et les faces du recess.

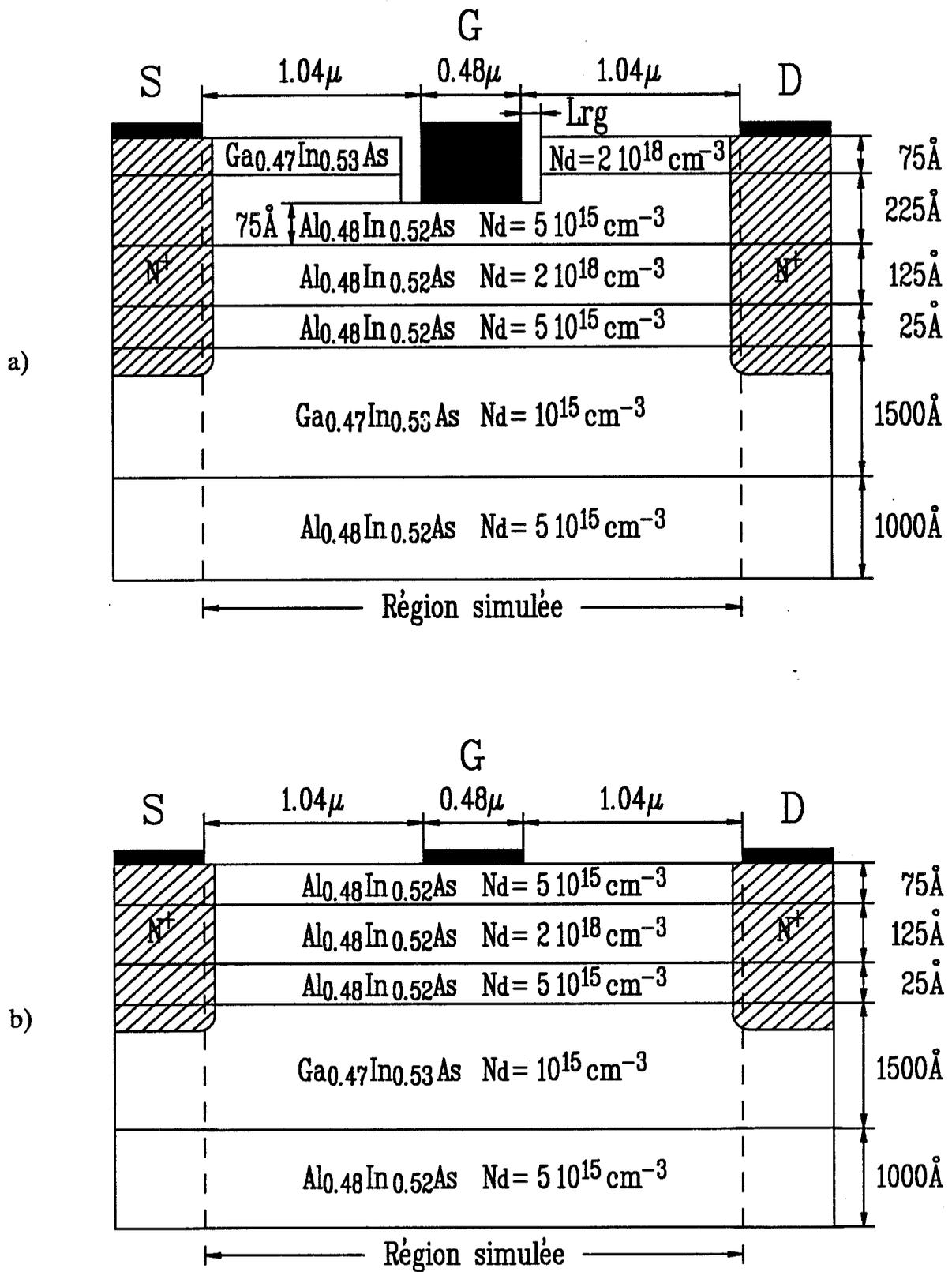


Figure III.20 : Géométrie des structures recessée et planar simulées.

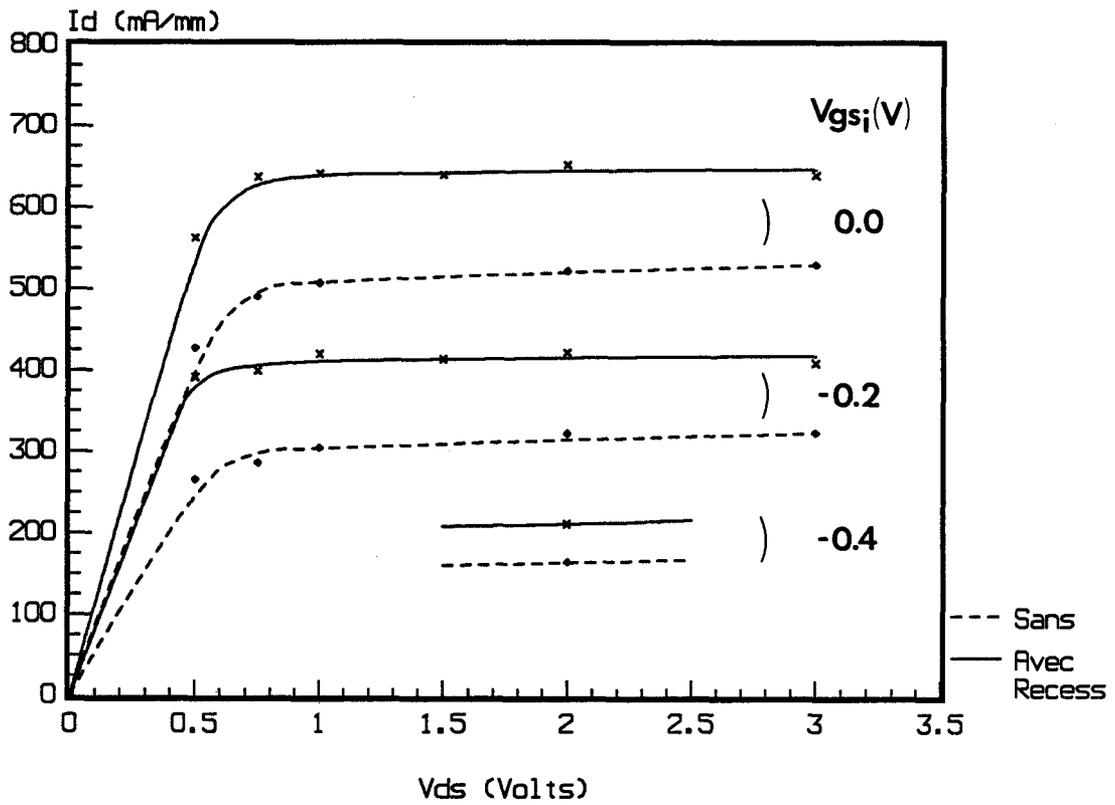


Figure III.21 : Caractéristiques $I_d(V_{ds}, V_{gs})$ pour les structures avec et sans recess.

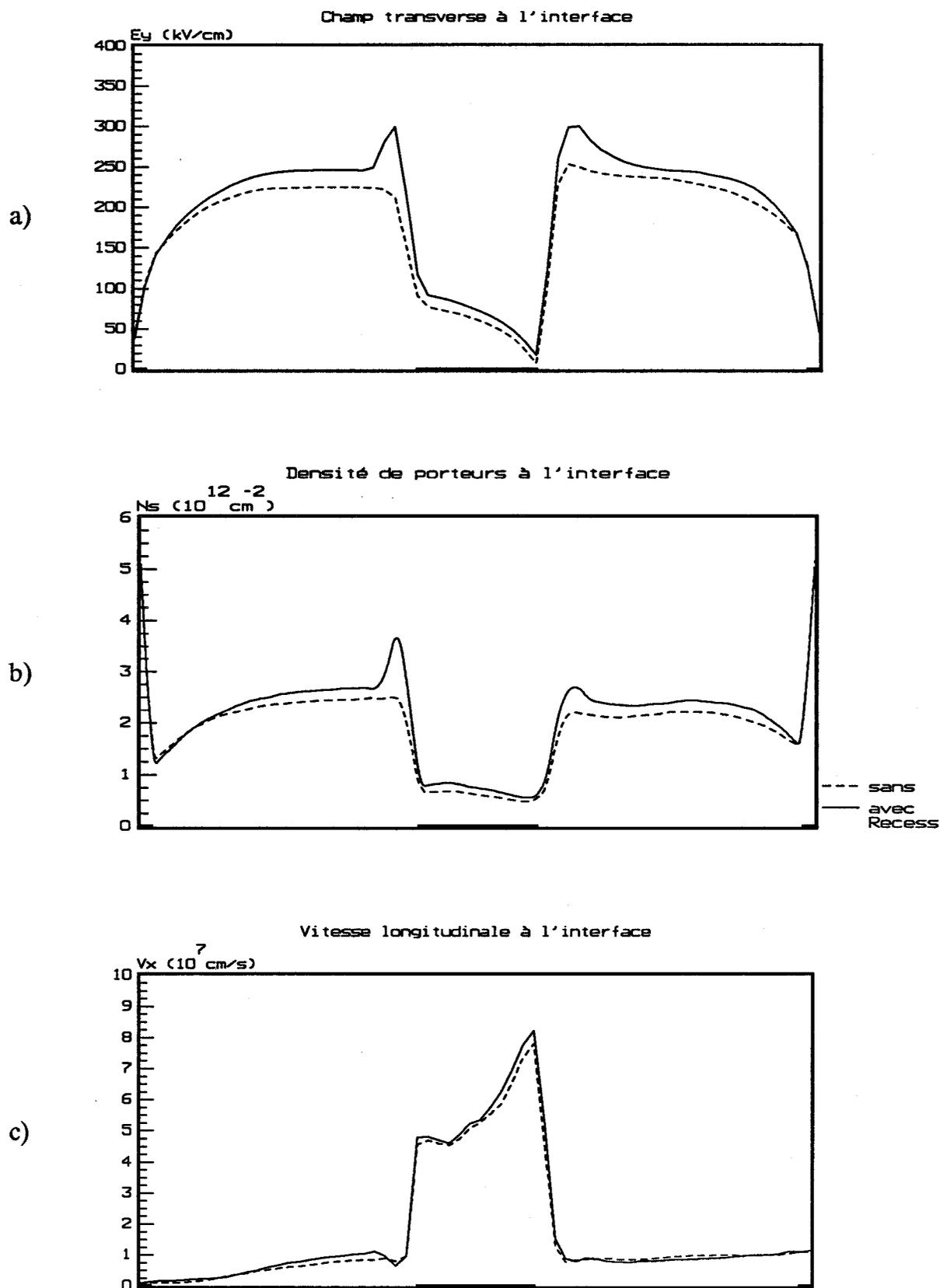


Figure III.22 : Evolution de la source au drain du champ transverse, de la densité surfacique de porteurs et de la vitesse parallèle pour les deux dispositifs à $V_{ds} = 2.0V$ et $V_{gs} = -0.1V$.

Nous allons d'abord présenter des résultats pour des structures planar (non recessée) et recessées dont les distances recess-grille L_{rg} sont faibles, ce qui nous permettra, dans un premier temps, de négliger l'effet du potentiel de surface. Nous effectuerons ensuite une étude de cette distance L_{rg} et, à titre indicatif, du potentiel de surface sur une structure plus largement recessée. Enfin, une étude en fonction de la profondeur du recess sera menée.

311- Comparaison des structures recessée et planar

Nous présentons respectivement sur les figures III.20 et III.21, la configuration des structures simulées et le réseau de caractéristiques $I_d(V_{ds}, V_{gs})$ pour les deux dispositifs.

Nous pouvons immédiatement remarquer que le courant de drain est plus important dans le cas de la structure recessée, et que l'écart en courant est d'autant plus grand que la tension V_{gs} interne est élevée.

Cette augmentation de courant pour la structure avec recess s'explique aisément si nous observons la figure III.22 où sont présentées les évolutions entre source et drain du champ électrique transverse E_y , de la densité surfacique de porteurs accumulés à l'interface N_s et de la vitesse électronique longitudinale V_x .

En effet, nous constatons que champ E_y à l'interface est toujours plus intense dans le cas de la structure recessée, et induit par conséquent une plus forte accumulation de porteurs à l'interface. De plus, sous la grille, le phénomène de survitesse est légèrement accentué. Ces deux effets, N_s et V_x plus importants pour la structure recessée, entraînent une augmentation sensible du courant transporté entre source et drain.

Au niveau des caractéristiques électriques de sortie présentées sur la figure III.23 en fonction de la tension V_{gs} , nous constatons, ainsi que nous venons de le souligner, un accroissement du courant I_d pour la structure recessée, et par voie de conséquence une augmentation très sensible de la transconductance G_m .

Les capacités C_{gs} présentent, quant à elles, des allures sensiblement identiques, bien que pour la structure avec recess, la décroissance de C_{gs} avec la tension V_{gs} soit moins rapide. Cet effet peut être attribué à l'existence d'une charge totale plus importante dans la structure recessée, mais dont une partie qui correspond au cap layer GaInAs est difficilement commandable du fait de l'hétérojonction.

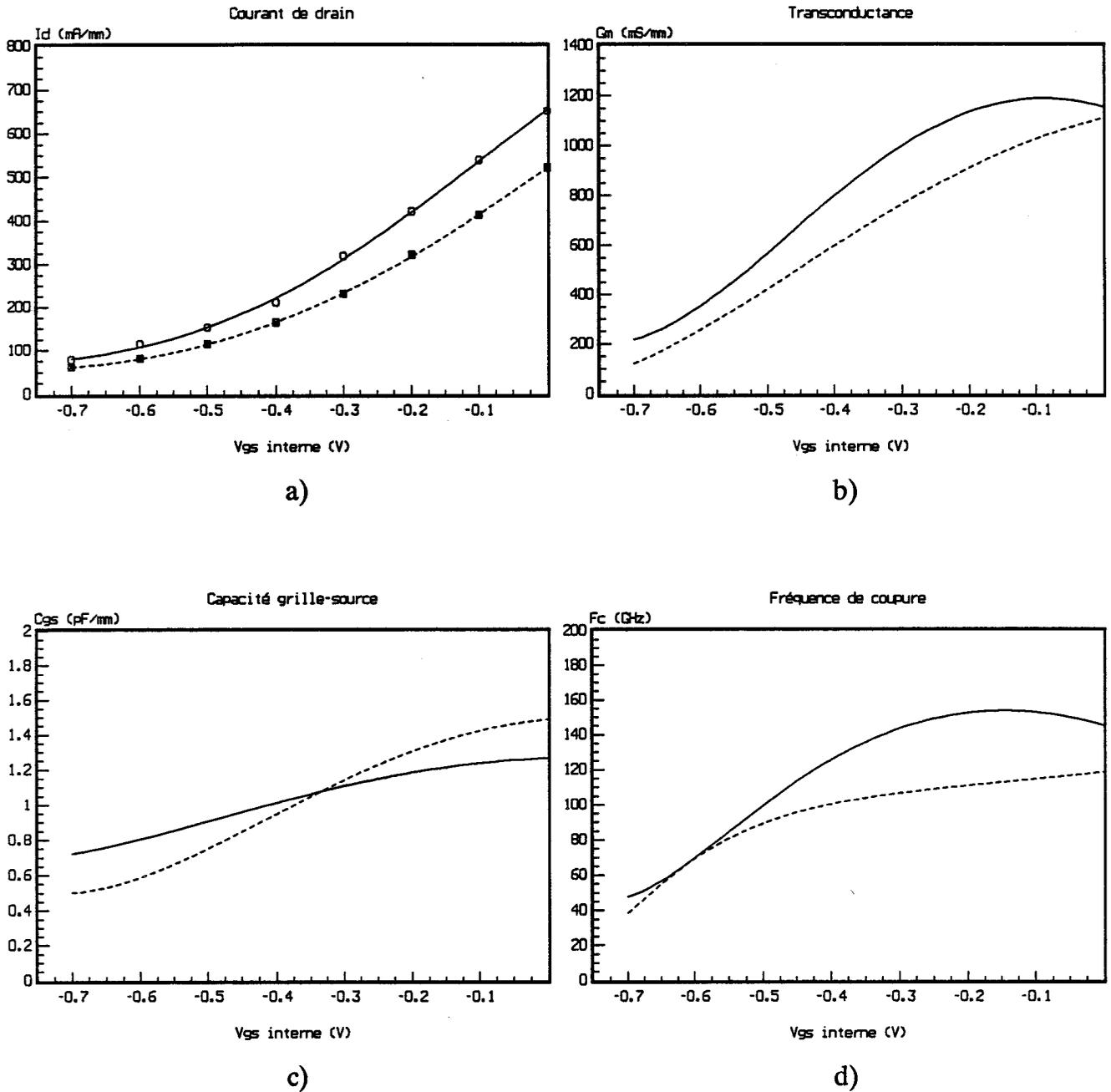


Figure III.23 : Evolution des grandeurs électriques en fonction de la tension interne V_{gs} pour les deux composants à $V_{ds} = 2.0V$.

— Avec recess
- - - Sans recess

En conséquence, la fréquence de coupure du gain en courant suit essentiellement l'évolution de la transconductance et présente des valeurs nettement supérieures pour la structure avec recess.

Dans la simulation de structures recessées, nous considérons à la fois le semiconducteur, l'air et l'épaisseur de métallisation des différentes électrodes. Nous nous sommes donc intéressé à la capacité "air" induite par les lignes de champ se refermant dans l'air. Etant donné l'ordre de grandeur de cette capacité (quelques femtofarads), nous devrions observer une différence sur la capacité grille-drain C_{gd} entre la structure planar et la structure avec recess. Pour ce faire, nous assimilons la capacité air à un condensateur plan, dont les électrodes seraient constituées par la grille et les faces du recess [9], comme nous le montre la figure III.24.

La valeur de cette capacité air est donnée par la relation suivante :

$$(III-5) \quad C_{air} = \frac{\epsilon_0 \cdot h \cdot W}{Lrg}$$

où Lrg est la distance recess-grille, h l'épaisseur de métallisation de la grille et W sa largeur.

Cette expression conduit à une valeur de 11 fF/mm pour la structure considérée, avec Lrg et h valant respectivement 400Å et 500Å. En ce qui concerne la simulation des deux dispositifs, nous avons calculé leur capacité C_{gd} pour un point de polarisation ($V_{ds}=2.0V$, $V_{gs}=0V$). Nous avons trouvé 50 fF/mm pour la structure planar et 85 fF/mm pour celle avec recess, soit une différence de 35 fF/mm, bien supérieure à la valeur théorique.

Cette différence enregistrée provient sans doute de la complexité de la structure recessée, en particulier de l'existence d'une hétérojonction entre la couche superficielle et la couche AlInAs, qui peut induire localement des effets plus complexes liés au couplage entre ces deux couches. Toutefois, nous pouvons constater que la présence du recess conduit à une augmentation importante de la capacité grille-drain C_{gd} .

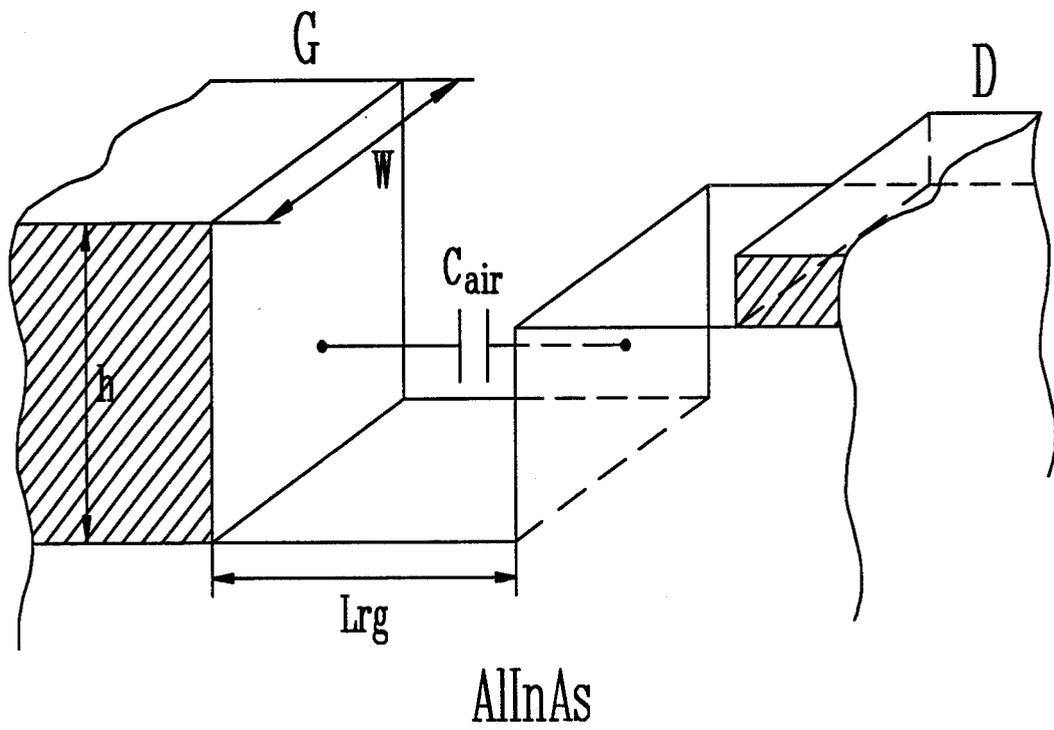


Figure III.24 : Localisation de la capacité air.

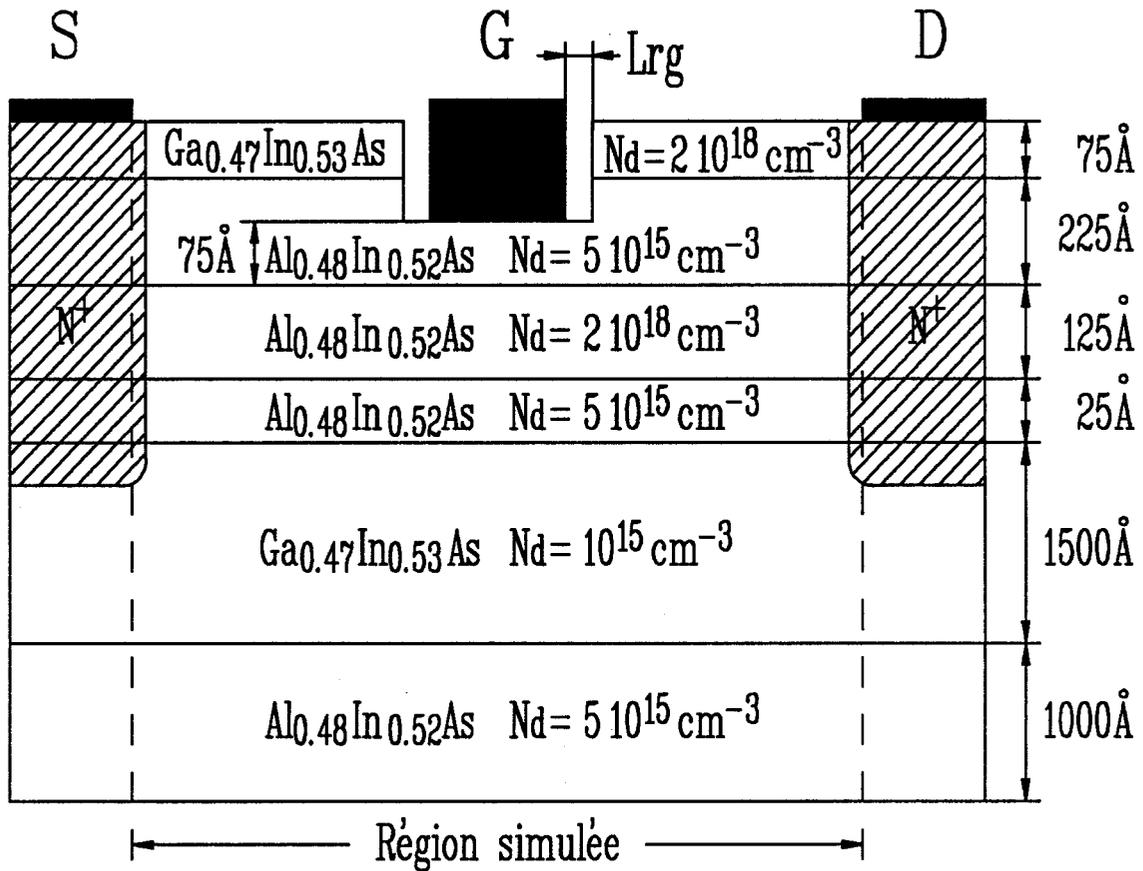


Figure III.25 : Géométrie de la structure simulée.

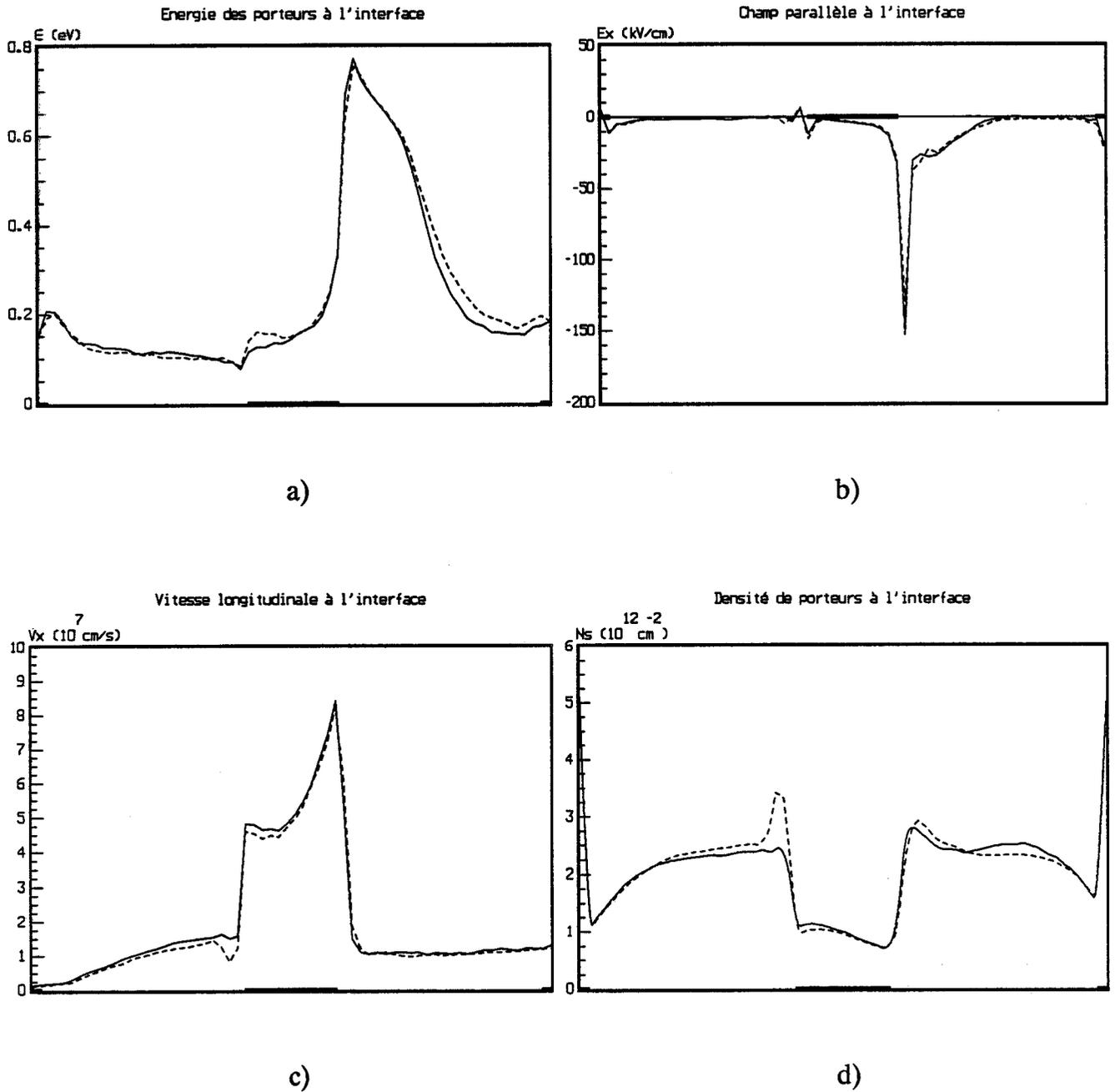


Figure III.26 : Influence de la distance recess-grille Lrg sur les caractéristiques microscopiques présentées de la source vers le drain à $V_{ds} = 2.0V$ et $V_{gs} = 0.0V$.

— $Lrg = 400 \text{ \AA}$
- - - $Lrg = 1200 \text{ \AA}$

312- Etude de la distance recess-grille

Pour effectuer cette étude, nous avons simulé la structure présentée sur la figure III.25, pour laquelle la distance recess-grille L_{rg} vaut successivement 400Å et 1200Å, en gardant la distance source-drain constante ($L_{sd}=2.56\mu\text{m}$). La grille, centrée dans le recess, a une longueur L_g égale à $0.48\mu\text{m}$, les autres paramètres de la structure restent inchangés. Nous présentons sur la figure III.26 l'évolution entre source et drain des principales grandeurs physiques internes pour les deux valeurs de L_{rg} considérées.

Nous pouvons remarquer que la composante longitudinale du champ, l'énergie et la vitesse des porteurs à l'interface sont quasiment indépendantes de la distance L_{rg} , entre la source et le début de la grille. En revanche en début de grille, nous remarquons que lorsque L_{rg} est faible, l'énergie moyenne des porteurs est moins importante. De plus, le champ électrique E_x se révèle légèrement plus important sous la grille et présente un pic de plus grande intensité en sortie de grille.

En conséquence, lorsque la distance recess-grille diminue, l'association de ces deux phénomènes que sont : des porteurs moins énergétiques et un champ longitudinal plus intense, conduit à amplifier légèrement les effets de survitesse, ainsi que nous pouvons le voir sur la figure III.26c.

Parallèlement, nous pouvons observer que l'évolution de la densité surfacique de porteurs accumulés à l'interface (figure III.26d) dépend de la distance recess-grille. Ainsi lorsque L_{rg} est faible, l'importante accumulation de porteurs sous le recess a disparu, du fait de l'influence immédiate de la grille qui entraîne les électrons rapidement vers le drain et contribue à augmenter la densité de porteurs N_s sous la grille.

Si nous examinons à présent les effets de la distance recess-grille sur l'évolution des principales grandeurs électriques représentées sur la figure III.27 en fonction de la tension grille-source V_{gs} , nous remarquons principalement lorsque la distance L_{rg} diminue :

- Une légère augmentation du courant de drain I_d qui résulte directement de l'accroissement de la vitesse électronique longitudinale V_x , mais aussi de la plus forte densité de porteurs N_s sous la grille, et qui se traduit par une augmentation de la transconductance G_m .

- Une augmentation de la capacité grille-source C_{gs} , liée aux valeurs plus importantes prises par N_s sous la grille.

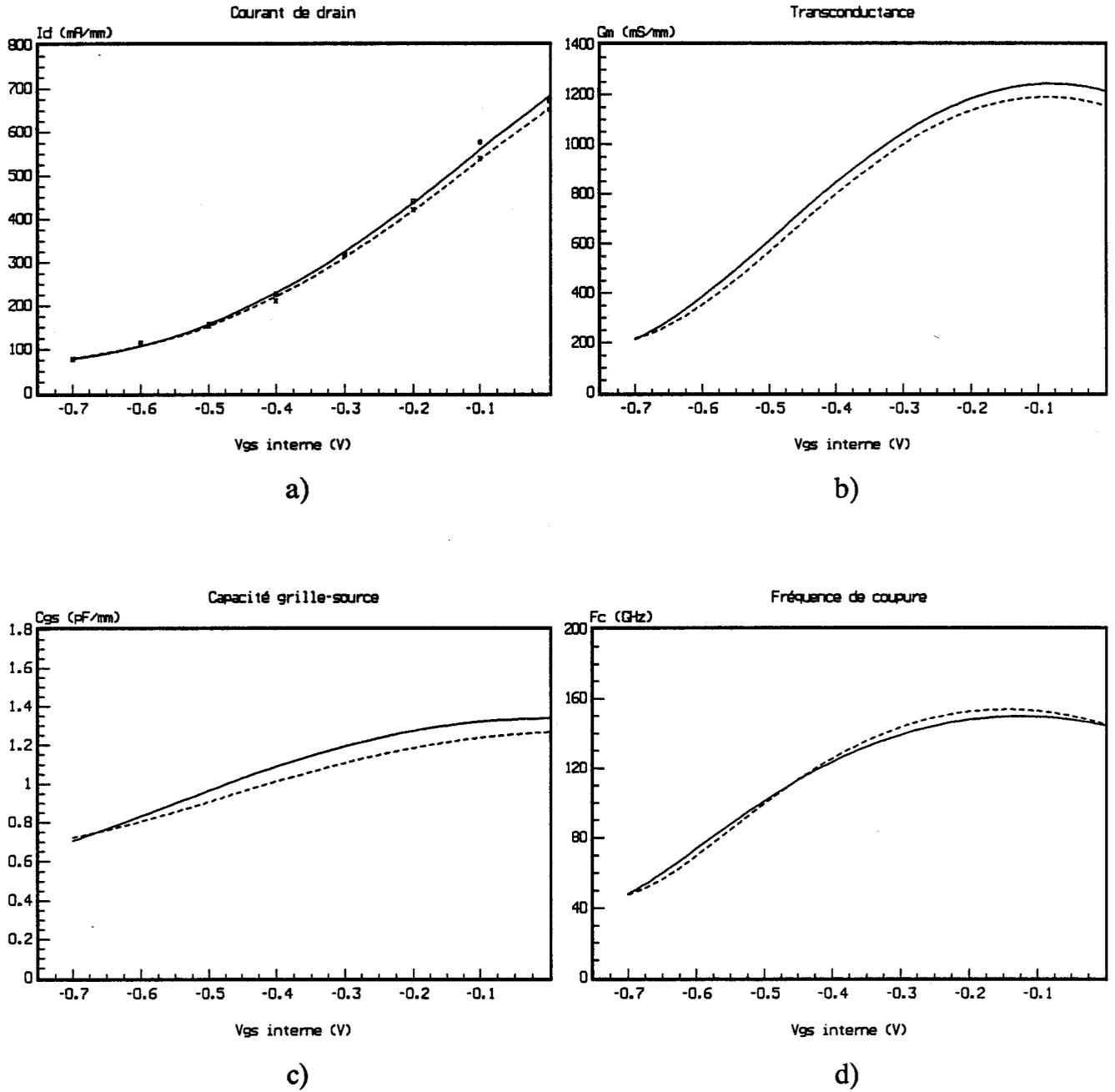


Figure III.27 : Evolution avec la tension V_{gs} des principales caractéristiques électriques pour les deux valeurs de L_{rg} à $V_{ds} = 2.0V$.

— $L_{rg} = 400\text{\AA}$
- - - $L_{rg} = 1200\text{\AA}$

La fréquence de coupure n'est pas, quant à elle, significativement affectée par la distance Lrg, du fait de la compensation entre l'accroissement de la transconductance et de la capacité Cgs.

L'étude de la distance recess-grille que nous venons de mener nous a permis de montrer que ce paramètre n'a pas une influence décisive sur les performances du composant. Cependant, il convient de remarquer que dans la simulation de ces structures, nous n'avons pas tenu compte du potentiel de surface qui peut amener des dégradations de performances. C'est pourquoi, la partie suivante est l'objet de cette étude.

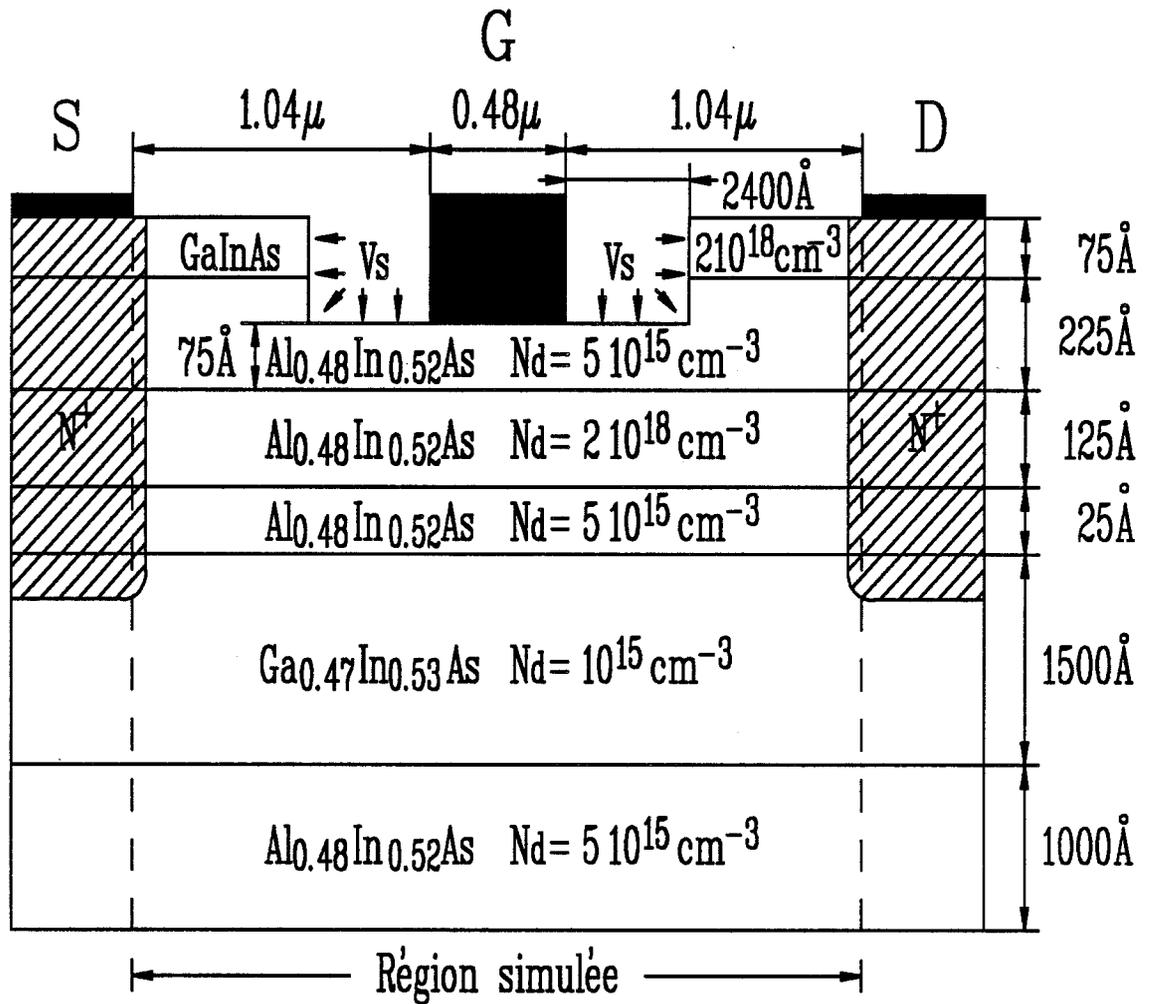


Figure III.28 : Géométrie de la structure simulée.

313- Effets liés au potentiel de surface

3131- Origine du potentiel de surface. Mise en oeuvre [9]

La limitation dans l'espace d'un semiconducteur donne naissance à une perturbation de la périodicité du cristal et conduit à l'apparition d'états de surface localisés dans la bande interdite [10]. De plus, la surface d'un semiconducteur est le lieu privilégié d'interactions entre le matériau et l'air qui se traduisent par des phénomènes d'absorption de molécules et d'ions [11].

Ces différentes manifestations déterminent la position du niveau de Fermi en surface et induisent une densité surfacique σ qui doit respecter l'équation de neutralité suivante :

$$(III-6) \quad \sigma + \int_0^L \rho(y) dy = 0$$

où σ et $\rho(y)$ sont respectivement les densités surfacique et volumique de charges.

Ainsi, il apparait une zone d'enrichissement ou d'appauvrissement, dépendant du signe de la densité surfacique de charges, sur une épaisseur L du matériau considéré et un potentiel de surface V_s lié à la densité des défauts. D'un point de vue énergétique, ceci se traduit par une courbure des bandes de conduction et de valence au niveau de la surface.

L'étendue L de cette zone peut être exprimée à l'aide d'une relation semblable à celle d'une jonction P-N abrupte [12] :

$$(III-7) \quad L = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot V_s}{q \cdot N_d}}$$

La densité surfacique de charge σ qui en découle est donc :

$$(III-8) \quad |\sigma| = N_d \cdot L = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot N_d \cdot V_s}{q}}$$

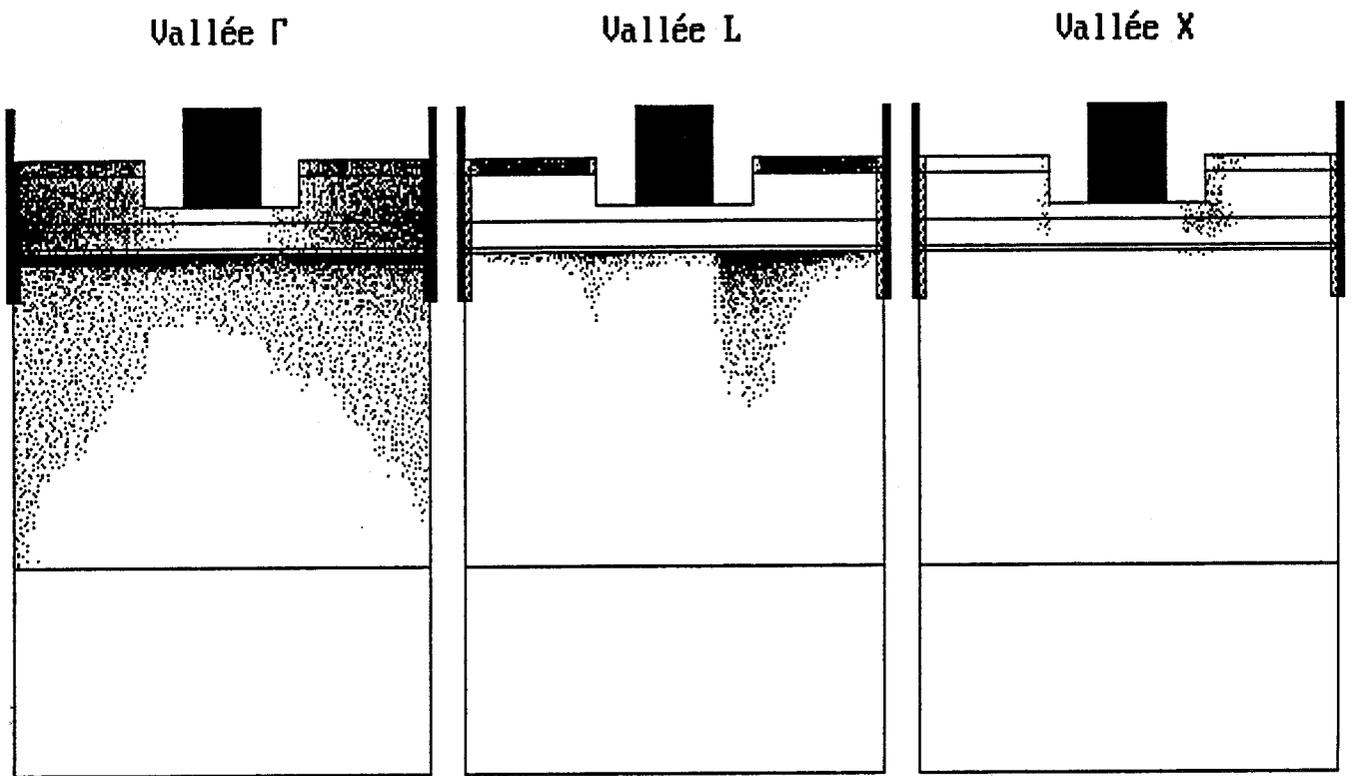


Figure III.29 : Répartition par vallée de la population électronique dans toute la structure avec potentiel de surface à $V_{gs} = -0.1V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

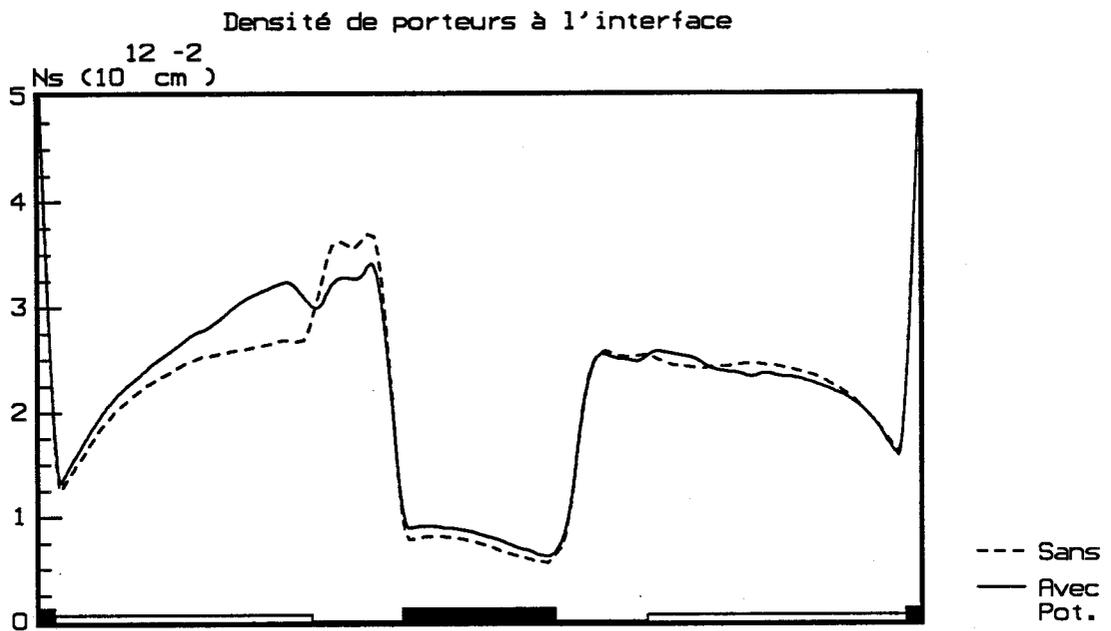


Figure III.30 : Influence du potentiel de surface sur la densité de porteurs à l'interface présentée de la source au drain à $V_{gs} = -0.1V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

Dans le cas qui nous intéresse, le potentiel de surface agit sur deux matériaux différents $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Or à notre connaissance, il n'existe aucune valeur du potentiel de surface disponible dans la littérature pour ces matériaux. Seul un ordre de grandeur existe pour GaAs ($V_s \approx 0.5-0.59\text{V}$) [13, 14] et pour InAs ($V_s \approx -0.1\text{V}$) [14,15].

Dans ces conditions, nous avons adopté une valeur intermédiaire pour le potentiel de surface de GaInAs dopé N : $V_s = 0.3\text{V}$, et nous avons considéré la même valeur pour AlInAs, avec des densités de charges surfaciques négatives pour les deux matériaux.

En ce qui concerne la mise en oeuvre du potentiel de surface dans notre modèle, comme nous l'avons vu lors du premier chapitre, nous respectons les conditions de passage entre deux milieux différents par la relation :

$$(III-9) \quad \epsilon_1 \cdot E_{\perp 1} - \epsilon_2 \cdot E_{\perp 2} = \sigma$$

Ceci nous permet d'introduire dans nos simulations, une charge surfacique sur les interfaces air-semiconducteur, et par conséquent de tenir compte du potentiel de surface.

3132- Influence sur les performances du composant

Nous présentons la structure considérée sur la figure III.28. Nous avons choisi pour cette structure une distance recess-grille assez grande ($L_{rg} = 2400\text{\AA}$), afin d'amplifier les phénomènes liés au potentiel de surface. Il est à remarquer que nous appliquons ce potentiel sur le fond du recess, mais aussi sur les faces latérales du côté source et du côté drain.

L'effet du potentiel de surface est analogue à celui d'une grille fictive remplissant la totalité du recess. Par conséquent, au niveau du cap layer GaInAs côté source, le potentiel de surface repousse les électrons, les chauffe et permet leur transfert vers le matériau à grand gap AlInAs en direction du canal, les empêchant ainsi de rester accumulés à l'interface dans le cap layer.

Comme nous le montre la figure III.29 où est représentée la répartition électronique par vallée dans toute la structure, il apparaît une zone quasi-déserte autour du recess, ainsi qu'une connexion du côté source entre le cap layer et le canal qui provoque une légère injection de porteurs chauds dans la couche de GaInAs nid.

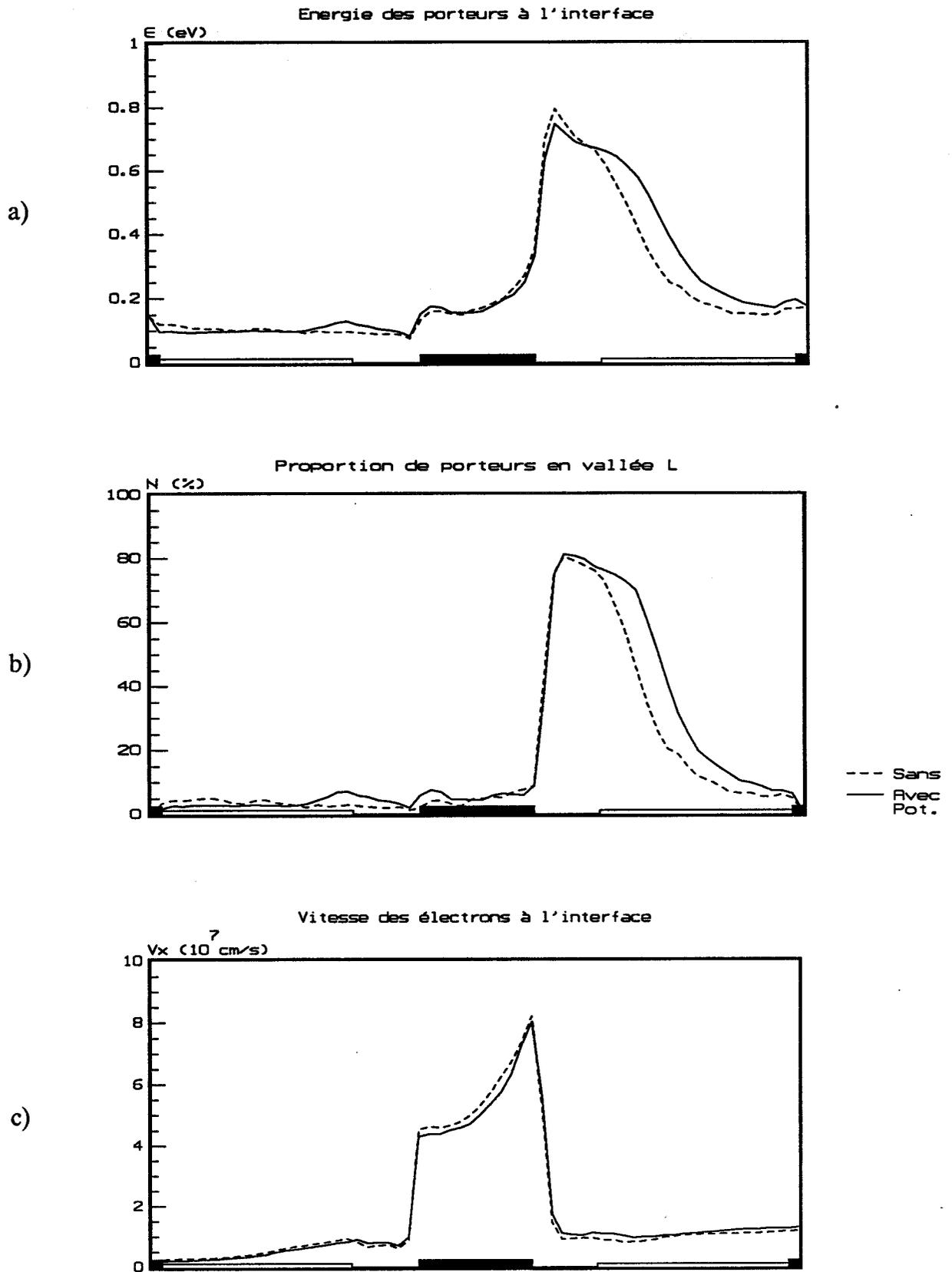


Figure III.31 : Influence du potentiel de surface sur l'évolution des grandeurs caractérisant la dynamique des porteurs présentées de la source au drain à $V_{gs} = -0.1V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

Cette connexion plus conséquente entre les deux couches de GaInAs implique une augmentation sensible de la densité surfacique de porteurs N_s entre la source et le début du recess, mais aussi sous la grille. De plus sous le recess, l'accumulation importante de porteurs a quasiment disparu puisque le potentiel externe appliqué sur la grille est partiellement masqué par le potentiel de surface. Ces différents aspects sont présentés sur la figure III.30.

D'autre part, l'arrivée de porteurs chauds dans le canal contribue à augmenter l'énergie moyenne des porteurs à l'interface. Un nombre plus important d'électrons est donc situé en vallées hautes avant d'arriver sous la grille, ce qui se traduit par une diminution de la vitesse électronique parallèle V_x sous la grille. Ces divers résultats sont illustrés sur la figure III.31.

Cependant, l'augmentation de la densité de porteurs N_s n'est pas complètement annihilée par cette réduction de vitesse, et il en résulte une légère croissance du courant de drain et de la transconductance présentés, ainsi que la capacité grille-source et la fréquence de coupure sur la figure III.32.

En ce qui concerne la capacité C_{gs} , les zones quasi-désertes de part et d'autre de la grille, en présence du potentiel de surface induisent l'apparition de deux capacités supplémentaires en parallèle sur la capacité de grille. La capacité C_{gs} étant la somme de ces différentes contributions, est donc plus élevée lorsque le potentiel de surface est pris en compte. De plus, comme nous venons de le voir, l'accroissement de N_s sous la grille vient renforcer cet effet d'augmentation de la capacité C_{gs} .

La fréquence de coupure du gain en courant, bien que peu affectée, a cependant tendance à être légèrement plus faible, principalement du fait de l'augmentation de C_{gs} .

Il est à remarquer que la transconductance G_m et la capacité grille-source C_{gs} présentent des allures très similaires que le potentiel de surface soit pris en compte ou non. Cependant, la plage de polarisation pour laquelle les valeurs de ces deux grandeurs diffèrent plus nettement ($-0.3V \leq V_{gs} \leq 0V$), correspond à la valeur du potentiel de surface que nous avons adopté. Pour les valeurs de V_{gs} inférieures $-0.3V$, nous retrouvons des évolutions presque identiques qui peuvent s'expliquer par l'effet prédominant joué par la grille dans cette zone de polarisation.

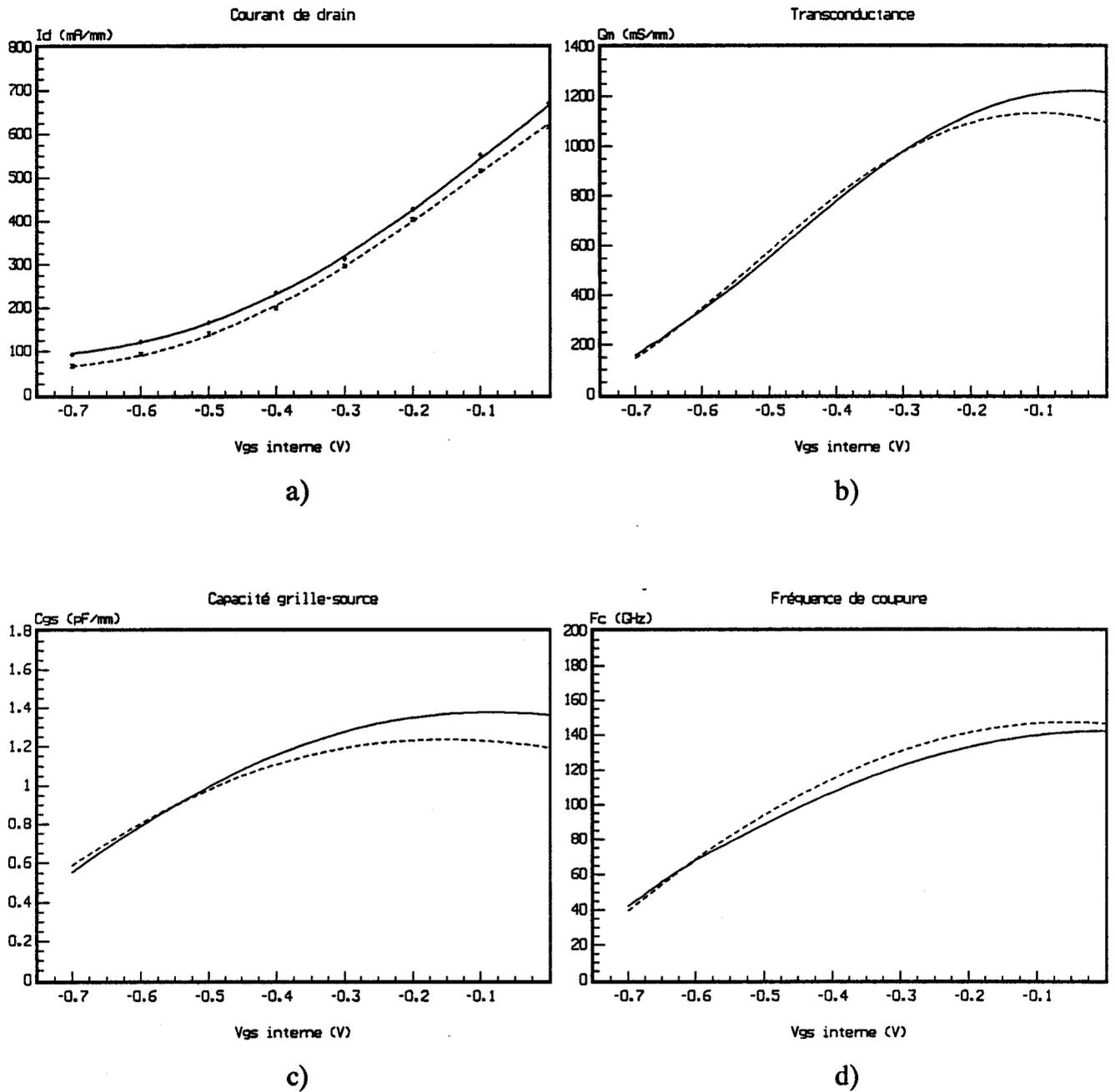


Figure III.32 : Influence du potentiel de surface sur l'évolution des caractéristiques électriques en fonction de la tension V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

————— Avec potentiel de surface
- - - - - Sans potentiel de surface

Nous le voyons, bien que le potentiel de surface induise un comportement interne quelque peu différent, les performances électriques du transistor n'en sont que très faiblement affectés, et peuvent sans doute être expliquées par les trois remarques suivantes :

- D'une part, les couches les plus proches du recess sont non dopées ou déjà très largement désertées par la présence de l'hétérojonction. Elles ne sont donc pas le siège d'effets M.E.S.F.E.T. parasites sur lesquels le potentiel de surface aurait une influence beaucoup importante, comme l'a montré M. PERNISEK pour les T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs [9].

- D'autre part, les qualités de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs, en particulier la forte discontinuité de bande de conduction, induisent une densité surfacique de porteurs très importante dans le puits. Ceci permet alors le transport d'un courant suffisamment important pour obtenir de bonnes performances électriques, malgré un transport électronique quelque peu sensible au potentiel de surface.

- Enfin, la valeur réelle du potentiel de surface n'étant pas connue avec certitude, nous avons adopté une valeur intermédiaire dont l'ordre de grandeur est cependant cohérent avec le peu de données disponibles.

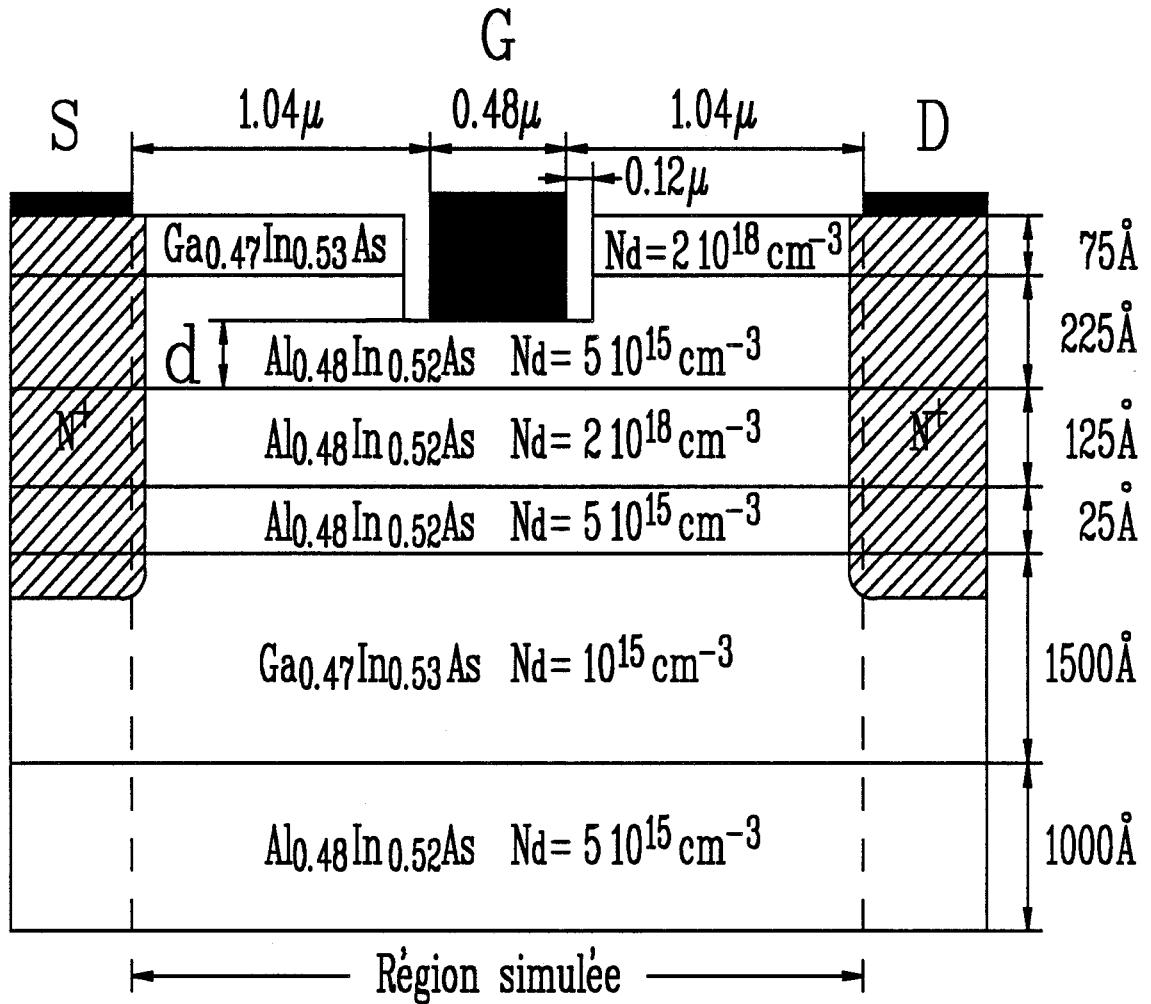


Figure III.33 : Géométrie de la structure simulée.

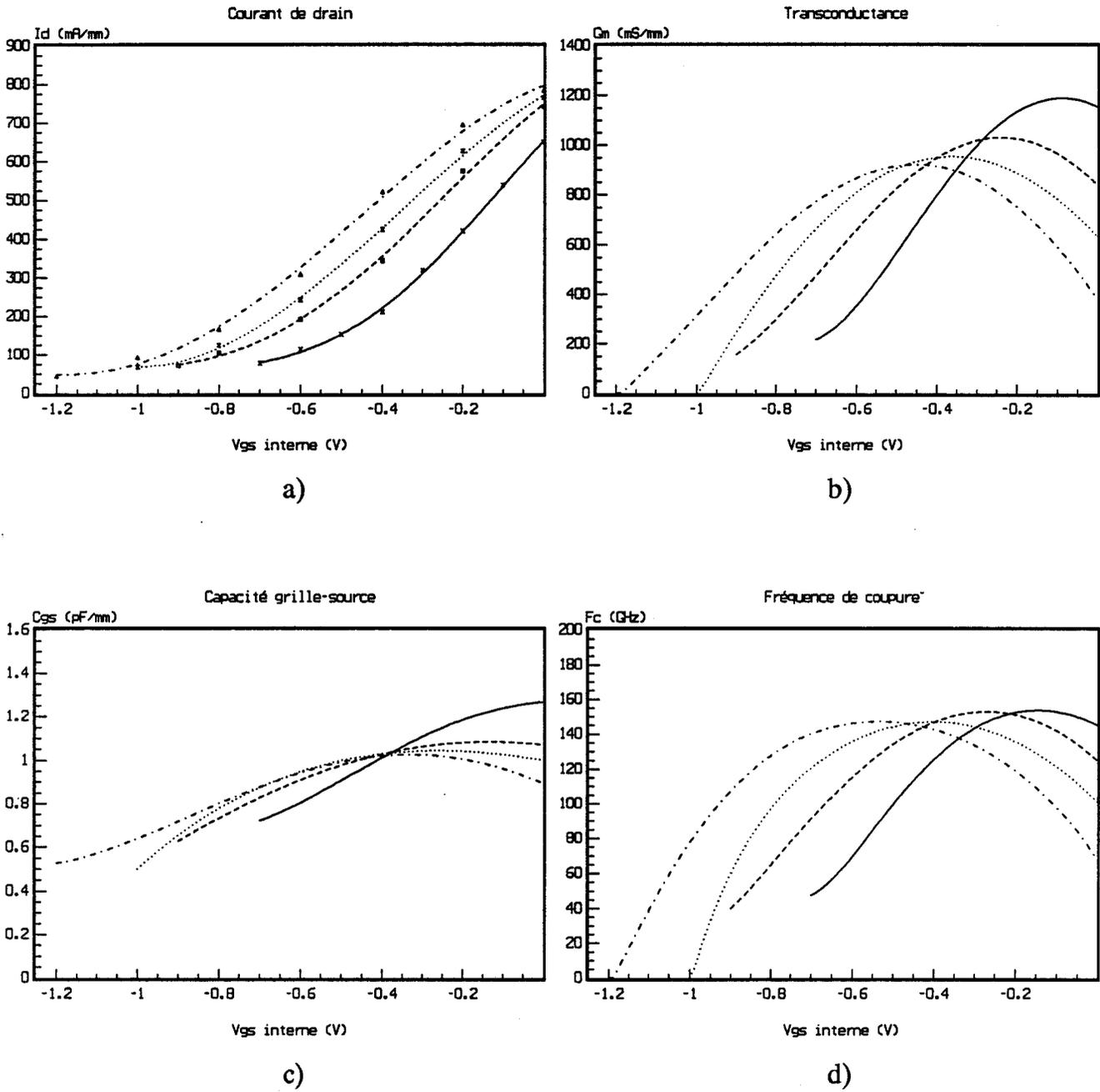


Figure III.34 : Evolution en fonction de la tension *V_{gs}* des caractéristiques électriques pour différentes épaisseurs *d* sous la grille à *V_{ds}* = 2.0V.

- *d* = 75 Å
- - - - *d* = 125 Å
- *d* = 150 Å
- · - · - *d* = 175 Å

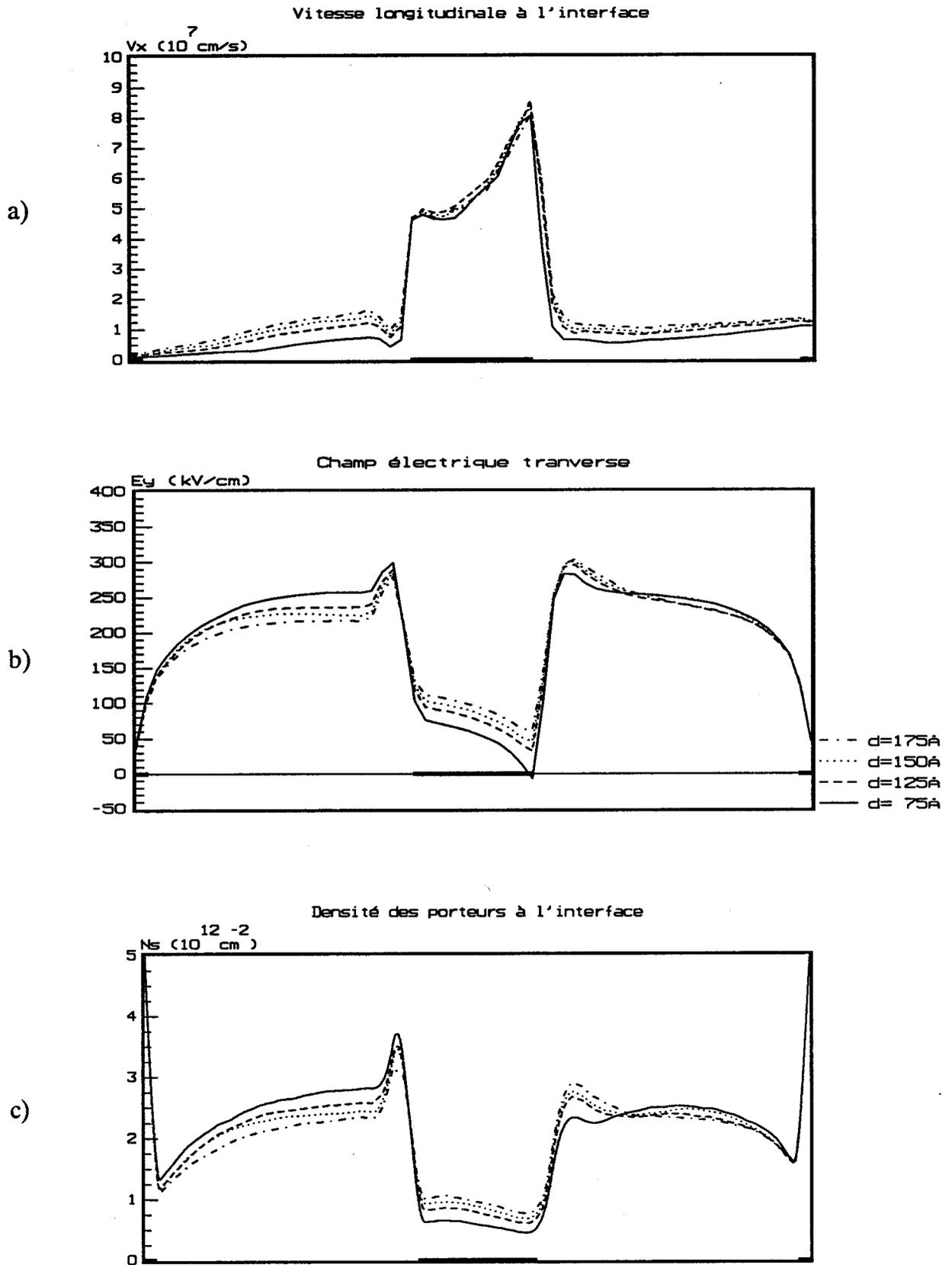


Figure III.35 : Influence de d sur l'évolution des grandeurs caractérisant la dynamique des porteurs présentées de la source vers le drain à $V_{gs} = -0.2V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

314- Influence de la profondeur du recess

La réalisation du recess par attaque chimique semble technologiquement délicate du fait de la faible différence entre les vitesses d'attaque de GaInAs et de AlInAs. Ainsi, si l'épaisseur de la couche AlInAs non dopée restant après attaque (épaisseur notée "d" sur la figure III.33) n'est pas bien contrôlée, la couche inférieure fortement dopée peut être atteinte et il apparaît alors un courant de grille relativement important. De plus, l'épaisseur de cette couche AlInAs nid affecte directement les performances électriques du composant, ainsi que la valeur de la tension de pincement. C'est pourquoi, il nous a paru important d'étudier de plus près l'influence de ce paramètre sur les performances du transistor.

En observant les caractéristiques électriques représentées sur la figure III.34, et en particulier le courant de drain I_d fonction de V_{gs} , nous constatons trois phénomènes principaux lorsque l'épaisseur d croît :

- Une augmentation du courant de drain.
- Un décalage de la tension de pincement.
- Un effet de saturation de courant aux faibles tensions V_{gs} .

L'augmentation du courant I_d trouve son explication si nous examinons les évolutions entre source et drain de la vitesse électronique longitudinale V_x , de la composante transverse E_y du champ et de la densité de porteurs à l'interface, présentées sur la figure III.35. Sous la grille, nous pouvons remarquer que si la valeur de d n'a que très peu d'influence sur la vitesse moyenne des électrons, en revanche plus d augmente, plus l'intensité du champ électrique transverse est forte, et plus les valeurs de N_s sont élevées dans cette zone. La charge transportée étant plus grande, le courant de drain augmente donc avec l'épaisseur de AlInAs nid.

En ce qui concerne la tension de pincement d'un tel dispositif, elle peut être évaluée par la relation suivante :

$$(III-10) \quad V_p = \frac{q}{\epsilon} N_d \left(\frac{a^2}{2} + a \cdot d \right)$$

où N_d et a sont respectivement le dopage et l'épaisseur de la couche AlInAs fortement dopée. Nous voyons par cette expression que, dans la mesure où N_d et a sont des paramètres fixés par l'épitaxie, la tension V_p ne dépend que de l'épaisseur d .

En conséquence, un accroissement de la valeur d se traduit par une augmentation de la tension de pincement. Ce point peut, en outre, être utilisé avantageusement pour ajuster de manière plus précise la tension de pincement à la valeur souhaitée, puisque V_p est proportionnelle à l'épaisseur d et non pas à son carré.

Enfin, lorsque l'épaisseur de la couche AlInAs nid augmente, nous voyons apparaître un infléchissement de la caractéristique de courant pour les tensions V_{gs} proches de zéro volt. Ce phénomène s'explique par l'accroissement de la contribution au courant des couches supérieures. En effet, la désertion moins importante de ces couches AlInAs, due à l'éloignement de la grille par rapport au canal et les moins bonnes propriétés de transport de AlInAs comparées à GaInAs (mobilité, vitesse) provoquent un début de saturation du courant véhiculé entre la source et le drain. Nous voyons réapparaître ici l'effet M.E.S.F.E.T. parasite que nous avons évoqué auparavant.

Lorsque d augmente, nous constatons donc une diminution très sensible de la transconductance (figure III.34b) pour les tensions V_{gs} voisines de 0V, et la valeur maximale de G_m passe alors de 1200 mS/mm pour $d=75\text{\AA}$ à une valeur légèrement supérieure à 900 mS/mm lorsque d vaut 175Å.

En ce qui concerne la capacité grille-source C_{gs} , nous remarquons que celle-ci diminue quand d croît, malgré les plus fortes valeurs de N_s sous la grille. Cet effet peut être attribué à une commande de charge moins efficace, et un éloignement de plus en plus important des charges dans le canal par rapport à la grille.

La diminution de la transconductance et de la capacité C_{gs} dans des proportions sensiblement identiques fait que l'épaisseur de la couche AlInAs nid n'a pas d'influence sur la valeur maximale de la fréquence de coupure.

315- Conclusion

Nous avons pu montrer par cette étude que l'utilisation de structures recessées était très favorables à l'obtention de bonnes performances électriques, du fait de la plus importante densité de porteurs à l'interface.

Il convient d'adopter des valeurs faibles pour la distance recess-grille, mais de veiller à ce que la grille ne soit pas en contact avec les flancs du recess, sous peine d'augmenter de façon importante la capacité C_{gs} et réduire ainsi la fréquence de coupure.

Nous avons pu montrer que le potentiel de surface avait peu d'influence sur les performances du transistor. Cependant, il est nécessaire que les couches supérieures de matériau à grand gap soient désertées afin d'éviter une conduction proche du recess, sur laquelle le potentiel de surface aurait une influence beaucoup plus marquée.

Enfin, si la transconductance est le critère de référence choisi, il est indispensable d'utiliser une couche AlInAs non dopée de faible épaisseur, afin de minimiser les effets M.E.S.F.E.T. parasites qui réduisent notablement le Gm. Cependant, il faut veiller à ce que cette couche ne disparaisse pas totalement, sous peine d'obtenir un important courant de grille.

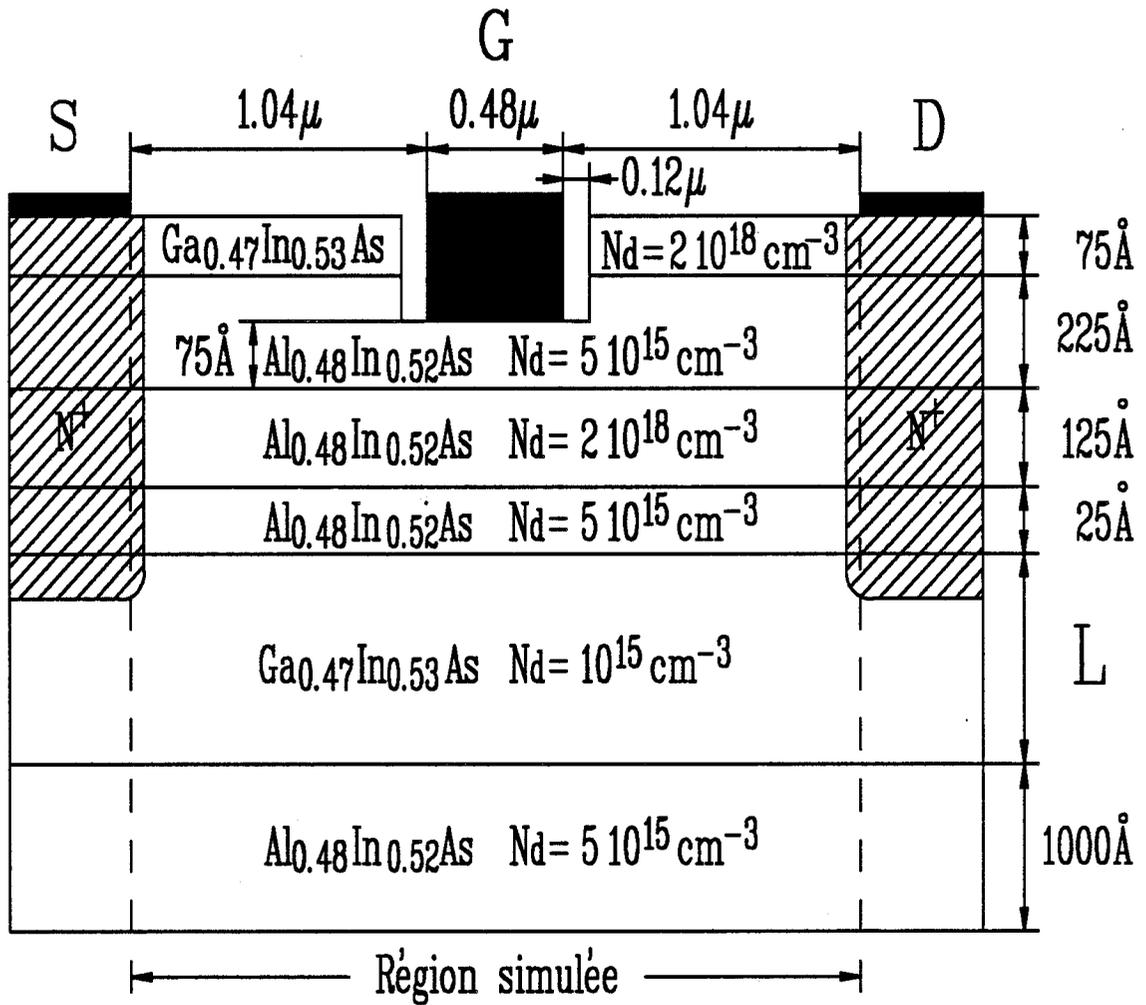


Figure III.36 : Géométrie de la structure simulée.

32- Etude des couches GaInAs nid et AlInAs dopée

321- Influence de l'épaisseur de GaInAs

Ainsi que nous l'avons vu, un des inconvénients de la structure présentée au paragraphe 2, est l'importance des effets de canal court liés à l'injection profonde de porteurs chauds dans la couche GaInAs.

Une solution pour remédier à ce problème consiste à diminuer l'épaisseur de la couche GaInAs. L'hétérojonction "arrière" étant alors plus proche de l'interface principale, le confinement des porteurs doit en être amélioré, et on peut s'attendre à une diminution de la tension de pincement, de la conductance de sortie et, dans une certaine mesure, à une augmentation de la transconductance.

Des résultats expérimentaux venant du L.E.P. ont en effet montré que la réduction par deux de l'épaisseur de la couche de GaInAs permettait de diminuer, dans un rapport quasi-identique, la valeur de G_d . Aussi, il nous a paru intéressant d'étudier ce point, afin d'en préciser les mécanismes.

Les caractéristiques géométriques de la structure simulée sont présentées sur la figure III.36. Nous considérons trois valeurs pour la largeur de GaInAs $L=300\text{\AA}$, 600\AA et 1500\AA , les autres paramètres du transistor restant inchangés.

3211- Grandeurs physiques internes

Nous présentons sur les figures III.37 et III.38 les évolutions de la source vers le drain des grandeurs physiques suivantes :

- les composantes longitudinale et transverse du champ électrique à l'interface supérieure, dans GaInAs,
- les densités surfaciques de porteurs à l'interface supérieure et injectés dans le buffer AlInAs,
- la densité de courant injecté dans le buffer et la distance moyenne du gaz à l'interface principale.

Nous constatons que si le champ électrique parallèle n'est pas affecté par la largeur L de la couche GaInAs, en revanche le champ E_y présente des valeurs plus faibles lorsque L diminue, en particulier sous la grille. Il en résulte une légère diminution de la densité de porteurs N_s qui traduit une meilleure efficacité de commande de charge.

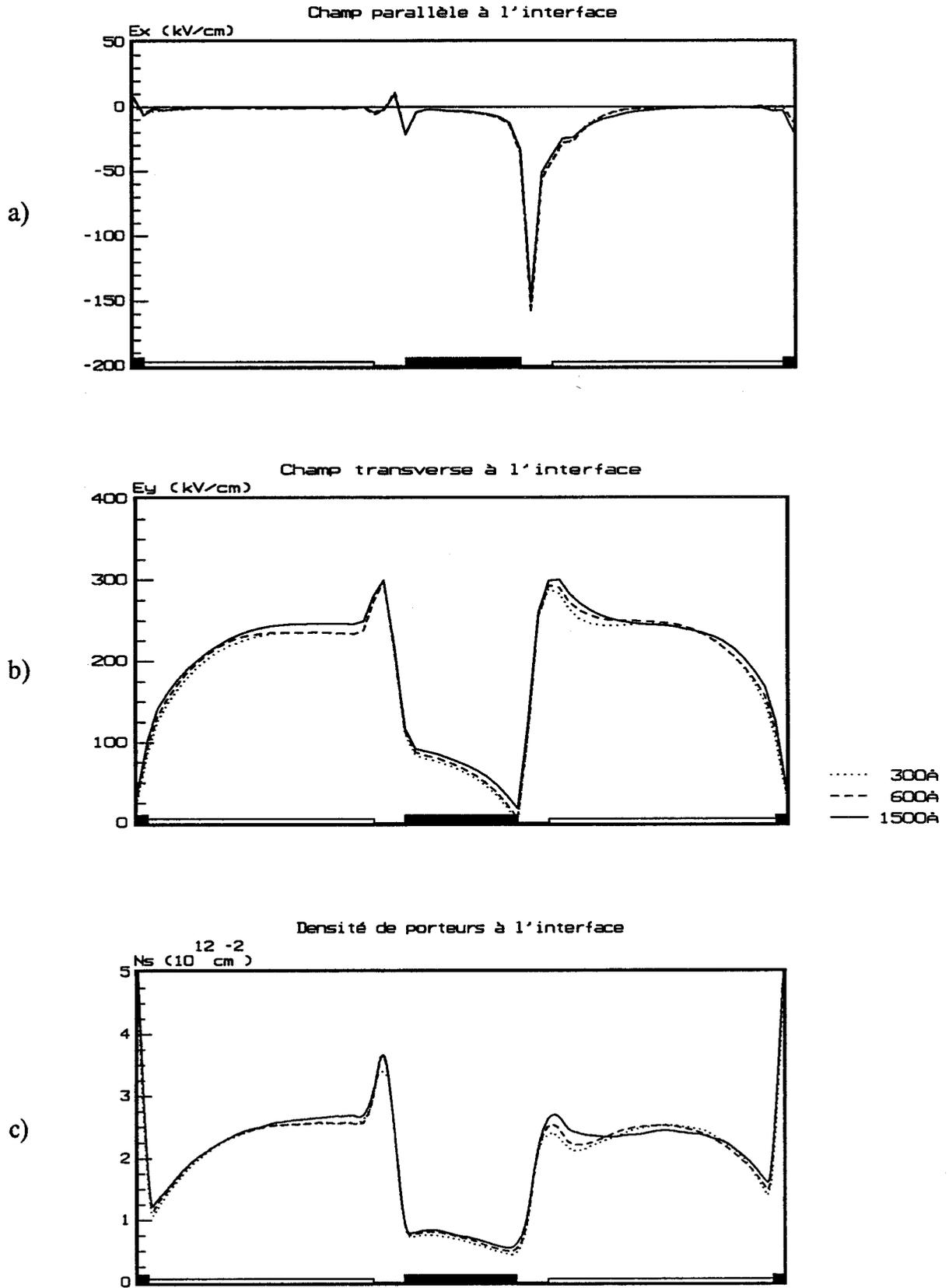


Figure III.37 : Evolution de la source vers le drain des composantes du champ électrique et de la densité de porteurs dans le puits à $V_{gs} = -0.1V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

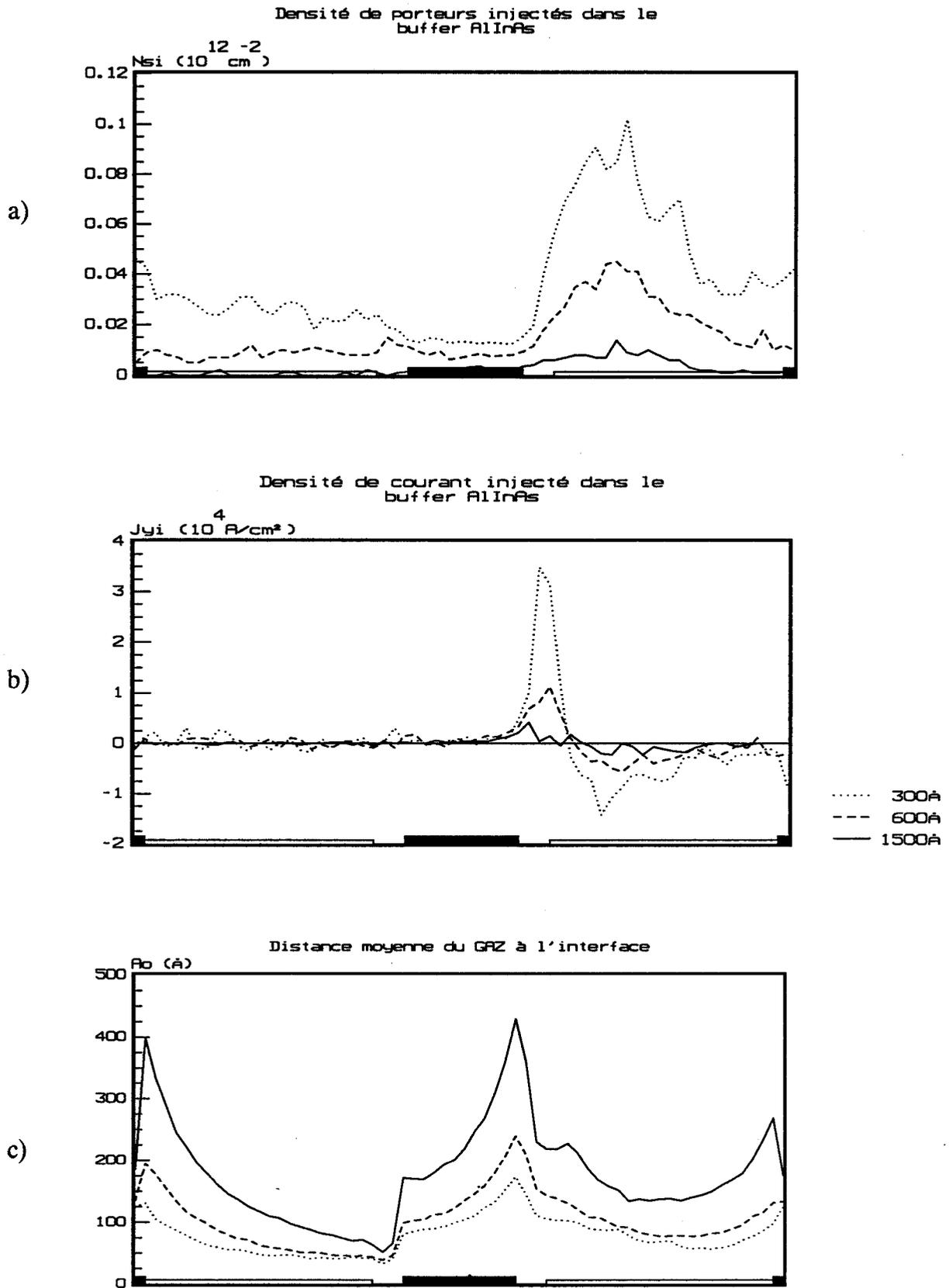


Figure III.38 : Evolution source-drain des grandeurs caractérisant l'injection de porteurs dans le buffer AlInAs à $V_{gs} = -0.1V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

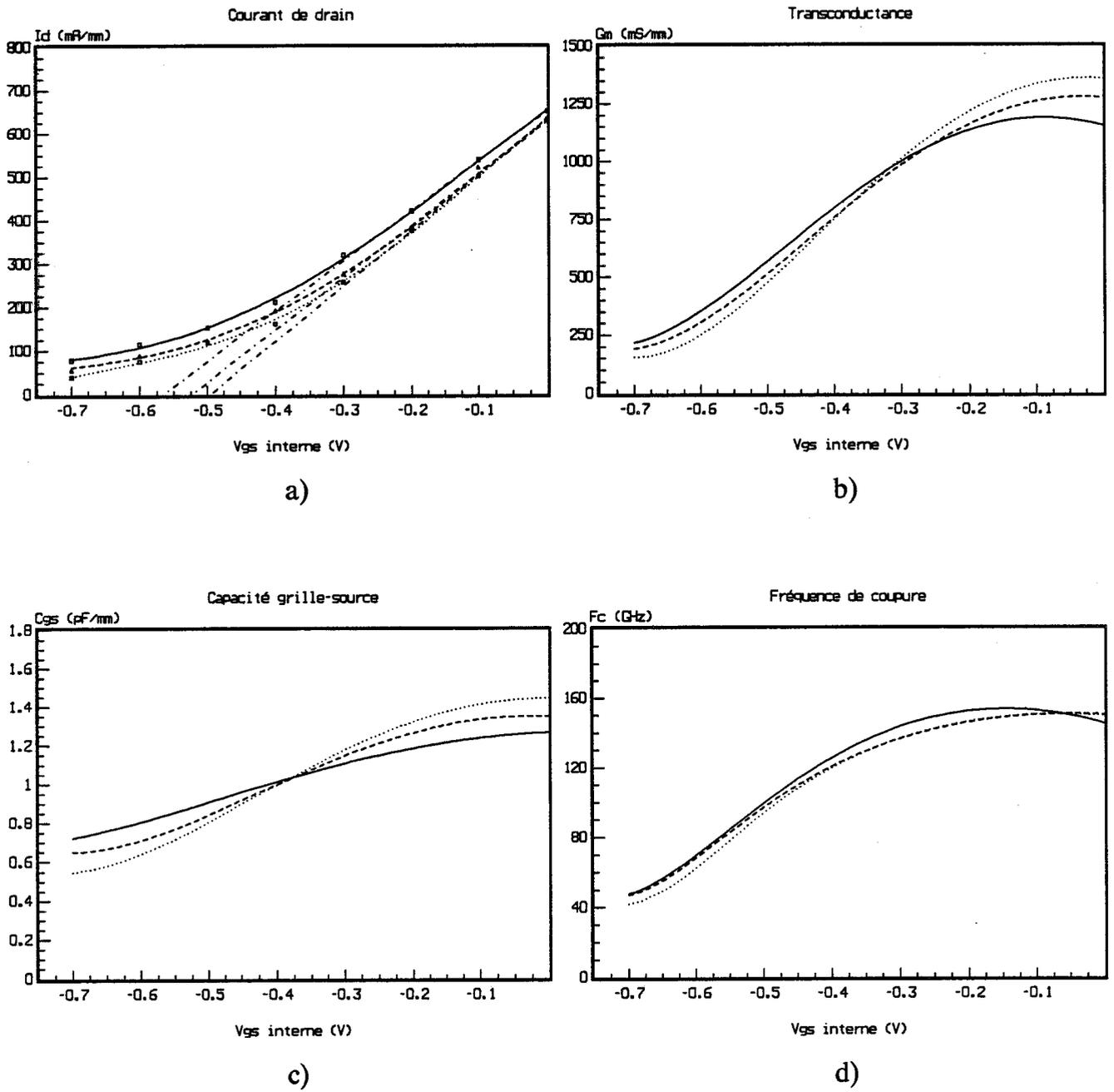


Figure III.39 : Evolution en fonction de la tension V_{gs} des caractéristiques électriques pour différentes épaisseurs de la couche GaInAs à $V_{ds} = 2.0V$.

— $L = 1500\text{Å}$
- - - $L = 600\text{Å}$
..... $L = 300\text{Å}$

En sortie de grille, la diminution de N_s est encore plus marquée lorsque L décroît, phénomène qui est directement relié à la densité surfacique de porteurs N_s injectés dans le buffer AlInAs, qui augmente lorsque L diminue. Cependant, cette densité d'électrons injectés reste négligeable devant celle des porteurs accumulés à l'interface principale (<4%). De plus, un nombre important d'électrons qui ont pu franchir l'hétérojonction arrière en sortie de grille, retombent rapidement dans le puits avant d'arriver au drain, ce qui se traduit par une densité de courant injecté négative entre grille et drain (figure III.38b).

Nous le voyons, l'efficacité de l'interface arrière est très satisfaisante, et se traduit par une réduction de la distance moyenne A_0 du gaz à l'interface principale, lorsque la largeur du puits diminue. Ces différents aspects confirment parfaitement l'obtention d'un meilleur confinement des porteurs dans le puits.

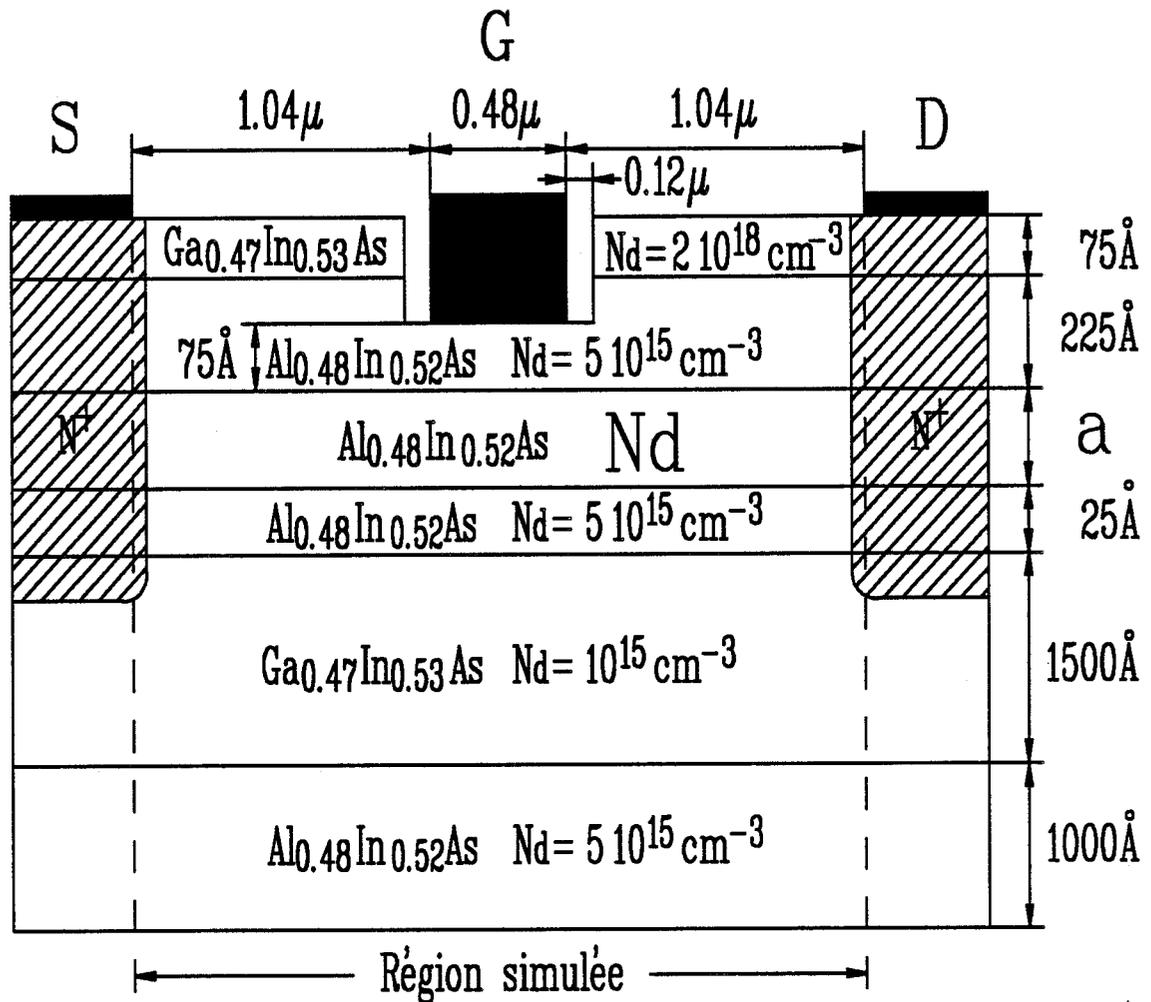
3212- Caractéristiques de sortie

Les caractéristiques électriques de sortie sont présentées sur la figure III.39 en fonction de V_{gs} à $V_{ds}=2.0V$ pour les trois structures étudiées.

Comme nous pouvions nous y attendre, le courant de drain est toujours plus faible lorsque l'épaisseur de la couche L diminue, du fait de la légère réduction de la charge transférée N_s . De plus, nous remarquons que plus la tension V_{gs} est négative, plus l'écart en courant se creuse, ce qui traduit un pincement plus franc du transistor et donc une légère diminution de la tension de pincement.

La transconductance G_m qui reflète l'efficacité de commande du composant est améliorée grâce au meilleur confinement des porteurs, mais en contrepartie la capacité grille-source est augmentée dans la zone optimale de commande. Par conséquent, ces deux effets antagonistes n'entraînent pas de changement fondamental de la fréquence de coupure.

En ce qui concerne la conductance de sortie G_d , comme prévu elle décroît, puisqu'elle passe d'une valeur voisine de 12 mS/mm lorsque $L=1500\text{\AA}$ à une valeur de 7.5 mS/mm pour $L=300\text{\AA}$.



	Nd (10^{18}cm^{-3})	a (Å)
S1	2.0	125
S2	4.1	75

Figure III.40 : Présentation des caractéristiques géométriques des structures simulées.

322- Influence du dopage et de l'épaisseur de AlInAs

3221- Généralités

Comme nous l'avons vu lors du second chapitre, le dopage de la couche réservoir est un paramètre fondamental car il conditionne directement la densité surfacique d'électrons N_s à l'interface. Nous allons donc étudier en quoi ce paramètre influe sur le comportement du transistor.

Afin de pouvoir comparer le fonctionnement des composants dans des conditions semblables, il est nécessaire de garder la même tension de pincement pour les dispositifs étudiés. Pour une épaisseur d de couche AlInAs n'importe laquelle, l'expression III-10 montre que la tension de pincement théorique V_p ne dépend que du dopage N_d et de l'épaisseur a de la couche dopée. Nous sommes donc amenés à faire varier conjointement ces deux grandeurs, afin de garder V_p constante.

3222- Présentation des résultats

Les caractéristiques géométriques des deux structures simulées sont résumées sur la figure III.40, et les résultats sont présentés sur les figures III.41 et III.42 au point de polarisation $V_{ds}=2.0V$, $V_{gs}=-0.1V$.

Nous constatons que l'augmentation du dopage N_d et la réduction de l'épaisseur a de la couche AlInAs se traduisent par un accroissement très important du champ électrique transverse et de la densité surfacique de porteurs le long de l'interface, dû à la plus grande quantité d'électrons libres dans la structure. Ces deux phénomènes sont accompagnés par une augmentation de l'énergie moyenne des porteurs à l'interface entre la source et la grille, dont l'origine réside dans les plus grandes valeurs présentées par le champ électrique dans cette région. L'accroissement d'énergie en entrée de grille provoque une diminution de l'effet de survitesse, dans des proportions qui restent cependant très faibles.

Malgré la réduction de vitesse sous la grille, la plus forte densité de porteurs à l'interface entraîne une augmentation très sensible du courant de drain et de la transconductance dans le cas de la structure S2. Ceci est le résultat de la réduction de la distance grille-canal qui assure une efficacité plus grande de la commande de charge par la grille. Ainsi, la valeur maximale de transconductance atteint 1750 mS/mm pour la structure S2 contre 1200 mS/mm pour S1, à V_{gs} proche de -0.1V.

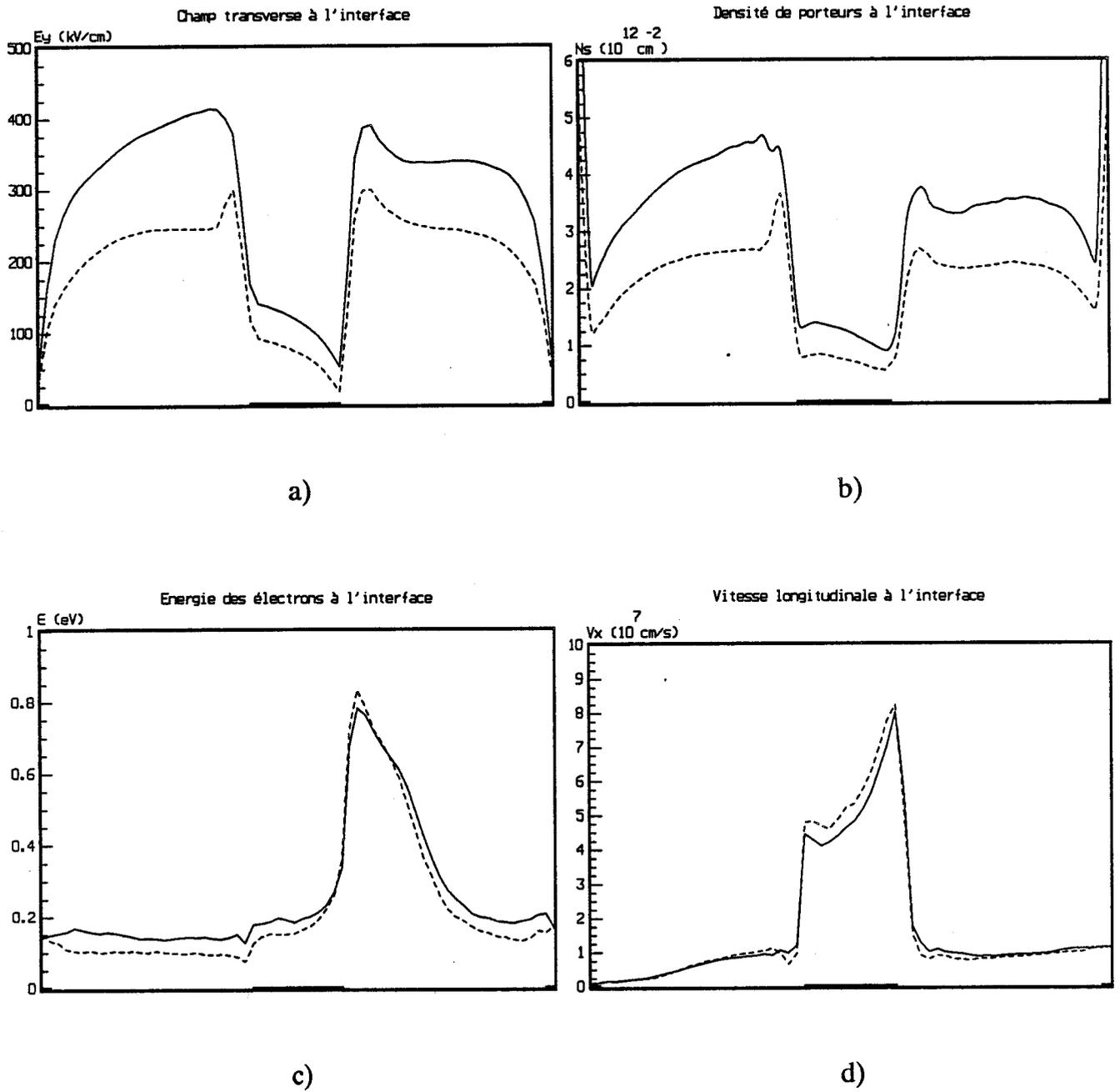


Figure III.41 : Influence de N_d et a sur l'évolution des principales grandeurs physiques de la source vers le drain à $V_{ds} = 2.0V$ et $V_{gs} = -0.1V$.

———— S2 : $N_d = 4.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $a = 75 \text{ \AA}$

- - - - S1 : $N_d = 2.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $a = 125 \text{ \AA}$

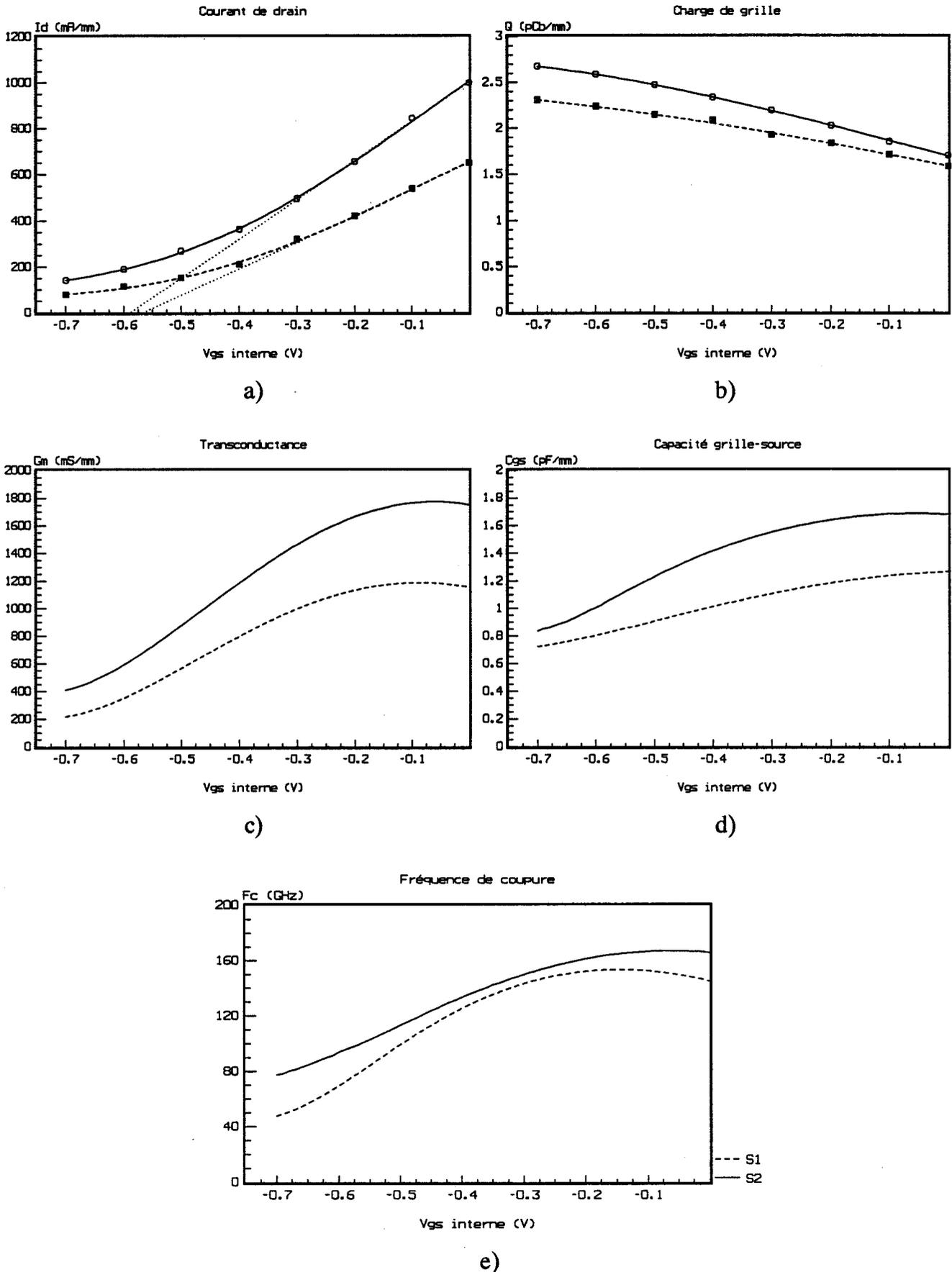


Figure III.42 : Evolution des caractéristiques de sortie en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

En contrepartie, la charge stockée sous la grille et la capacité grille-source augmentent elles aussi de façon importante, du fait même de l'accroissement de N_s et de la réduction de la distance grille-canal. Dans ces conditions, la fréquence de coupure n'augmente que très légèrement, passant en valeur maximale de 150 GHz pour S1 à 170 GHz pour S2.

Nous le voyons, l'utilisation d'une couche AlInAs très mince et fortement dopée entraîne une augmentation appréciable des performances du transistor.

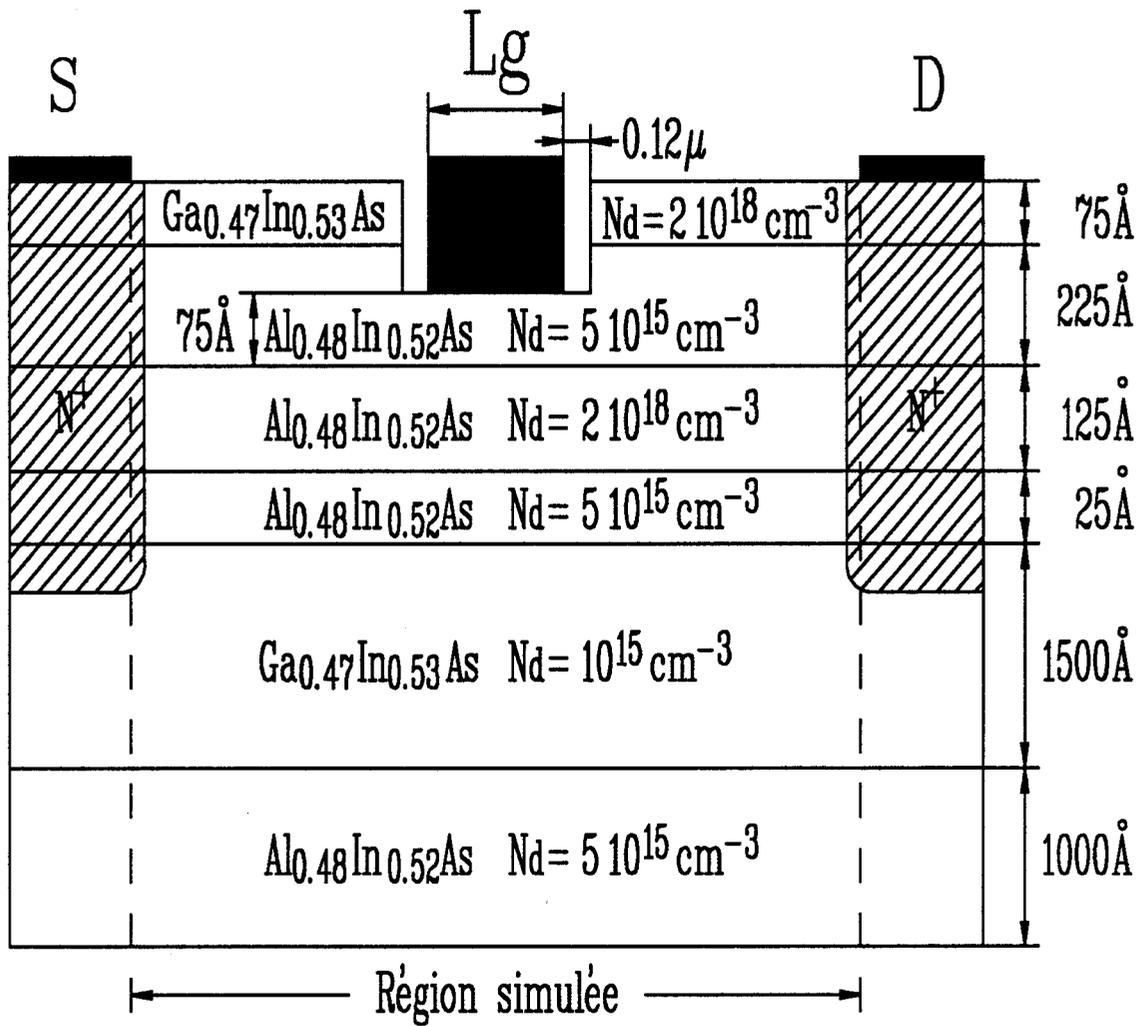


Figure III.43 : Géométrie de la structure simulée.

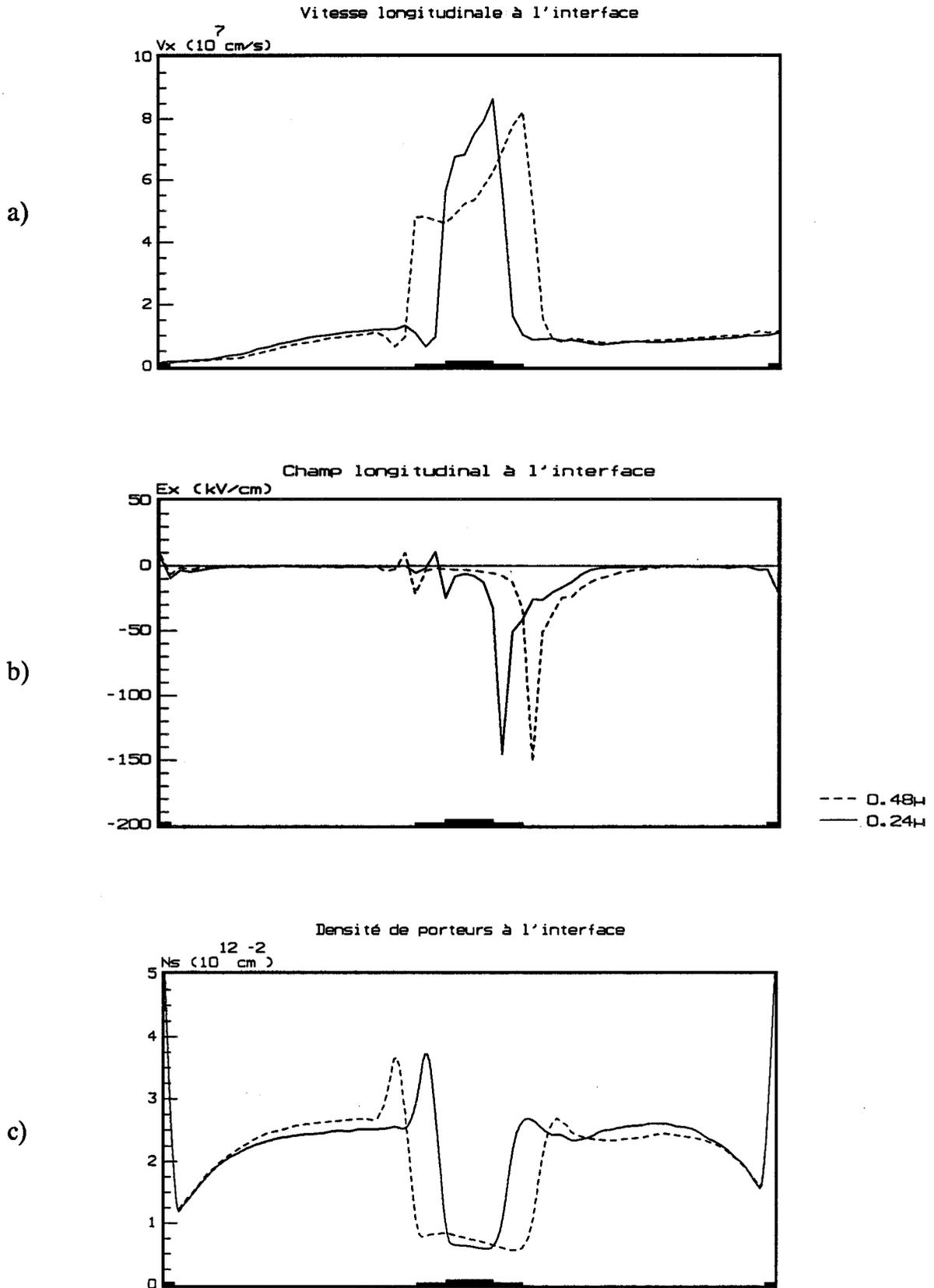


Figure III.44 : Influence de L_g sur l'évolution des grandeurs microscopiques caractérisant la dynamique des porteurs de la source au drain à $V_{ds} = 2.0V$ et $V_{gs} = -0.1V$.

33- Influence de la longueur de grille

331- Structure étudiée, généralités

Différentes études tant théoriques [5, 9] qu'expérimentales [16, 17] ont montré que la longueur de grille jouait un rôle important sur les performances des transistors à effet de champ. Nous avons donc étudié ce point afin d'évaluer les modifications enregistrées sur le comportement des composants de la filière InP.

Nous avons considéré deux composants de longueur de grille respective $L_g=0.48\mu\text{m}$ et $L_g=0.24\mu\text{m}$, en gardant inchangés les autres paramètres de la structure représentée sur la figure III.43. En particulier, la grille est centrée dans le recess et les distances source-drain L_{sd} et recess-grille L_{rg} restent identiques, égales respectivement à $2.56\mu\text{m}$ et $0.12\mu\text{m}$.

332- Présentation des résultats

Sur la figure III.44, nous présentons l'influence de la longueur de grille sur les principales grandeurs physiques de la structure, au point de polarisation $V_{ds}=2.0\text{V}$ et $V_{gs}=-0.1\text{V}$.

Lorsque la longueur de grille L_g diminue, nous pouvons remarquer que la vitesse longitudinale des porteurs à l'interface augmente très sensiblement, puisque la valeur moyenne de cette vitesse sous la grille passe de $5.8 \cdot 10^7\text{cm/s}$ à $7.2 \cdot 10^7\text{cm/s}$ lorsque L_g varie de $0.48\mu\text{m}$ à $0.24\mu\text{m}$. Cette augmentation de vitesse résulte de la plus forte intensité du champ électrique E_x sous la grille.

De plus, la densité de charges transférées à l'interface restant globalement identique, nous enregistrons donc une augmentation du courant transporté entre la source et le drain, courant qui est présenté en compagnie des autres caractéristiques de sortie, sur la figure III.45.

Malgré l'effet bénéfique de l'augmentation de vitesse sous la grille lorsque L_g diminue, nous pouvons constater que la transconductance G_m n'est aucunement affectée par la variation de L_g . Ce point, déjà observé dans le cas des T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs [5], trouve son explication dans l'accroissement des effets de canal court et dans le rôle grandissant des zones d'accès, qui entraînent une dégradation de la commande de grille.

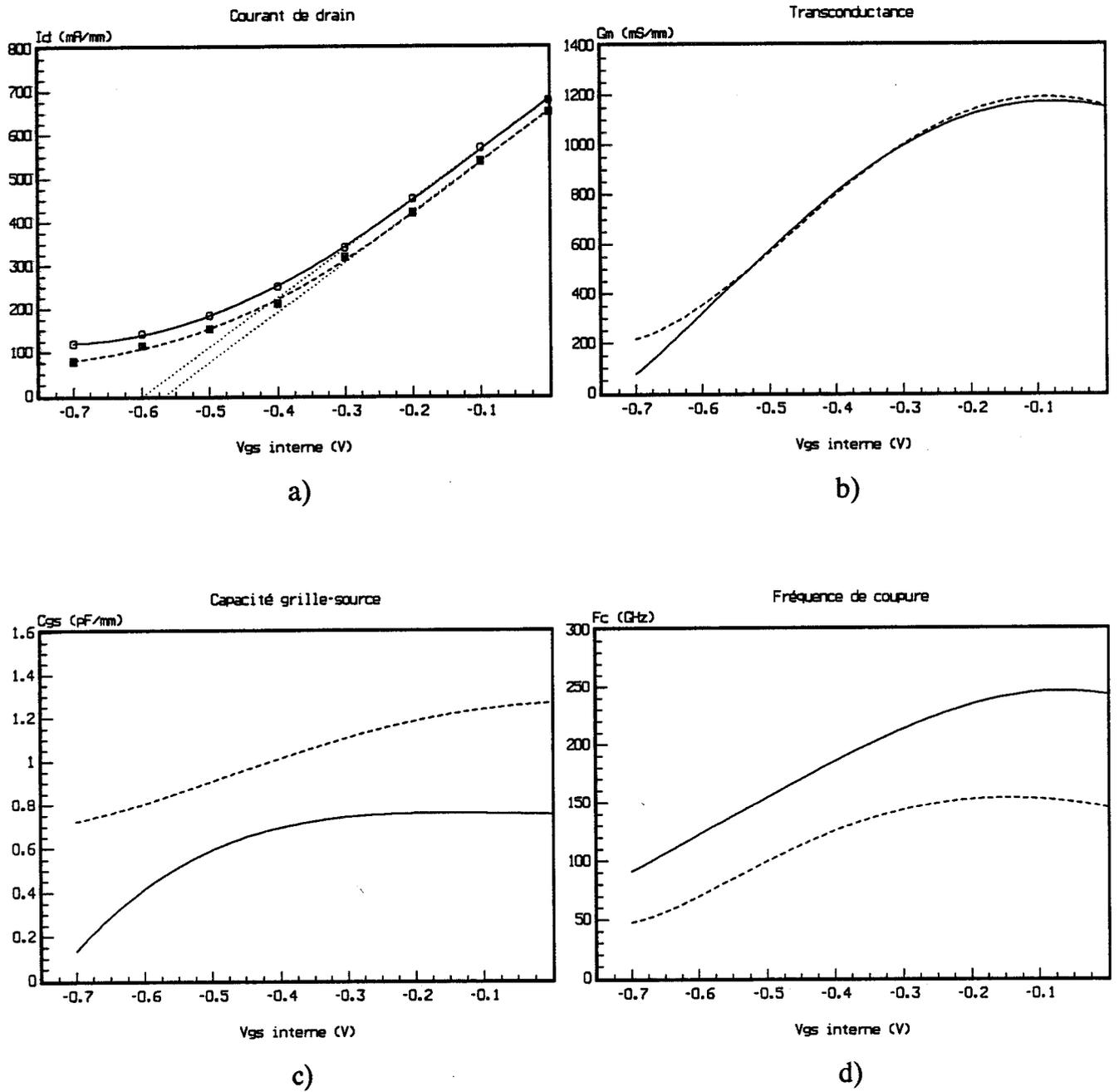


Figure III.45 : Influence de la longueur de grille sur les caractéristiques de électriques en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

— $L_g = 0.24 \mu\text{m}$
- - - $L_g = 0.48 \mu\text{m}$

Ainsi nous voyons que, même pour des V_{gs} proches du pincement, le courant I_d est encore conséquent et traduit une résistance au pincement du transistor. Cependant, comme nous l'avons montré plus haut, les effets de canal court peuvent être considérablement réduits par l'utilisation d'une couche GaInAs nid de plus faible épaisseur, qui limite l'injection de porteurs vers le substrat et assure un meilleur confinement des électrons dans le puits.

Toutefois, la réduction de la longueur de grille est nécessaire à l'obtention de bonnes performances fréquentielles. En effet, comme nous pouvons le constater sur la figure III.45, la diminution de L_g permet de réduire très largement la capacité grille-source C_{gs} , et par conséquent d'augmenter largement la fréquence de coupure du dispositif. La valeur maximale de fréquence de coupure atteint une valeur proche de 250 GHz lorsque L_g vaut $0.24\mu\text{m}$ contre 150 GHz pour $L_g = 0.48\mu\text{m}$.

CONCLUSION

Au cours de ce chapitre consacré à l'étude du T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs/InP, nous avons pu mettre en évidence les principaux phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement interne du composant, et évaluer les performances électriques de celui-ci.

Ainsi, nous avons montré, sur une structure simple, la supériorité du transistor classique AlInAs/GaInAs par rapport à son homologue GaAlAs/GaAs.

L'étude plus approfondie d'une structure réaliste, proche des réalisations expérimentales, nous a permis de mettre au jour les différents mécanismes qui conditionnent les performances intrinsèques du composant.

Nous avons alors entrepris l'étude de l'influence des principaux paramètres technologiques du transistor sur les éléments du schéma équivalent petit signal. Les résultats marquants de cette étude, en vue d'améliorer les performances du composant, sont les suivants :

- L'amélioration de la transconductance nécessite l'utilisation d'une structure recessée présentant une faible distance recess-grille et une profondeur de recess bien adaptée, afin d'éviter un courant de grille important ou un effet M.E.S.F.E.T. parasite. De plus, il est indispensable de réaliser des dispositifs comportant une couche AlInAs de faible épaisseur fortement dopée.
- La montée en fréquence des composants implique une réduction de la longueur de grille, qui assure l'obtention de capacités grille-source plus faibles et donc des fréquences de fonctionnement plus élevées.
- Enfin, la diminution de la conductance de sortie suppose l'utilisation d'une couche GaInAs nid relativement mince qui améliore le confinement électronique, en réduisant l'injection profonde de porteurs vers le substrat.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] J.S. BEST
Appl. Phys. Lett. Vol.34 n°8 p.522 (1979).

- [2] T.P. PEARSALL et al.
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-4 n°1 p.5 (1983).

- [3] T.ITOH, A.S. BROWN, L.H. CAMNITZ, G.W. WICKS, J.D. BERRY,
L.F. EASTMAN
Proc. I.E.E.E. Cornell Conference, p.92 (1985).

- [4] C.K. PENG, A. KETTERSON, H. MORKOC, P.M. SOLOMON
Jour. Appl. Phys. Vol.60 n°5 p.1709 (1986).

- [5] J.L. THOBEL
Thèse de Doctorat, Lille (1988).

- [6] T.H. GLISSON et al
Jour. Appl. Phys. Vol.51 n°10 p.5445 (1980).

- [7] M. KEEVER et al
Jour. Appl. Phys. Vol.38 p.36 (1981).

- [8] K. BELLAHSNI
Thèse de Doctorat, Lille (1991).

- [9] M. PERNISEK
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille (1990).

- [10] P. KIREEV
La physique des Semiconducteurs, Ed. MIR (1975).

- [11] W.E. SPICER et al
Jour. Vac. Sci. Tech. Vol.17 n°5 p.1019 (1980).

- [12] A. CHANDRA et al
Solid State Electronics Vol.22 p.645 (1979).

- [13] W.E. SPICER et al
Jour. Vac. Sci. Tech. Vol.13 n°1 (1976).

- [14] S.G. PAVISON, J.D. LEVINE
Solid State Physics Vol.25 p.137 (1970).

- [15] M. BERDAI
Thèse 3^{ème} Cycle, Lille (1984).

- [16] U.K. MISHRA, A.S. BROWN, J. JELLOIAN, L.H. HACKETT, M.J. DELANEY
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-9 n°1 p.41 (1988).

- [17] U.K. MISHRA, A.S. BROWN
Proc. I.E.E.E. GaAs IC Symposium p.97 (1988).

CHAPITRE IV

**CARACTERISATION DES TRANSISTORS AlInAs/GaInAs/InP
REALISES AU LEP**

INTRODUCTION

Après avoir effectué une étude théorique des transistors AlInAs/GaInAs et donné les principales directives d'optimisation de ce type de composants, nous allons mener, au cours de ce chapitre, une étude expérimentale sur ces transistors.

Dans la première partie, nous allons aborder l'aspect technologique, en donnant les étapes essentielles de la réalisation des transistors, ainsi que les principaux problèmes rencontrés.

La seconde partie sera entièrement consacrée à la caractérisation des composants. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats de caractérisation statique et basse fréquence de différents transistors, en rappelant les méthodes employées.

Nous présenterons ensuite les résultats concernant la caractérisation en régime hyperfréquence. Nous y verrons l'influence de divers paramètres technologiques, et comparerons qualitativement les résultats expérimentaux à ceux issus de la simulation.

Nous poursuivrons l'étude en présentant les caractéristiques d'une structure à plan de dopage. Enfin, nous donnerons l'évolution fréquentielle des différents gains.

1- REALISATION TECHNOLOGIQUE

Bien que très semblable à celle employée pour les T.E.G.F.E.T. GaAlAs/GaAs, la technologie utilisée pour la réalisation de transistors à effet de champ AlInAs/GaInAs/InP pose des problèmes spécifiques à l'emploi de ces matériaux. Ainsi, la réalisation de bons contacts ohmiques, de recess appropriés ou de bons contacts de grille peut s'avérer délicate et réduire les performances électriques des composants.

Nous allons donc rappeler les principales étapes technologiques nécessaires à l'élaboration de ces composants qui ont été réalisés au LEP, et qui nous ont été fournis dans le cadre d'un contrat MRT.

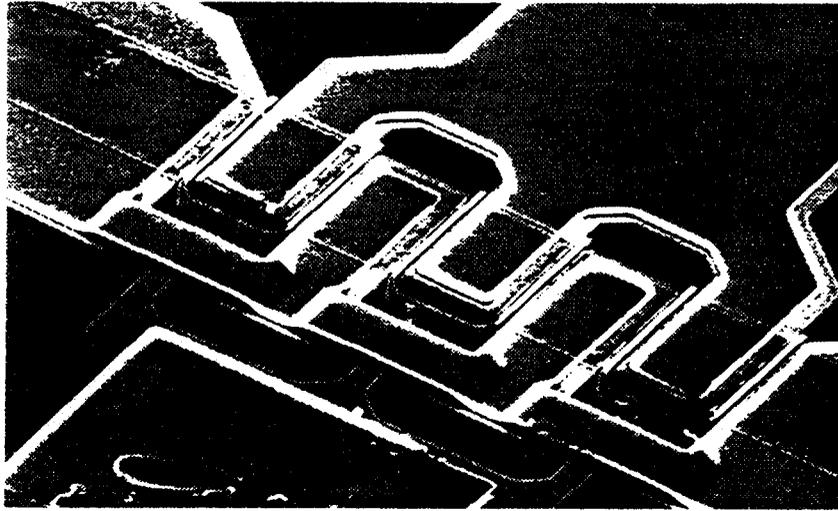
11- Les principales étapes

Partant d'une couche épitaxiée par jets moléculaires (MBE) ou réalisée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE), la première étape consiste à isoler les composants. L'isolation peut être obtenue par attaque des couches supérieures (MESA), par implantation (Bore) ou par un combiné des deux techniques. Dans notre cas, l'isolation est effectuée par MESA.

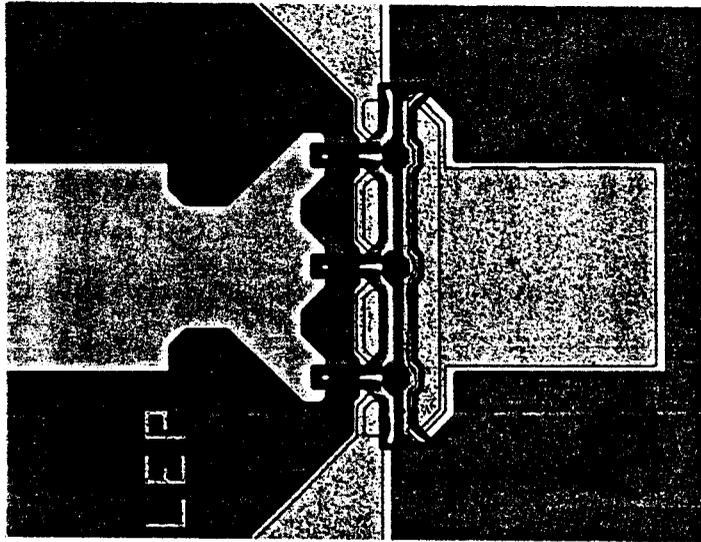
L'étape suivante est la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain sur les zones superficielles fortement dopées. Les matériaux généralement utilisés sont AuGe/Ni qui permettent l'obtention de bonnes résistances de contact (typiquement $0.15\Omega.\text{mm}$).

Vient ensuite la réalisation de la grille. La plaquette est recouverte de résine qui, une fois insolée, permet de définir les dimensions du recess. La gravure de celui-ci est alors réalisée par attaque chimique ($\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$). La vitesse d'attaque de AlInAs étant deux fois plus importante que celle de GaInAs, il est parfois délicat d'obtenir une profondeur de recess précise qui s'arrête dans la couche de AlInAs nid. La grille, composée de Ti/Pt/Au, est alors déposée dans le fond du recess.

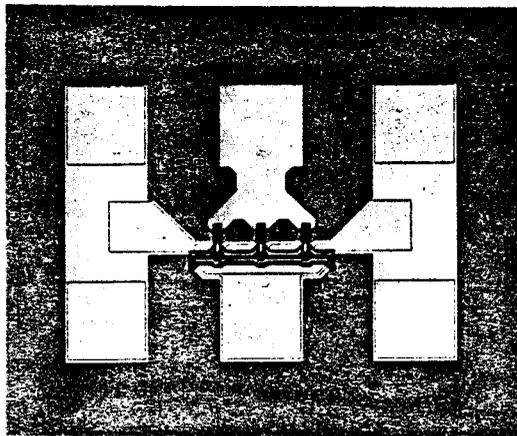
Les transistors sont alors passivés afin d'éviter toute oxydation de surface et d'améliorer la stabilité des composants dans le temps. La passivation est réalisée par dépôt de Si_3N_4 .



a) Interconnexions par ponts à air.



b) Passivation de grille.



c) Vue d'ensemble d'un transistor (structure en T).

Figure IV.1 : Détails de réalisation sur un composant.

Enfin, l'interconnexion des différents plots de source (dans le cas de transistors multi-doigts) est effectuée par des ponts à air au dessus des accès de grille. Simultanément, les plots d'épaississement sont réalisés pour la prise de contacts électriques sur les différentes électrodes.

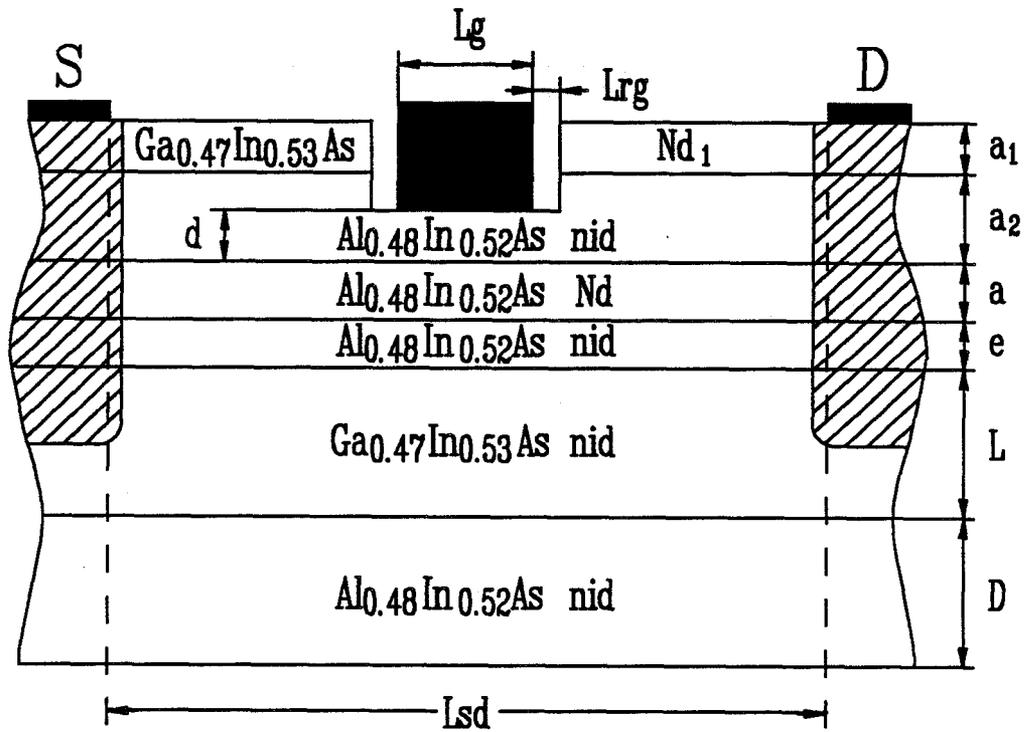
Sur la figure IV.1, nous présentons des photos de transistors ($6 \times 33 \mu\text{m}$ en U et $6 \times 15 \mu\text{m}$ en T) réalisés au LEP, où nous pouvons distinguer l'interconnexion par ponts à air, ainsi que la passivation.

12- Problèmes essentiels

Les problèmes concernant la réalisation de T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs résident essentiellement dans la faible valeur de la barrière de Schottky et dans l'isolation de la grille.

En effet, lors du dépôt de la métallisation de grille dans le fond du recess, les descentes de MESA s'avèrent délicates et la grille n'est pas parfaitement isolée. Ceci se traduit par une détérioration de la barrière de Schottky et des courants de fuite assez importants, qui sont néfastes au bon fonctionnement des transistors.

Ce point a été considérablement amélioré en réalisant une isolation par pont de Nitrure, qui réduit très fortement les courants de fuite de grille, et contribue ainsi à augmenter l'efficacité de la jonction Schottky.



Paramètres	C1403	C160C2	1323L75	1323L79
Nd ₁ (cm ⁻³)	3 10 ¹⁸	3 10 ¹⁸	4 10 ¹⁸	4 10 ¹⁸
Cap Layer a ₁ (Å)	80	80	50	50
a ₂ (Å)	220	220	220	220
AllnAs nid d (Å)	60-100	60-100	60-100	60-100
Nd (cm ⁻³)	2-3 10 ¹⁸	2-3 10 ¹⁸	5 10 ¹⁸	δ-doped 6 10 ¹² (cm ⁻²)
AllnAs n ⁺ a (Å)	120	120	110	
Spacer e (Å)	35	35	35	40
GaInAs L (Å)	1500	800	600	600
AllnAs nid D (Å)	1500	1500	750	750
Lsd (μm)	2.3-2.5	2.3-2.5	2.3-2.5	2.3-2.5
Lrg (μm)	0.05-0.1	0.05-0.1	0.05-0.08	0.05-0.08
Lg (μm)	0.5-0.7	0.5-0.7	0.25	0.5

Figure IV.2 : Structure générale des T.E.G.F.E.T. AllnAs/GaInAs caractérisés.

2- CARACTERISATION DES COMPOSANTS

La caractérisation des composants est essentielle car elle permet de connaître leur comportement dans des conditions d'utilisation bien précises. Pour cela, la caractérisation s'effectue en deux étapes principales, d'une part en régime statique et basse fréquence, d'autre part en régime hyperfréquence.

* La caractérisation statique et basse fréquence permet la détermination de certaines caractéristiques du composant (barrière de Schottky, résistances d'accès, transconductance statique), ainsi que quelques paramètres technologiques (épaisseur de couche, dopage, mobilité).

* La caractérisation hyperfréquence permet elle de déterminer diverses grandeurs propres au transistor, comme le schéma équivalent petit signal et les gains.

Dans cette partie, nous allons donc présenter les résultats des caractérisations, obtenus sur différents T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP, réalisés au LEP. La géométrie générale de ces transistors et les caractéristiques de leurs couches sont résumées sur la figure IV.2, pour les différentes séries référencées C1403, C160C2, 1323L75 et 1323L79.

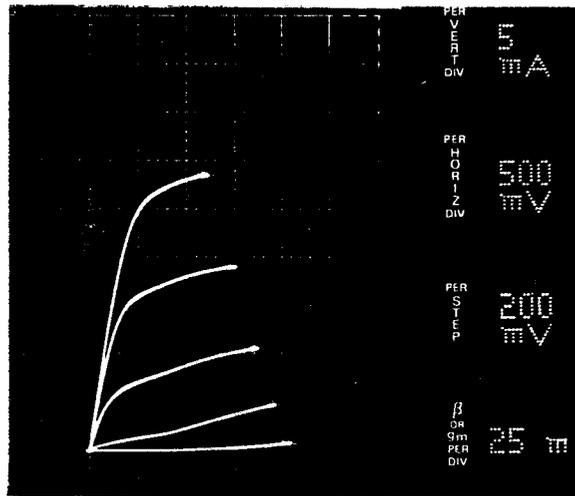
21- Caractérisations statiques et basses fréquences

La caractérisation en régime statique et basse fréquence des transistors repose sur trois mesures principales pour lesquelles la tension drain-source V_{ds} est nulle ou très faible :

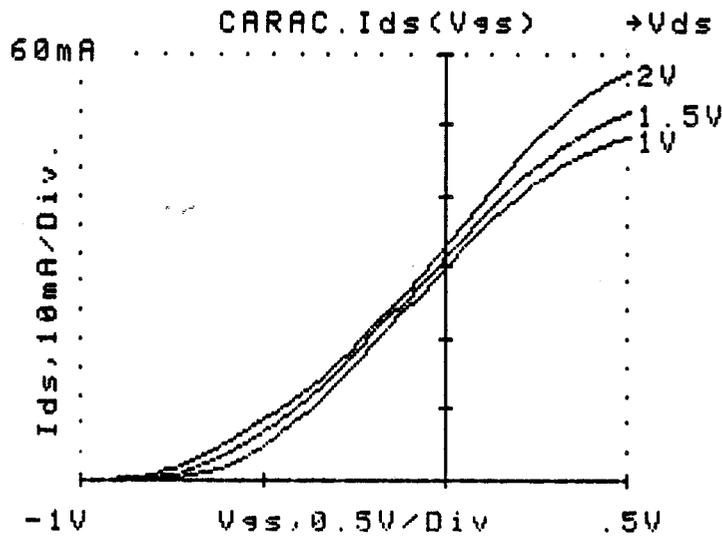
- La mesure en direct de la caractéristique de grille ($V_{gs} > 0$ ou $V_{gd} > 0$).
- Le relevé de la capacité de grille en fonction de V_{gs} à tension drain-source nulle.
- La détermination, en présence ou non d'un champ magnétique, de la résistance drain-source R_{ds} en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0$.

A ces mesures, s'ajoutent bien évidemment les relevés du réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ et de la transconductance extrinsèque en régime continu.

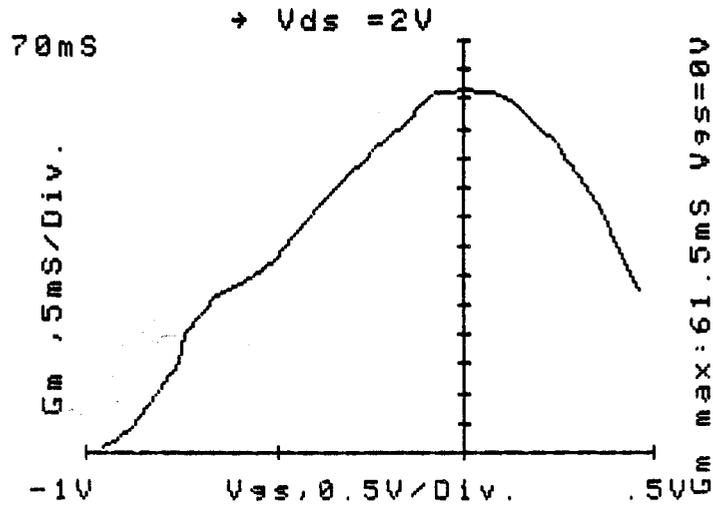
Ces différentes mesures sont effectuées, soit directement sur la plaquette, soit sur des transistors préalablement montés dans des boîtiers BMH60.



a) Réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$



b) Caractéristiques $I_{ds}(V_{gs})$ à V_{ds} constant



c) Transconductance statique à $V_{ds}=2V$.

Figure IV.3 : Caractérisation en régime continu.
 Transistor LEP 1323L75 $L_g=0.25\mu m$, $W=6*15\mu m$ en T.

211- Mesures des caractéristiques courant-tension

Les caractéristiques $I(V)$ permettent, d'une part d'avoir accès aux caractéristiques statiques de courant et donc à la transconductance extrinsèque, et d'autre part de déterminer la hauteur de la barrière de Schottky V_b , son coefficient d'idéalité n , et les résistances des zones d'accès de source et de drain R_s, R_d .

2111- Caractéristiques de courant et transconductance statiques

Les résultats de cette caractérisation en régime continu sont illustrés sur la figure IV.3, où les caractéristiques de courant $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ et la transconductance statique sont présentées pour un transistor de la série 1323L75 ($W=6*15\mu m$, $L_g=0.25\mu m$).

Les courbes $I_{ds}(V_{gs})$ à V_{ds} constant ont une allure classique, à savoir une partie quasi-linéaire qui se situe autour de $V_{gs}=0V$ pour ce transistor, et une partie qui se sature pour les V_{gs} positifs, correspondant à un transport dans les couches $AlInAs$ proches de la grille. Notons également les fortes valeurs du courant drain-source qui atteint 650 mA/mm à $V_{ds}=2V$ et $V_{gs}=0.5V$.

En ce qui concerne la transconductance statique extrinsèque déduite directement des courbes précédentes, nous pouvons constater qu'elle atteint des valeurs assez élevées, puisqu'elle passe par un maximum supérieur à 680 mS/mm à $V_{gs}=0V$. Cette valeur importante nous permet donc d'espérer des valeurs intrinsèques proches de 1000 mS/mm .

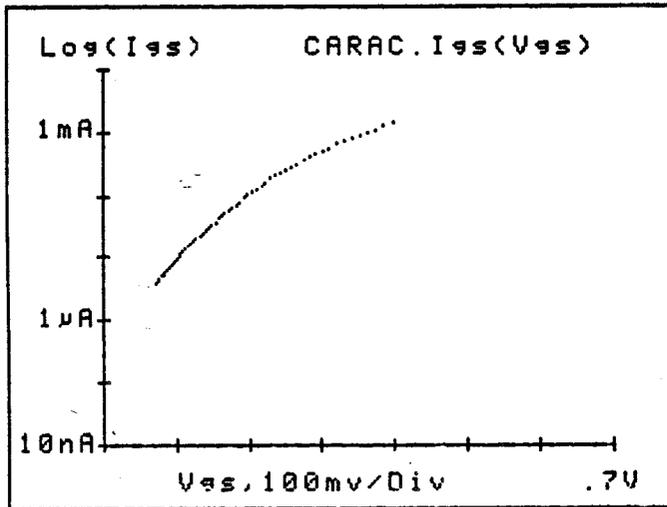
2112- Caractéristiques de grille

La méthode de détermination de V_b et n est basée sur l'exploitation de la relation qui lie le courant I_{gs} à la tension V_{gs} du contact Schottky :

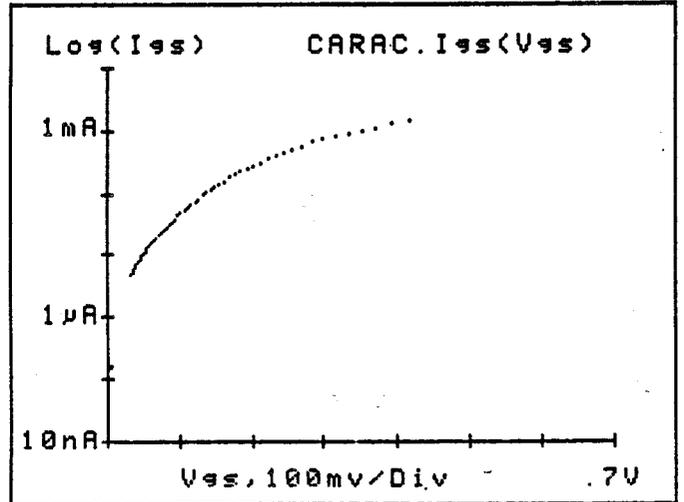
$$(IV-1) \quad I_{gs} = A^* \cdot T^2 \cdot S \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_b}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{gs}}{nkT}\right)$$

avec A^* : constante de Richardson.
 S : surface de la grille ($L_g \cdot W$).

La pente de la courbe $\text{Log}(I_{gs})=f(V_{gs})$ nous donne accès au coefficient d'idéalité n et l'ordonnée à l'origine nous permet de déduire la hauteur de barrière de la jonction Schottky V_b .

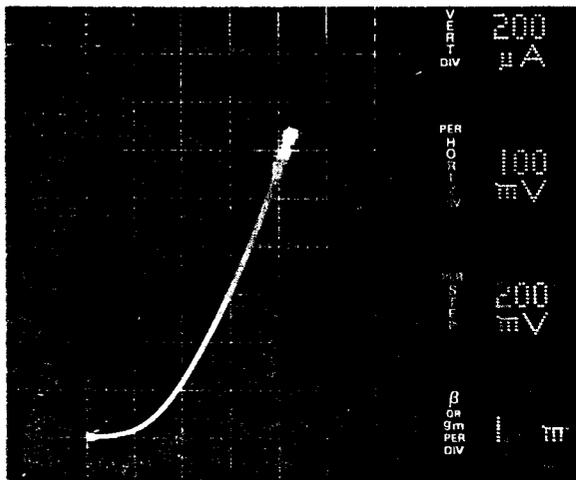


a) C1403

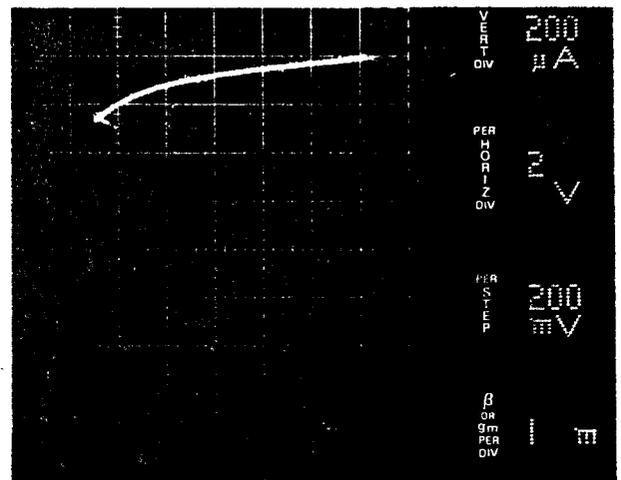


b) 1323L75

Détermination de V_b et n par mesure du courant I_{gs} en polarisation directe.



c) en direct



d) en inverse

Figure IV.4 : Caractéristiques de grille.

Nous présentons sur la figure IV.4 les caractéristiques $I_{gs}(V_{gs})$ de deux transistors, ainsi que les valeurs de V_b , n et I_{gs_0} .

Nous pouvons immédiatement remarquer que les courbes $\text{Log}(I_{gs})=f(V_{gs})$ ne sont pas linéaires, ce qui rend difficile l'estimation de V_b et n , et peut s'expliquer par l'importance des courants de fuite de grille. De plus, nous constatons que les hauteurs de barrière mesurées sont relativement faibles, bien inférieures aux valeurs publiées dans la littérature [1,2], et peuvent résulter d'une mauvaise qualité cristalline de AlInAs ou d'une température de croissance insuffisante.

En inverse, bien que la grille tienne une tension assez élevée, nous pouvons constater, une fois de plus, l'importance du courant de grille ($200\mu\text{A}$ à -10V).

2113- Détermination des résistances d'accès

La complexité des couches de transistors AlInAs/GaInAs (profils non uniformes de dopage et de mobilité) entraîne une certaine difficulté à déterminer de façon précise les résistances d'accès de source et de drain. Cette difficulté réside dans les hypothèses nécessaires à l'exploitation des diverses mesures. C'est pourquoi, différents types de mesures permettant de déduire, directement ou non R_s et R_d , ont été mises au point dans notre laboratoire [3,4].

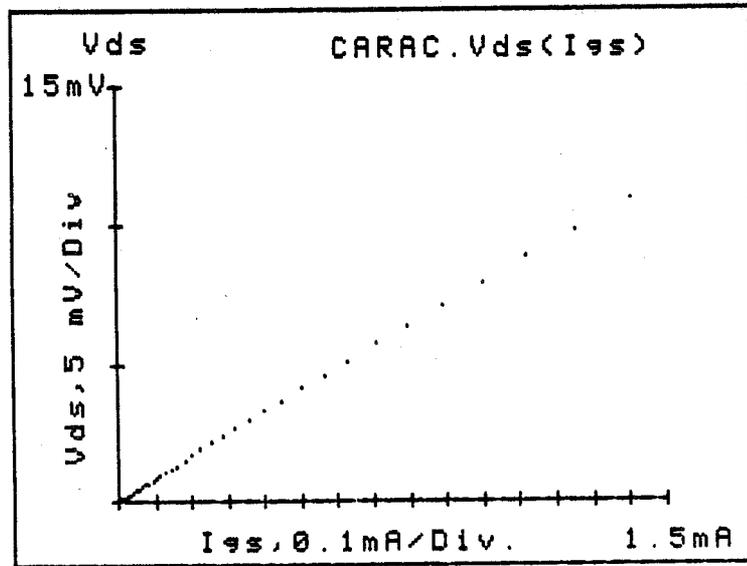
Citons : la détermination de R_s+R_d basée sur l'utilisation des mesures de $C(V)$ et de mobilité, l'extrapolation à partir de $R_{ds}(V_{gs})$, la détermination directe de R_s et R_d par mesure de deux valeurs voisines du courant drain-source I_{ds} , ou encore la détermination de R_s-R_d à partir du courant de grille en polarisation directe.

Par recoupement, ces différentes méthodes permettent alors d'estimer de façon assez précise les résistances de source et de drain des transistors.

A titre d'illustration, nous présentons sur la figure IV.5 les courbes $V_{ds}(I_{gs})$ et $V_{ds}(I_{gd})$ mesurées pour un transistor de la série 1323L75, constitué d'une grille en T de $4*15\mu\text{m}$ de développement et de longueur $L_g=0.25\mu\text{m}$.

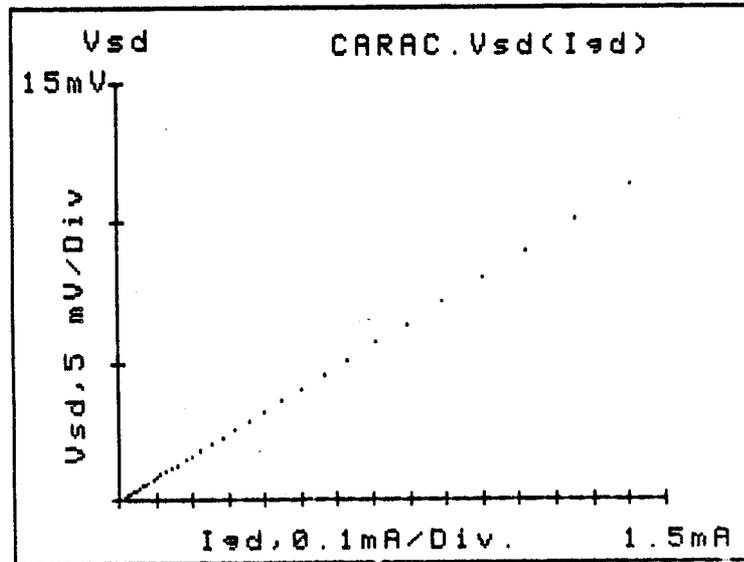
Les contributions des zones d'accès sont déterminées à partir de la mesure du courant de grille en polarisation directe par les relations suivantes :

$$(IV-2) \quad \begin{cases} V_{ds} = (R_s + R_c/2) \cdot I_{gs} \\ V_{ds} = (R_d + R_c/2) \cdot I_{gd} \end{cases}$$



RES. $(R_s+R_i) = 7.8 \quad \Omega$
 $\pm 0.1 \quad \Omega$

a) Source.



RES. $(R_d+R_i) = 8.0 \quad \Omega$
 $\pm 0.1 \quad \Omega$

b) Drain.

Figure IV.5 : Détermination de la contribution des zones d'accès par mesure du courant de grille I_{gs} en polarisation directe (1323L75 $4 \times 15 \mu\text{m}$ en T).

où V_{ds} représente la tension développée par le courant de grille dans le canal sous la grille et dans la résistance de source ou de drain respectivement (l'autre électrode, respectivement de drain ou de source, est maintenue en l'air).

La connaissance de ces deux valeurs $R_s+R_c/2$ et $R_d+R_c/2$ permet ainsi d'avoir accès à la différence R_s-R_d et nous fournit une information sur le positionnement de la grille par rapport aux électrodes de source et de drain. Dans le cas présent, l'électrode de grille est centrée entre source et drain, puisque la différence R_s-R_d est quasi-nulle.

Afin d'être le plus complet possible, nous avons reporté dans le tableau n°1 les valeurs de R_s et R_d pour différentes séries de transistors comportant divers développements de grille.

	C1403 $L_g \approx 0.5-0.7 \mu\text{m}$			1323L75 $L_g = 0.25 \mu\text{m}$		1323L79 $L_g = 0.5 \mu\text{m}$	
Dévelop. de grille	6*12 μ en T	6*33 μ en U	6*33 μ en T	4*15 μ en T	6*15 μ en T	4*15 μ en T	6*15 μ en T
R_s (Ω)	12.4	3.2	4.7	4.8	3.1	3.7	3.3
R_d (Ω)	5.1	3.2	2.7	4.7	2.7	0.5	1.3

Tableau n°1 : Résistances de source et de drain déterminées par mesures en régime statique, pour différents types de transistors.

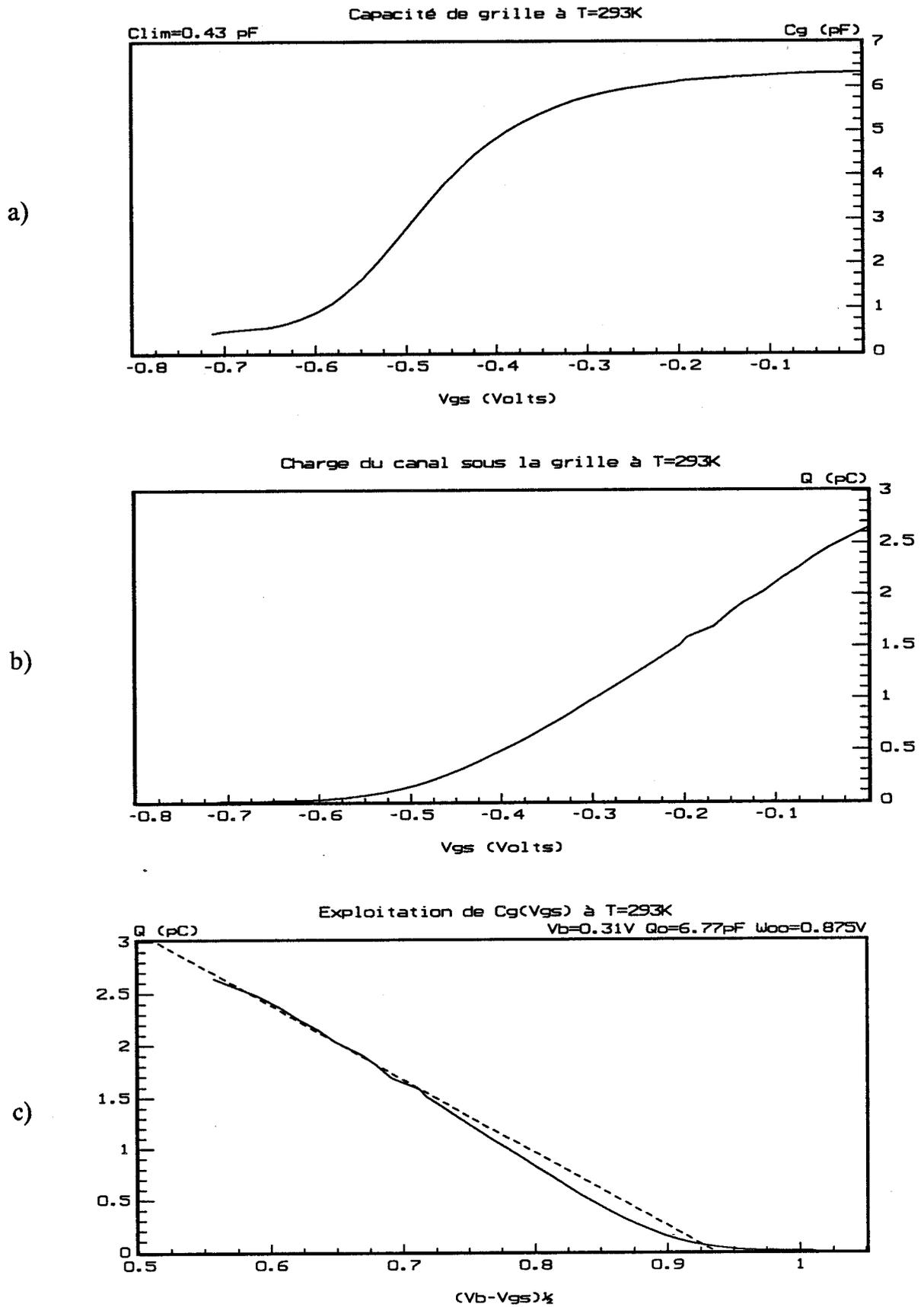


Figure IV.6 : Exploitation de la capacité de grille en fonction de Vgs à température ambiante. Transistor C160C2 Lg=5 μ m, W=150 μ m

212- Mesure de la capacité de grille

La mesure de la capacité de grille C_g en fonction de la tension V_{gs} à tension drain-source nulle permet de déterminer l'épaisseur et le dopage équivalents de la couche AlInAs. Ces deux grandeurs pourront alors être comparées aux données de l'épitaxie.

Nous présentons sur la figure IV.6 les évolutions de la capacité C_g avec V_{gs} et de la charge sous la grille en fonction de V_{gs} et $(V_b - V_{gs})^{1/2}$, pour un transistor test de la série C160C2 de dimension $L_g = 5\mu\text{m}$ et $W = 150\mu\text{m}$.

Pour les tensions V_{gs} autour du pincement, nous pouvons remarquer que la capacité de grille présente une partie quasi-constante. Cette capacité limite C_{lim} n'est pas due aux charges sous la grille et peut être attribuée aux effets de bord et aux capacités de plots. Par conséquent, l'intégration sur V_{gs} de la capacité C_g , à laquelle on retranche C_{lim} , permet de déduire la quantité de charge Q stockée sous la grille. L'exploitation de la partie linéaire de la courbe Q en fonction de $(V_b - V_{gs})^{1/2}$ donne accès, par régression linéaire, à la charge électronique totale Q_0 et au potentiel de désertion W_{00} .

$$(IV-3) \quad Q_0 = q \cdot Z \cdot L_g \cdot a_{\text{éq}} \cdot Nd_{\text{éq}}$$

$$(IV-4) \quad W_{00} = \frac{q \cdot Nd_{\text{éq}} \cdot a_{\text{éq}}^2}{2\varepsilon}$$

Le rapport de ces deux quantités permet d'avoir accès à l'épaisseur équivalente de la couche AlInAs. Le dopage de cette couche, considéré uniforme, est alors donné par l'une des deux équations précédentes (IV-3, IV-4).

Dans notre cas, l'exploitation du $C(V)$ à température ambiante nous a permis de déterminer :

$$\begin{aligned} a_{\text{éq.}} &= 216\text{\AA} \\ Nd_{\text{éq.}} &= 2.6 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}, \end{aligned}$$

ce qui est comparable aux données de l'épitaxie en considérant 60Å de couche recessée, 120Å de couche dopée, 35Å de spacer et un dopage compris entre 2 et 3 10^{18}cm^{-3} .

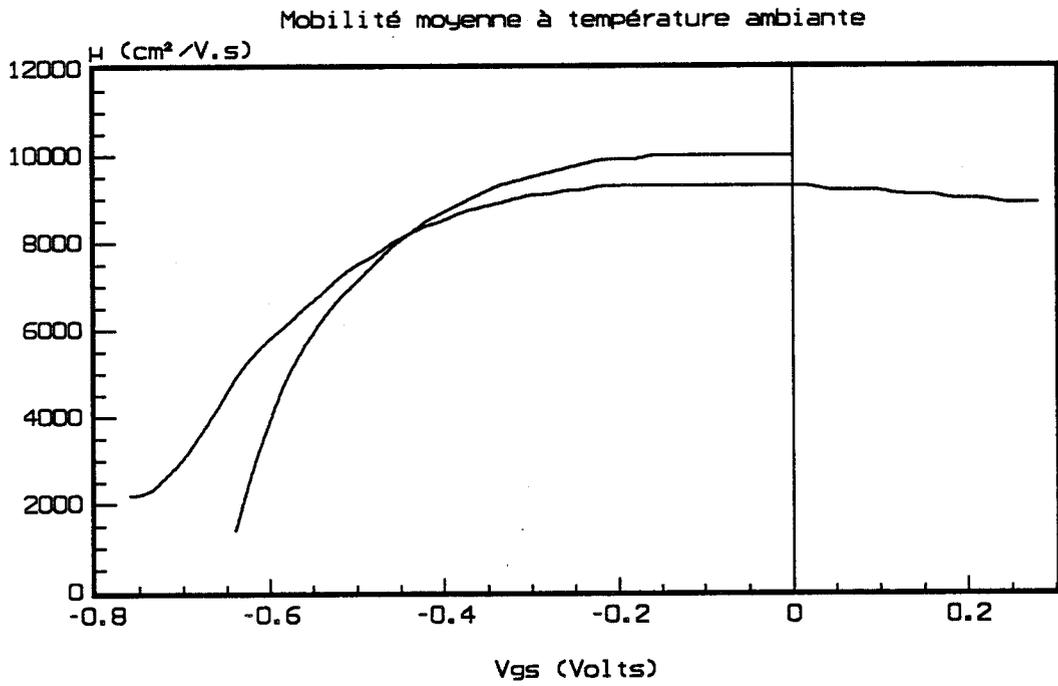


Figure IV.7a : Evolution de la mobilité moyenne en fonction de V_{gs} à température ambiante pour deux transistors ($C160C2$ $L_g=3\mu\text{m}$, $W=150\mu\text{m}$).

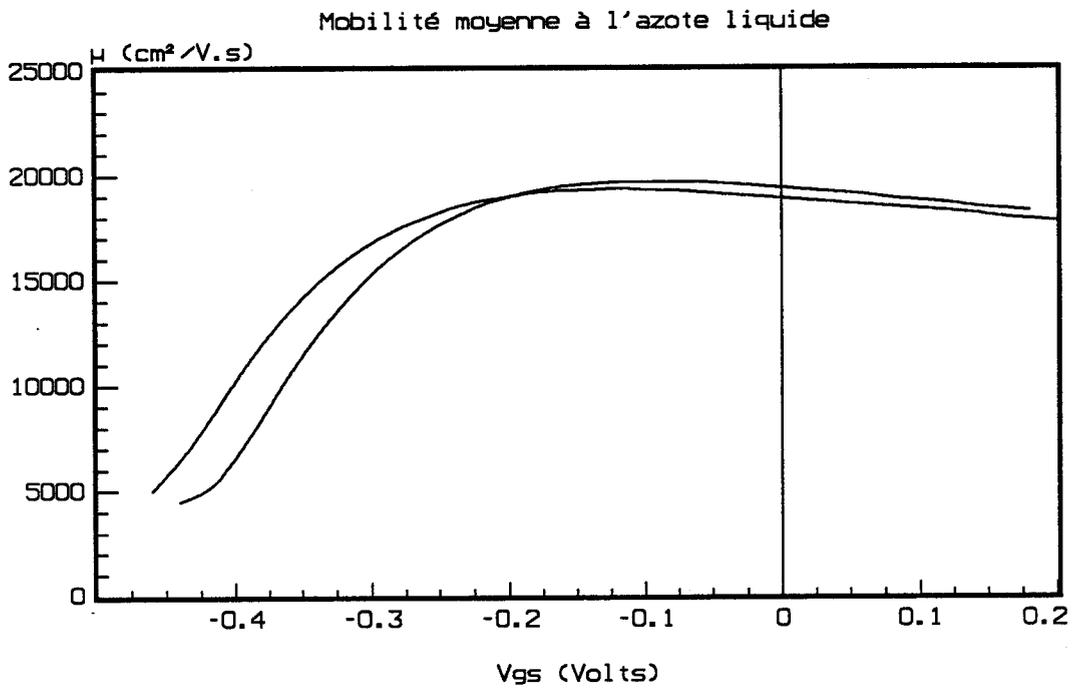


Figure IV.7b : Evolution de la mobilité moyenne en fonction de V_{gs} à l'azote liquide pour deux transistors ($C160C2$ $L_g=3\mu\text{m}$, $W=150\mu\text{m}$).

213- Mesure de mobilité par magnétorésistance

Le principe de cette mesure est basé sur l'effet de magnétorésistance dans les semi-conducteurs. Si $R_{ds}(0)$ et $R_{ds}(B)$ représentent respectivement la résistance entre drain et source, en absence et après application d'un champ magnétique d'intensité B , ces deux grandeurs sont liées par la relation :

$$(IV.5) \quad R_{ds}(B) = R_{ds}(0) \cdot (1 + \bar{\mu}^2 \cdot B^2)$$

ce qui permet d'extraire la valeur de $\bar{\mu}$ qui représente la mobilité moyenne des électrons dans la structure.

Les mesures de mobilité par magnétorésistance présentée sur la figure IV.7 ont été effectuées en fonction de la tension V_{gs} sur des transistors tests de dimensions $L_g = 3\mu m$, $W = 150\mu m$, à température ambiante et à l'azote liquide. Nous avons choisi des transistors présentant des longueurs de grille importantes, afin de minimiser l'influence des zones d'accès dont la mobilité bien plus faible, réduit les valeurs de $\bar{\mu}$.

Nous constatons sur ces courbes que la valeur maximale de la mobilité moyenne à température ambiante est voisine de $10000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Ceci semble indiquer que la contribution des couches AlInAs supérieures reste très faible, du fait de la désertion quasi-totale de celles-ci. Cette valeur est en parfait accord avec les mesures réalisées au LEP ($9000-10700 \text{ cm}^2/\text{V.s}$), et plus généralement avec les valeurs de la littérature [5,6].

A la température de l'azote liquide, la valeur maximale paraît particulièrement faible ($\bar{\mu} \approx 20000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$). Toutefois, il convient d'insister sur le fait que cette mobilité électronique est une moyenne entre les électrons du gaz, des couches AlInAs et des zones d'accès.

En ce qui concerne l'évolution générale des courbes, pour les tensions V_{gs} proches du pincement et donc pour les faibles valeurs de N_s , nous constatons une décroissance de la mobilité due à l'augmentation de la probabilité d'interactions avec les impuretés ionisées, par diminution de l'écrantage. Aux V_{gs} positifs, la décroissance de la mobilité moyenne résulte de la commande par la grille des électrons des couches AlInAs dont la mobilité est beaucoup plus faible, comme nous l'avons montré lors du second chapitre.

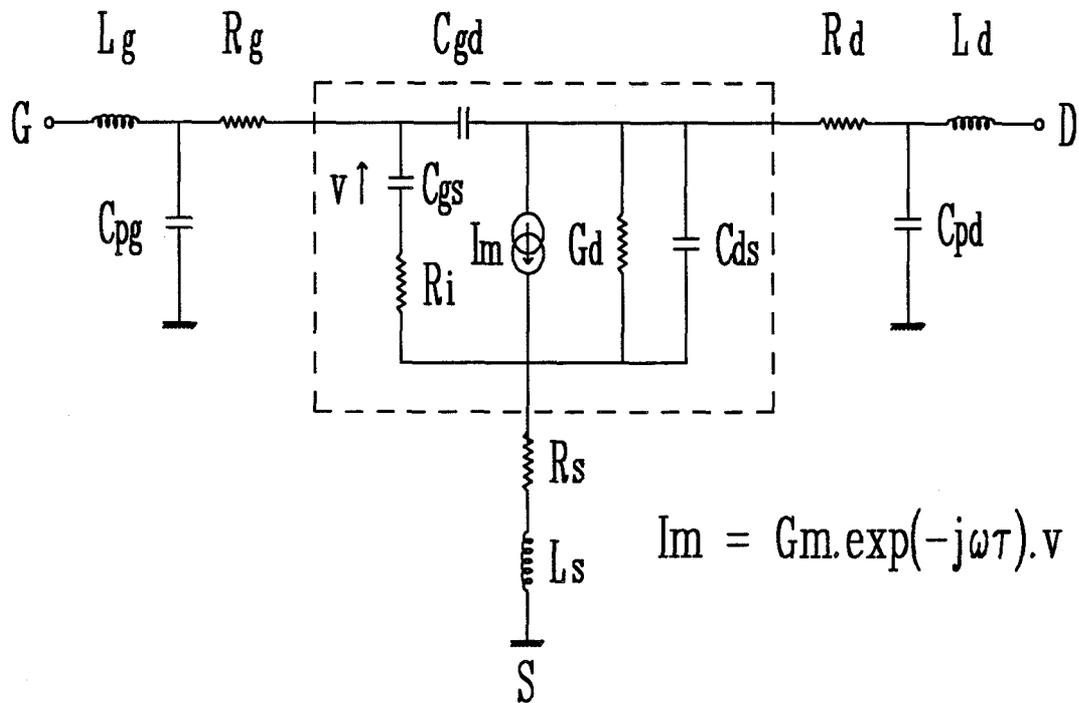


Figure IV.8 : Topologie du schéma équivalent petit signal d'un transistor à effet de champ.

	C1403 $L_g \approx 0.5-0.7 \mu\text{m}$ $6 * 12 \mu\text{m}$ en T	C160C2 $L_g \approx 0.5-0.7 \mu\text{m}$ $6 * 12 \mu\text{m}$ en T	1323L75 $L_g = 0.25 \mu\text{m}$ $6 * 15 \mu\text{m}$ en T	1323L79 $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ $4 * 15 \mu\text{m}$ en T
R_s (Ω)	10	17.4	4	6.5
R_d (Ω)	9	13	5.3	4.4
R_g (Ω)	7	14.5	10	2.8
L_s (pH)	5	5	7	7
L_d (pH)	60	65	7	10
L_g (pH)	60	65	7	10
C_{pd} (fF)	30	35	18	10
C_{pg} (fF)	30	30	18	10

Tableau n°2 : Valeurs des éléments d'accès déterminées par caractérisation hyperfréquence.

22- Détermination du schéma équivalent petit signal

221- Généralités

Le schéma équivalent petit signal d'un transistor à effet de champ est reporté sur la figure IV.8. Nous constatons que ce schéma peut se scinder en deux parties : d'une part les éléments intrinsèques du composant, et d'autre part les éléments extrinsèques correspondant aux zones d'accès.

La méthode de détermination des différents éléments consiste :

- à extraire les éléments d'accès série et parallèle par des mesures à tension drain-source nulle, pour lesquelles la grille est successivement polarisée en direct et fortement en inverse.

- à déduire la matrice admittance intrinsèque du transistor $[Y_{ij}]$ à partir de la matrice de répartition $[S_{ij}]$ mesurée pour différents points de polarisation, en retranchant la contribution des éléments d'accès.

Nous rappelons en annexe les divers points de cette méthode mise au point par A. CAPPY [3] et G. DAMBRINE [7].

Nous allons présenter au cours de cette partie, les résultats de caractérisation hyperfréquence obtenus pour les quatre séries de transistors dont les caractéristiques ont été présentées sur la figure IV.2. Pour les transistors des séries C1403 et C160, la caractérisation hyperfréquence a été effectuée dans la bande 2-26.5GHz, alors que pour les deux autres séries, elle a été effectuée entre 5 et 40GHz.

222- Présentation des éléments extrinsèques

Un récapitulatif complet des éléments d'accès est présenté dans le tableau n°2, pour les quatre types de transistors considérés.

Notons qu'il existe parfois pour ces valeurs des disparités relativement importantes, à configuration de grille identique, qui peuvent résulter de la qualité cristalline des matériaux ou des procédés technologiques employés (masquage optique ou électronique). Ainsi pour les structures C1403 et C160C2, nous voyons que les résistances de source, de drain et de grille sont assez différentes, malgré une géométrie identique.

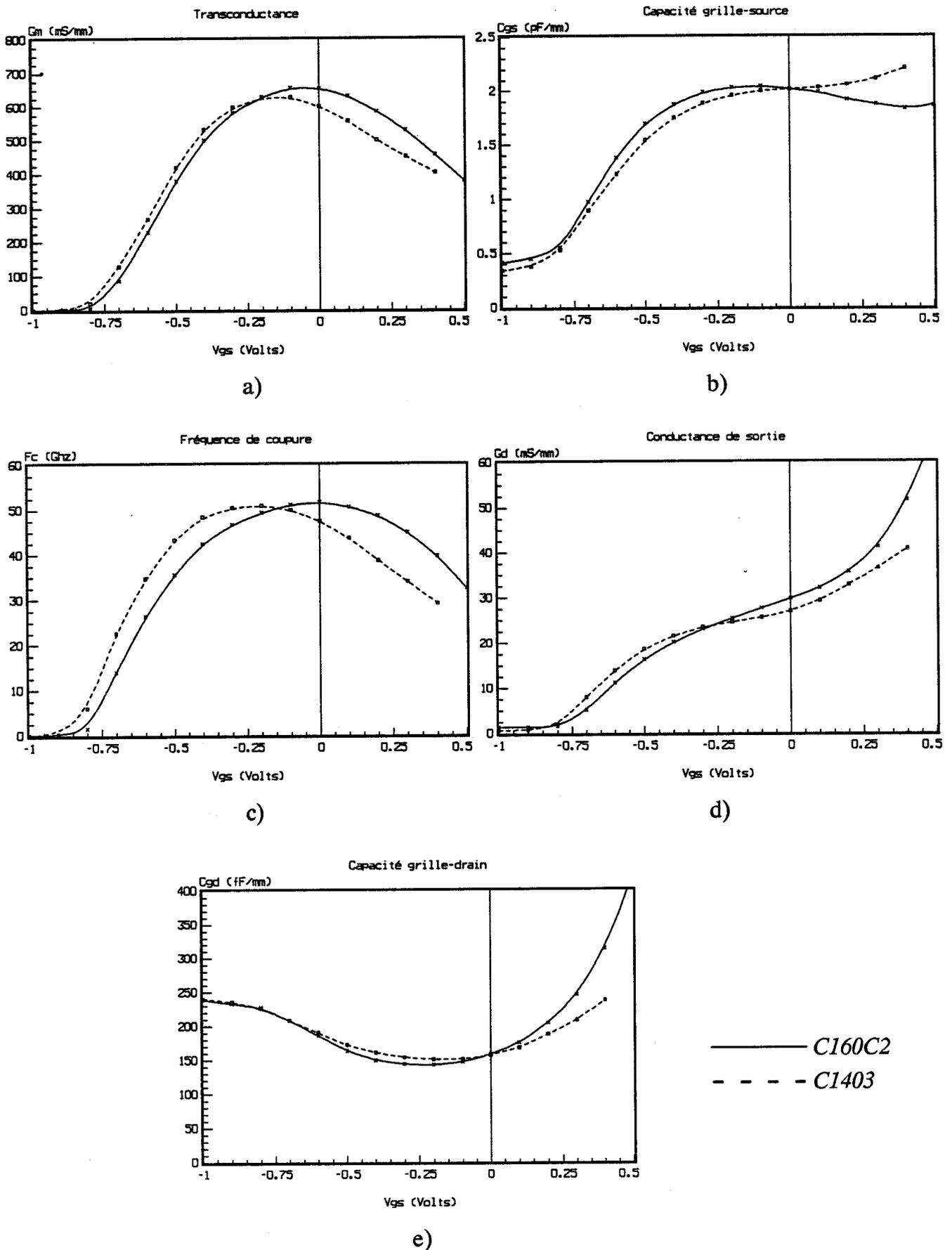


Figure IV.9 : Evolution des principales caractéristiques en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1.5V$.

223- Présentation des éléments intrinsèques

Dans un premier temps, nous comparerons les structures C160C2 et C1403, pour lesquelles seule la largeur du puits GaInAs diffère. Nous présenterons ensuite une comparaison des structures 1323L75 et C160C2, pour lesquelles la longueur de grille, ainsi que le dopage et l'épaisseur de la couche AlInAs fortement dopée sont les principaux paramètres qui varient. Nous présenterons alors les résultats concernant la structure 1323L79 dont la particularité essentielle est la présence d'un plan de dopage. Nous concluons cette étude expérimentale en présentant l'évolution fréquentielle des différents gains, pour le transistor le plus performant.

Afin d'éviter tout effet dû à la géométrie de grille, nous effectuerons les comparaisons sur des composants présentant des développements de grille similaires ($6 \times 12 \mu\text{m}$ ou $6 \times 15 \mu\text{m}$ en T).

2231- Influence de la largeur de puits

Nous présentons sur la figure IV.9 l'évolution avec V_{gs} des principaux éléments du schéma équivalent intrinsèque à $V_{ds} = 1.5\text{V}$ pour les deux structures.

Comme nous l'avons vu lors de l'étude théorique de ce paramètre, et bien que les variations des différentes grandeurs soient sensiblement identiques, nous retrouvons globalement leur sens d'évolution avec l'épaisseur de couche GaInAs nid. A savoir, une légère augmentation de la transconductance et de la capacité C_{gs} qui résulte du meilleur confinement des électrons, ainsi qu'un faible décalage de la tension de pincement qui traduit un pincement plus franc du transistor, lorsque cette épaisseur diminue.

Il est à noter concernant la transconductance G_m que les valeurs mesurées, voisines de 650 mS/mm , sont assez élevées compte tenu de la longueur de grille relativement importante de ces transistors ($L_g \approx 0.5-0.7 \mu\text{m}$).

Toutefois, nous ne retrouvons pas l'effet attendu sur la conductance de sortie. En effet, dans la zone optimale de fonctionnement ($-0.3\text{V} \leq V_{gs} \leq 0.0\text{V}$), G_d présente des valeurs sensiblement identiques, voire même légèrement supérieures lorsque la largeur du puits est plus faible. Ce comportement résulte sans doute de la modeste qualité de l'interface arrière (diffusion d'Aluminium, pièges...) qui ne permet pas d'assurer un confinement suffisant des porteurs, et peut expliquer les faibles variations enregistrées sur G_m et C_{gs} . La capacité grille-drain C_{gd} est quant à elle inchangée.

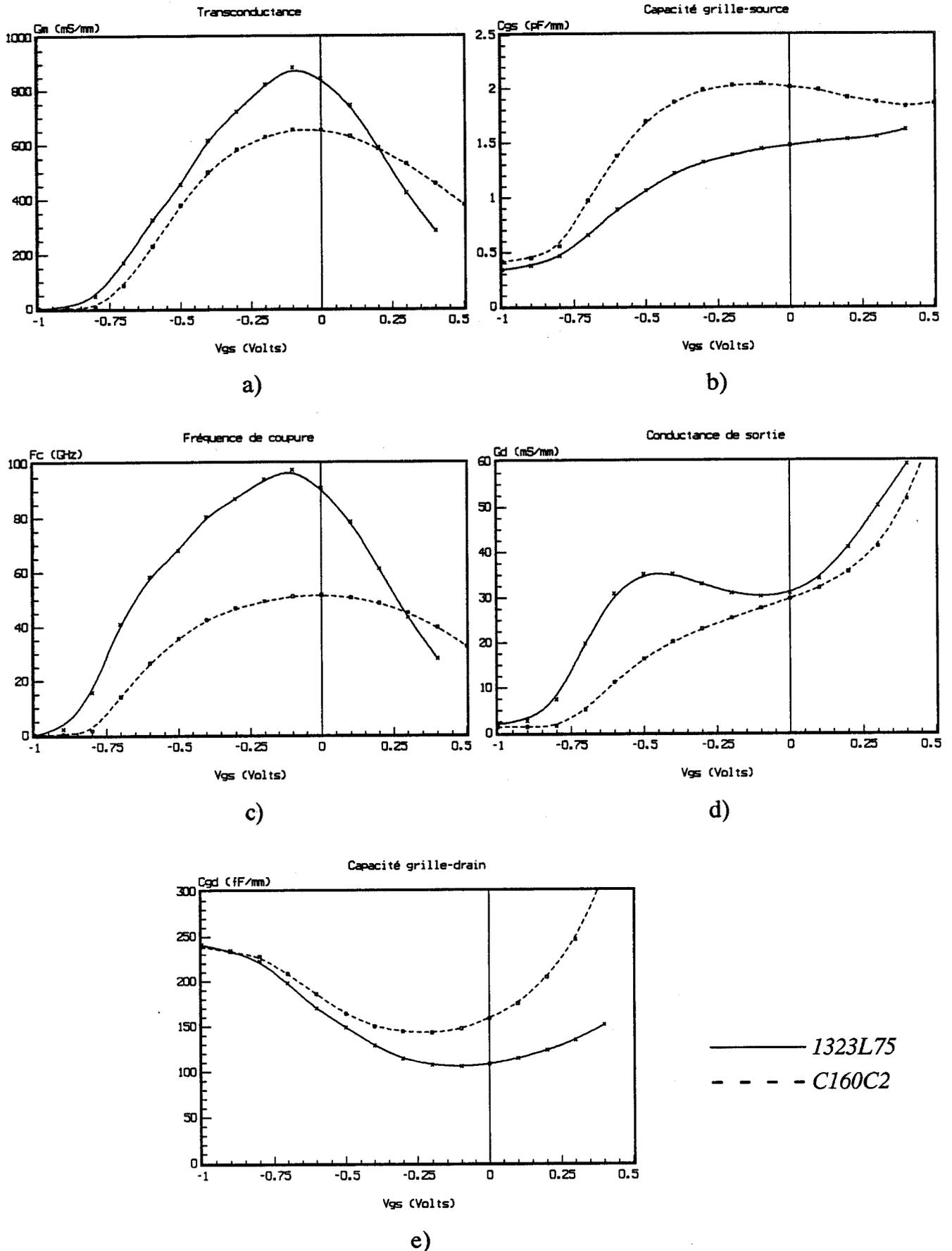


Figure IV.10 : Evolution des principales caractéristiques en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1.5V$.

2232- Influence de L_g , du dopage et de l'épaisseur de $AlInAs$

Pour les structures 1323L75 et C160C2, la comparaison est plus délicate dans la mesure où plusieurs paramètres fondamentaux varient simultanément. Il ne sera donc pas possible de discerner avec certitude la contribution de chacun de ces paramètres.

Cependant, comme nous l'avons montré dans le troisième chapitre lors des études consacrées à N_d et à d'une part, et L_g d'autre part, la diminution de la longueur de grille et l'augmentation du dopage de la couche réservoir améliorent, tous deux, les performances électriques des composants de façon très appréciable. Nous devrions donc retrouver ce comportement sur les caractéristiques des transistors de la série 1323L75.

L'influence de ces paramètres sur l'évolution des éléments essentiels du schéma équivalent est présentée sur la figure IV.10, en fonction de la tension V_{gs} pour une tension drain-source de 1.5V.

Nous pouvons immédiatement remarquer la forte augmentation de transconductance qui passe de 650 mS/mm pour la structure C160C2 à près de 900 mS/mm pour la structure 1323L75. Cette augmentation de G_m résulte non seulement de la diminution de la longueur de grille par exaltation des effets de survitesses, mais aussi de l'accroissement du dopage qui entraîne une plus forte densité surfacique de porteurs à l'interface, commandable par la grille.

Parallèlement, la capacité grille-source C_{gs} diminue de manière très importante grâce à la plus faible longueur de grille, et ceci malgré l'accroissement de N_s . Ces deux effets bénéfiques entraînent donc une augmentation de la fréquence de coupure du gain en courant, puisque la valeur maximale atteint plus de 95GHz pour la structure 1323L75 contre 50GHz pour l'autre structure.

Pour ce qui est de la conductance de sortie, celle-ci a tendance à augmenter pour le composant 1323L75. Ce comportement résulte essentiellement de la réduction de la longueur de grille qui accentue les effets de canal court, et particulièrement l'injection de porteurs vers le buffer. Cependant, l'utilisation d'une couche $GaInAs$ nid d'épaisseur légèrement plus faible permet de limiter cet effet, et se traduit par une conductance de sortie très comparable dans la zone optimale de commande. L'augmentation de G_m et les valeurs relativement identiques de G_d entraînent donc un accroissement important du gain statique défini par G_m/G_d .

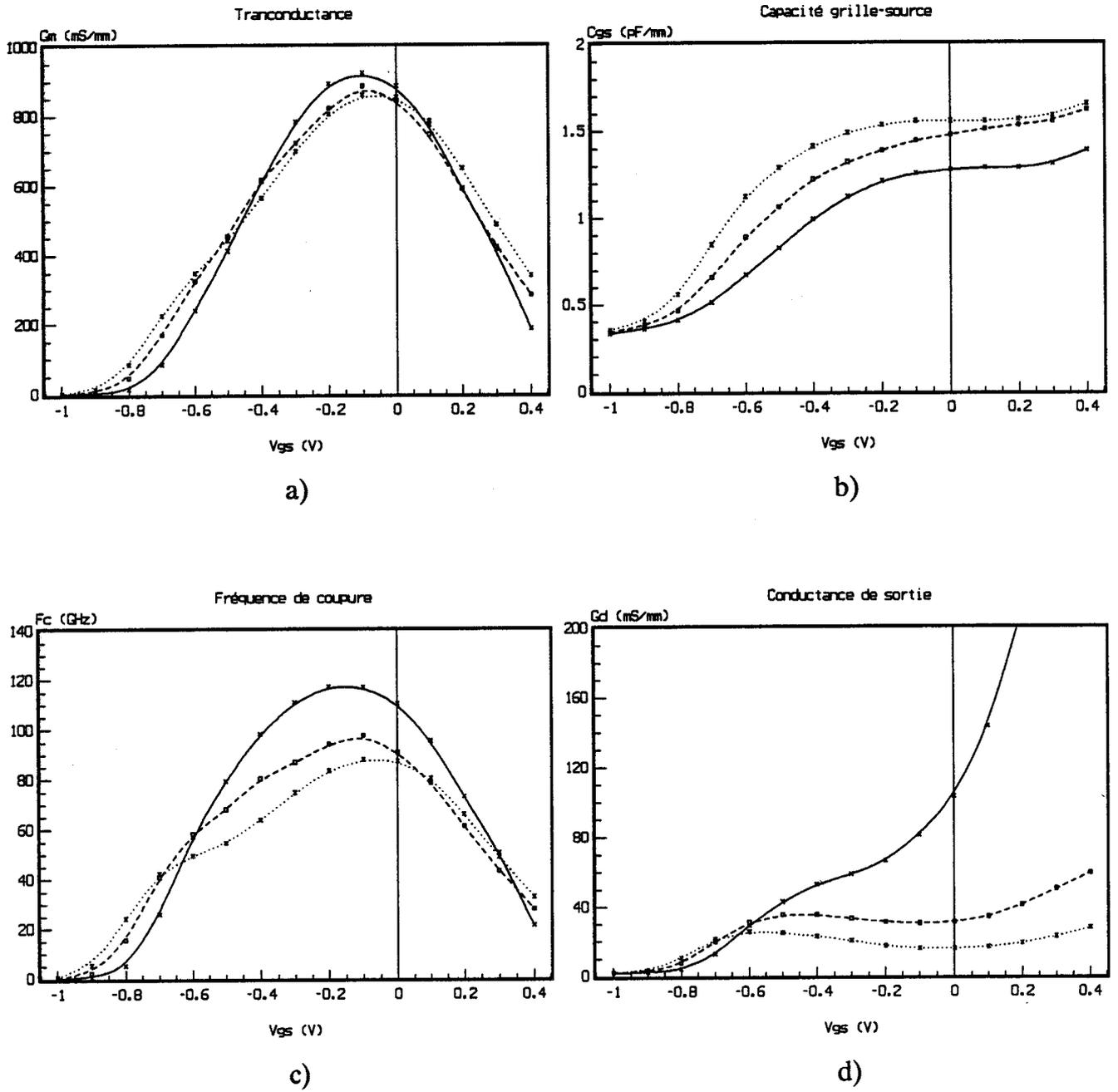


Figure IV.11 : Influence de la tension V_{ds} sur les caractéristiques du transistor (1323L75).

Enfin, en ce qui concerne la capacité grille-drain C_{gd} , nous constatons qu'elle présente des valeurs plus faibles dans le cas de la structure 1323L75, qui peuvent s'expliquer par la diminution de L_g . En effet, la distance source-drain restant constante pour les deux structures, la réduction de la longueur de grille entraîne un éloignement de celle-ci par rapport au drain, ce qui réduit alors la capacité entre ces deux électrodes.

Nous le voyons, l'influence des paramètres technologiques ou de l'épitéxie que nous avons mis en évidence durant l'étude théorique, est ici parfaitement vérifiée sur les réalisations expérimentales. Ceci montre à quel point notre modèle est précieux pour dégager des directives d'optimisation concernant les transistors à effet de champ.

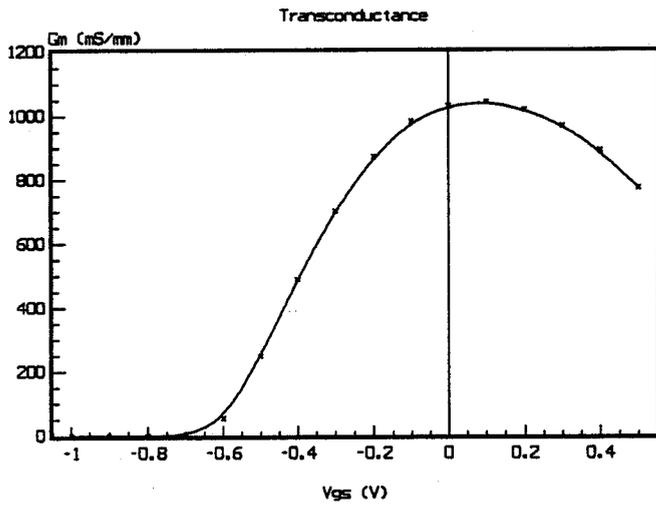
Remarque : Influence de la tension V_{ds}

De manière générale, les études expérimentales à différentes tensions V_{ds} font apparaître un accroissement non négligeable des performances intrinsèques des transistors lorsque V_{ds} diminue. Nous avons donc étudié expérimentalement l'influence de cette tension, et présentons les évolutions de la transconductance, de la capacité C_{gs} , de la fréquence de coupure et de la conductance de sortie sur la figure IV.11 en fonction de V_{gs} , pour la structure 1323L75 à différents V_{ds} .

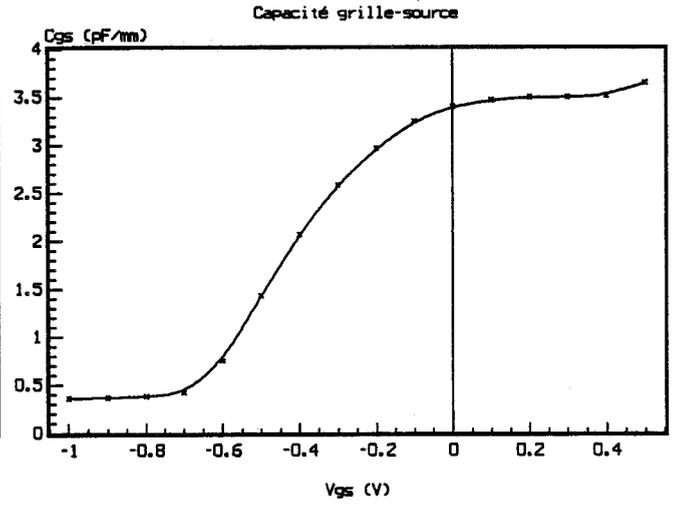
Cette figure nous confirme l'augmentation des performances intrinsèques du transistor lorsque la tension V_{ds} diminue. Ainsi, nous constatons une augmentation de la transconductance, une diminution de la capacité C_{gs} , et par conséquent un accroissement important de la fréquence de coupure, qui atteint 117GHz pour $V_{ds} = 1.0V$.

Ces différents effets trouvent leur origine dans les propriétés de transport électronique du puits. En effet, à faible tension V_{ds} (juste après le coude de la caractéristique $I_{ds}[V_{ds}, V_{gs}]$), l'étude théorique montre que l'effet de surtension est déjà bien marqué, mais que l'énergie des porteurs sous la grille reste relativement faible. En revanche, ce n'est pas le cas pour les tensions V_{ds} plus élevées, pour lesquelles l'énergie électronique sous la grille est plus importante. Ainsi pour les faibles V_{ds} , les électrons peuvent bénéficier plus longtemps des meilleures propriétés de transport en vallée centrale, alors qu'aux V_{ds} plus élevées, ils transfèrent rapidement vers les vallées satellites.

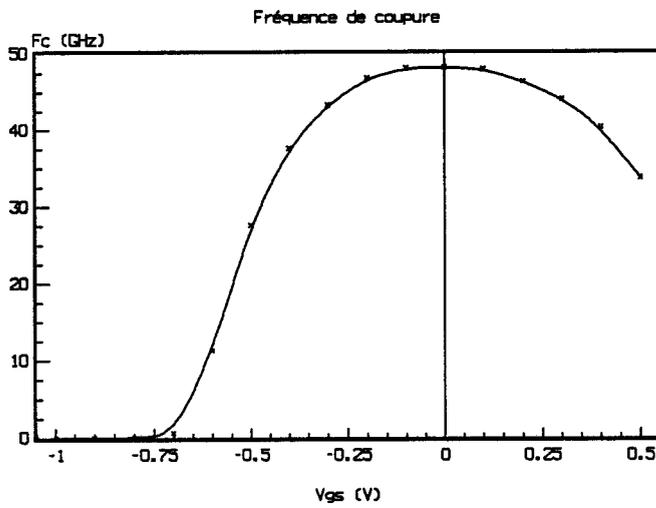
Cependant, nous remarquons que la conductance de sortie présente des valeurs beaucoup plus fortes aux faibles V_{ds} . Il est donc préférable d'utiliser le transistor à tension drain-source plus importante, et faire ainsi un compromis entre meilleures performances et faible G_d .



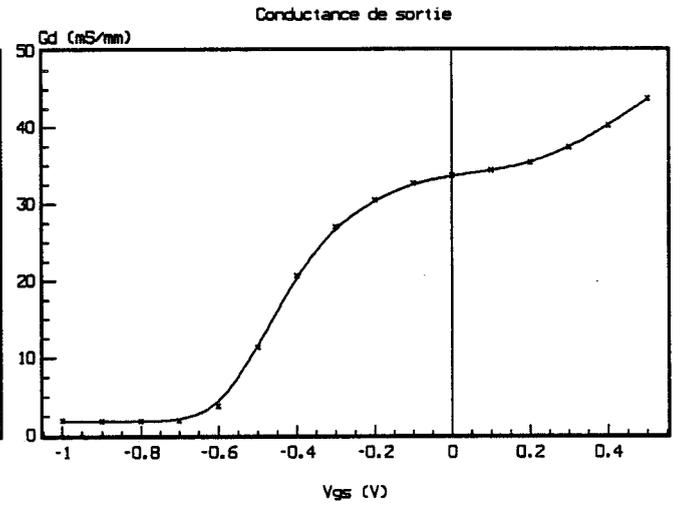
a)



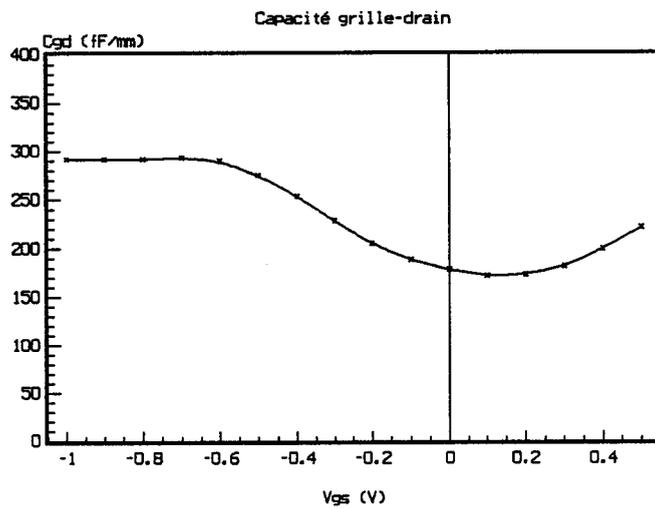
b)



c)



d)



e)

Figure IV.12 : Evolution des caractéristiques électriques avec V_{gs} à $V_{ds} = 1.5V$ (1323L79).

2233- Structure à plan de dopage

Depuis quelques temps, sont apparues des structures à plan de dopage dite " δ -doped", pour lesquelles la couche de matériau grand gap fortement dopée est remplacée par un plan de dopage de très forte densité. Ce type de structures présente l'avantage de réduire au maximum le transport dans la couche dopée, et permet surtout l'obtention d'un meilleur contrôle par la grille, du fait de la plus forte densité de porteurs transférés.

Sur la figure IV.12, nous présentons l'évolution avec V_{gs} des principaux paramètres du schéma équivalent à $V_{ds}=1.5V$, pour un transistor de la série 1323L79, caractérisé par un plan de dopage de densité $6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$, une longueur et un développement de grille de $0.5 \mu\text{m}$, $4 \cdot 15 \mu\text{m}$ en T, respectivement.

Nous pouvons immédiatement remarquer les fortes valeurs atteintes par la transconductance dont la valeur maximale dépasse 1000 mS/mm . Cependant, l'importance de la longueur de grille ne permet pas d'atteindre de fortes performances fréquentielles, en raison de l'importante capacité grille-source.

Toutefois, ce type de structures laisse entrevoir des possibilités intéressantes. En utilisant des longueurs de grille plus faibles, il serait alors possible d'obtenir des capacités plus raisonnables, et donc des fréquences de coupure largement supérieures à 100GHz .

224- Gains Hyperfréquences

Pour caractériser plus précisément les propriétés d'un transistor, il est nécessaire de déterminer les évolutions fréquentielles de ses différents gains en puissance, définis à partir des paramètres de la matrice répartition $[S_{ij}]$.

Après avoir rappeler la définition des différents gains, nous présenterons donc leurs évolutions en fonction de la fréquence, pour le composant qui présente les meilleures performances fréquentielles, à savoir le transistor de la série 1323L75 $6 \cdot 15 \mu\text{m}$ en T.

2241- Définition des différents gains

- Gain maximum disponible : MAG

Le MAG est le gain en puissance disponible maximal obtenu en minimisant les pertes d'adaptation en entrée et en sortie du composant. Il n'est défini

que pour un transistor complètement stable, ce qui se traduit par un facteur de stabilité k supérieur à 1.

$$(IV-6) \quad k = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\text{Det}|^2}{2 |S_{12}| |S_{21}|} > 1$$

Le MAG peut alors s'écrire :

$$(IV-7) \quad \text{MAG} = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| \cdot \left(k - \sqrt{k^2 - 1} \right)$$

- Gain stable maximum : MSG

La définition de ce gain est identique au précédent, mais il est défini pour $k \leq 1$ (stabilité conditionnelle) :

$$(IV-8) \quad \text{MSG} = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|}$$

- Gain unilatéral en puissance : GTU

Ce gain est le plus élevé que l'on puisse obtenir sur un quadripôle actif. Ses conditions d'obtention sont les mêmes que précédemment (adaptation entrée-sortie), auxquelles il faut ajouter une adaptation en contre-réaction qui permet d'annuler le S_{12} global. Il est défini par la relation suivante :

$$(IV-9) \quad \text{GTU} = \frac{1}{2 k} \frac{|S_{21}/S_{12} - 1|^2}{|S_{21}/S_{12}| - \text{Re}[S_{21}/S_{12}]}$$

- Gain en courant de court-circuit : $|h_{21}|^2$

Ce gain est particulièrement intéressant dans le cas des transistors puisque sa fréquence de transition définit une première limitation fréquentielle du composant. Il est défini à partir de la matrice $[S_{ij}]$ de la façon suivante :

$$(IV-10) \quad |h_{21}|^2 = \left| \frac{-2S_{21}}{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{12} \cdot S_{21}} \right|^2$$

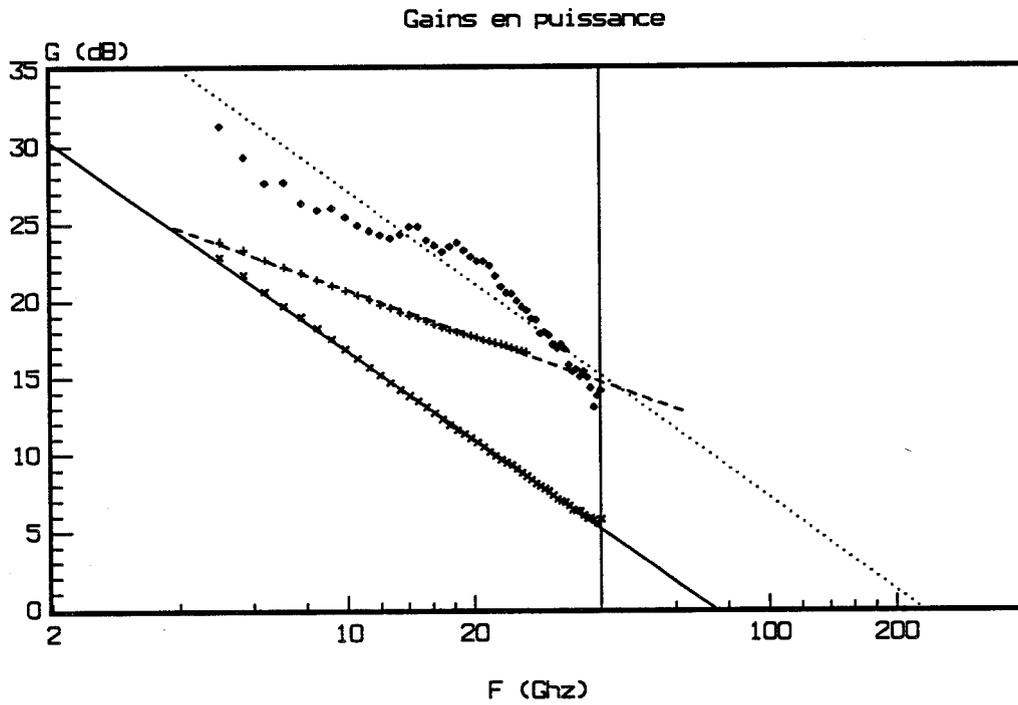


Figure IV.13 : Evolution fréquentielle des différents gains à $V_{ds}=2.0V$ et $V_{gs}=0.0V$.
Transistor 1323L75 $L_g=0.25\mu m$, $W=6*15\mu m$ en T.

————— $|h_{21}|^2$
 - - - - - MSG
 GTU

	$ h_{21} ^2$ (dB) à 2GHz			MSG (dB) à 26.5GHz		
	V_{max}	$\langle V \rangle$	σ	V_{max}	$\langle V \rangle$	σ
$6*15 \mu m$	31.05	30.59	0.41	16.59	16.33	0.29
$4*15 \mu m$	30.81	30.26	0.46	16.06	15.74	0.31

Tableau n°3 : Statistiques sur le gain en courant de court-circuit et le MSG pour les transistors en T de la série 1323L75.

2242- Présentation des résultats

Les évolutions fréquentielles des différents gains ($|h_{21}|^2$, MSG, GTU) sont présentées sur la figure IV.13, pour un transistor de la série 1323L75 de $6 \times 15 \mu\text{m}$ de développement de grille et de longueur $L_g = 0.25 \mu\text{m}$, à $V_{gs} = 0\text{V}$ et $V_{ds} = 2.0\text{V}$.

Nous pouvons remarquer la parfaite linéarité du $|h_{21}|^2$ jusque 40GHz, et du MSG. L'extrapolation du gain en courant de court-circuit (6dB/Oct.) donne une fréquence de transition voisine de 75GHz qui, compte tenu des éléments d'accès, est légèrement inférieure à la fréquence de coupure F_c déterminée à partir de G_m et C_{gs} .

En ce qui concerne le gain unilatéral en puissance, nous constatons que son évolution est beaucoup moins précise. Ceci peut s'expliquer par la dépendance de ce gain en $1/k$ (IV-9). En effet, les valeurs du facteur de stabilité étant très faibles, la moindre erreur de mesure sur les paramètres $[S_{ij}]$ induit une forte imprécision sur le GTU. Toutefois, nous pouvons voir que la fréquence de transition de ce gain (F_{max}) est largement supérieure à 200GHz.

De par les très faibles valeurs du facteur de stabilité ($k < 1$) qui conduisent à l'instabilité des transistors, il n'a pas été possible de définir le MAG.

Afin d'obtenir une estimation de l'homogénéité de la plaquette, nous présentons dans le tableau n°3 une statistique sur le $|h_{21}|^2$ et le MSG, pour laquelle nous avons considéré une dizaine d'échantillons pour chaque type de composants.

Nous pouvons constater que l'homogénéité des gains est particulièrement bonne, puisque l'écart type σ est toujours inférieur à 0.5dB, que ce soit à 2 ou 26.5GHz.

CONCLUSION

Au cours de cette étude expérimentale, nous avons pu voir les principaux aspects technologiques. Nous avons présenté les résultats des caractérisations statiques, basses fréquences et hyperfréquences pour des T.E.G.F.E.T. AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP, réalisés au LEP.

Cette étude nous a permis de montrer que l'utilisation des matériaux AlInAs et GaInAs permet d'obtenir des performances électriques très intéressantes. En effet, les transistors que nous avons caractérisés présentent des transconductances supérieures à 1000 mS/mm, des fréquences de coupure voisines de 120GHz et des gains élevés.

De plus, ces mesures ont globalement confirmé les conclusions de notre étude théorique, à savoir la nécessité de réaliser des composants à couche fortement dopée et de longueur de grille faible, pour une importante montée en fréquence.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [1] C.L. LIN, P. CHU, A.L. KELLNER, H.H. WIEDER
Appl. Phys. Lett. Vol.49 n°23 p.1593 (1986).
- [2] D.H. LEE, S.S. LI, N.J. SAUER, T.Y. CHANG
Appl. Phys. Lett. Vol.54 n°9 p.1863 (1989).
- [3] A. CAPPY
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille (1986).
- [4] M. SCHORTGEN
Thèse 3^{ème} Cycle, Lille (1985).
- [5] M. KAMADA, T. KOBAYASHI, H. ISHIKAWA, Y. MORI, K. KANEKO,
C. KOJIMA
Elect. Lett. Vol.23 n°6 p.297 (1987).
- [6] K. HIKOSAKA, S. SASA, N. HARADA, S. KURUDA
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-9 n°5 p.241 (1988).
- [7] G. DAMBRINE
Thèse de Doctorat, Lille (1989).

CHAPITRE V

ETUDE PROSPECTIVE DE COMPOSANTS A GRILLE ISOLEE

INTRODUCTION

Comme nous avons pu le remarquer au cours des chapitres précédents, les TEGFET AlInAs/GaInAs présentent des potentialités intéressantes. Cependant, certains phénomènes comme l'effet MESFET parasite, la dispersion des tensions de pincement, les effets de canal court, sont des effets qui réduisent les performances de ces transistors. Il est donc nécessaire de trouver des solutions adéquates pour remédier à ces problèmes, ou en minimiser les effets.

Diverses solutions sont envisageables, comme l'utilisation d'hétérostructures contraintes (GaAlAs/GaInAs/GaAs, AlInAs/GaInAs/InP...), de composants basés sur d'autres concepts (bipolaire, modulation de vitesse...), mais il n'est pas possible ici d'examiner, de façon exhaustive, ces diverses possibilités. C'est pourquoi, au cours de ce chapitre, nous nous limiterons à une étude prospective de quelques structures intéressantes utilisant les matériaux AlInAs et GaInAs adaptés en maille sur InP.

Dans la première partie, après avoir rappelé les principaux inconvénients des TEGFET et présenté la structure générale du MIS-Like-FET, nous définirons les avantages de ce composant et expliciterons son mode de fonctionnement.

La seconde partie sera consacrée à l'étude de ce transistor. Nous examinerons tout d'abord les principales caractéristiques physiques internes, et nous présenterons ses performances électriques.

Dans la partie suivante, nous étudierons une variante du MIS-Like-FET, le DMT dont la particularité essentielle est la présence d'une couche dopée dans le canal, qui permet d'obtenir un courant plus important.

Enfin, la quatrième et dernière partie consistera à mettre en évidence l'intérêt d'utiliser une structure inversée qui permet d'associer les principaux avantages des structures précédentes, et présente d'excellentes performances.

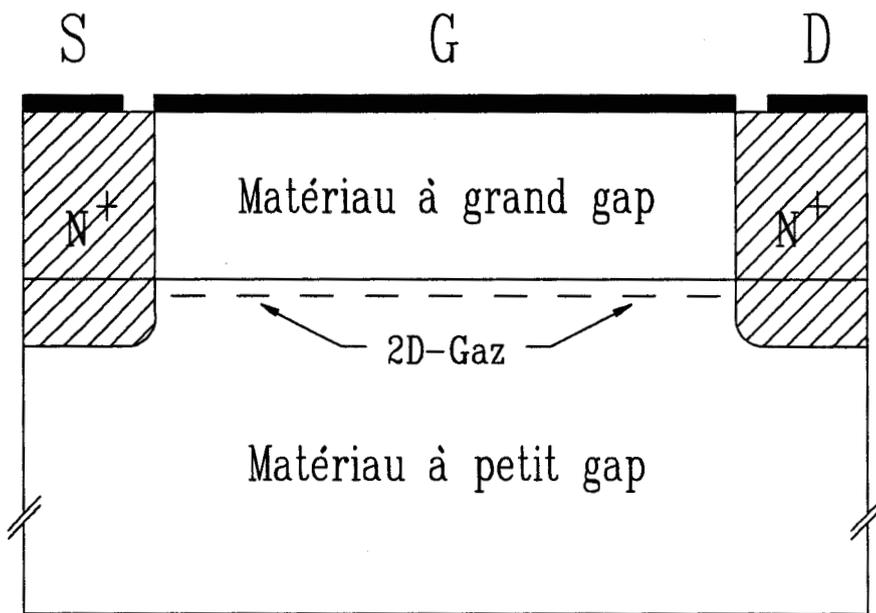


Figure V.1 : Structure type de MIS-Like-FET.

1- COMPOSANTS A GRILLE ISOLEE

11- Généralités

Lors des chapitres précédents, nous avons pu remarquer que la dispersion des tensions de pincement dans les T.E.G.F.E.T. était un des problèmes inhérents de ce type de structure. En effet, cette tension dépendant à la fois du dopage et de l'épaisseur de différentes couches, il est parfois difficile de l'ajuster à la valeur souhaitée.

De plus, l'utilisation de couches très fortement dopées conduit à l'apparition d'interactions électrons-impuretés ionisées qui ont un rôle néfaste sur les propriétés de transport du canal conducteur, et donc sur les performances électriques des transistors.

Enfin dans certains cas, la présence de pièges profonds (centres DX pour GaAlAs) provoque une réduction de la densité de charges et par conséquent du courant transporté.

Ces différents points constituent sans conteste des inconvénients non négligeables pour la réalisation de circuits logiques ultra-rapides, et nécessitent des solutions pour remédier à ces problèmes.

12- Solution possible

Une solution pour remédier à ces problèmes consiste à utiliser des transistors à effet de champ basés sur le principe du MISFET (Metal Isolant Semiconductor Field Effect Transistor).

Leur particularité réside essentiellement en deux points : D'une part, ces composants sont constitués de matériaux non intentionnellement dopés, ce qui fait disparaître la plupart des inconvénients précédemment cités. D'autre part, ils fonctionnent en régime d'accumulation.

Ces transistors s'apparentent à la famille des MOSFET Silicium (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor), pour lesquels l'oxyde de Silicium et le Silicium sont remplacés par des matériaux semi-conducteurs III-V qui possèdent de meilleures propriétés de transport électronique (GaAlAs/GaAs, GaAlAs/GaInAs, AlInAs/GaInAs).

121- Structure du MIS-Like-FET

La structure typique du MIS-Like-FET est représentée sur la figure V.1. Elle est constituée d'une couche de matériau à petit gap non intentionnellement dopé, sur laquelle est déposée une couche de matériau à grand gap non dopé de faible épaisseur. Cette dernière couche est surmontée d'un contact métallique qui forme la jonction Schottky de grille.

Les contacts ohmiques de source et de drain fortement dopés sont réalisés par implantation ionique, et la grille fait généralement office de masque à l'implantation de manière à réaliser une structure autoalignée.

Comme dans le cas du TEGFET, la juxtaposition de deux matériaux de gap différent entraîne l'apparition d'une discontinuité de bande de conduction ΔE_c à l'interface. Suivant la nature des matériaux utilisés, cette barrière de potentiel présente des valeurs différentes, de l'ordre de 0.35eV pour $\text{Ga}_{0.55}\text{Al}_{0.45}\text{As}/\text{GaAs}$ et 0.5eV pour $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$.

122- Principe de fonctionnement

La discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux crée un puits de potentiel où les électrons provenant des contacts ohmiques de source et de drain vont s'accumuler. Sous l'action d'une différence de potentiel V_{ds} entre la source et le drain, les porteurs peuvent alors circuler le long de l'interface dans le matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Le contrôle de ces porteurs, et donc du courant transporté, est assuré par l'application d'une tension positive de grille. Comme nous l'avons déjà souligné, le transistor fonctionne donc en régime d'accumulation.

De par la plus faible hauteur de la barrière de potentiel ΔE_c comparée au cas du MOS Silicium ($\approx 3\text{eV}$), les porteurs échauffés par le champ longitudinal peuvent effectuer des transferts spatiaux vers le matériau à grand gap, donnant ainsi naissance au courant de grille. L'amplitude de ce courant dépendra non seulement des conditions de polarisation du transistor, mais aussi des matériaux utilisés pour former l'hétérojonction.

L'existence de ce courant de grille peut s'avérer être un inconvénient dans certains domaines d'utilisation. Néanmoins, elle peut aussi présenter des avantages, car elle peut faire apparaître un effet de résistance différentielle négative qui peut être mis à profit dans certaines applications (circuits oscillants...).

13- Prise en compte du courant de grille [1]

Comme nous l'avons souligné lors de la présentation du TEGFET, la gamme de polarisation de ce composant ne nécessite pas la prise en compte du courant de grille, puisque la grille a une action répulsive. En revanche pour le MIS-Like-FET, il est indispensable de modéliser ce courant dans la mesure où il est à la base même du principe de fonctionnement de ce transistor.

Si son énergie n'est pas suffisante, un porteur situé dans le canal du transistor ne peut pas franchir la barrière de potentiel ΔE_c , il reste confiné dans le puits et participe au courant de drain. Dans le cas contraire, il lui est possible de franchir l'hétérojonction, il peut se diriger vers la grille et contribuer ainsi au courant de grille I_g .

Une solution simple, consistant à décompter le nombre de porteurs atteignant l'électrode de grille par unité de temps, est utilisée pour calculer le courant de grille. La relation utilisée pour le calcul de ce courant est la suivante :

$$(V-1) \quad I_g = \frac{\delta Q}{\delta t}$$

Les porteurs qui sont ainsi collectés par la grille sont ensuite réinjectés au voisinage du contact ohmique de source, à l'énergie thermique.

Une seconde méthode consiste à calculer le courant de grille par le produit $N.V$ (nombre de porteurs * vitesse moyenne) sur un contour entourant la grille. Les résultats de ces deux calculs sont alors comparés afin d'obtenir une meilleure précision dans l'évaluation de I_g .

Il est à remarquer que nous négligeons la contribution due au transfert par effet tunnel. Cette approximation peut être justifiée par l'utilisation d'une épaisseur de matériau à grand gap suffisamment importante ($\geq 200\text{\AA}$).

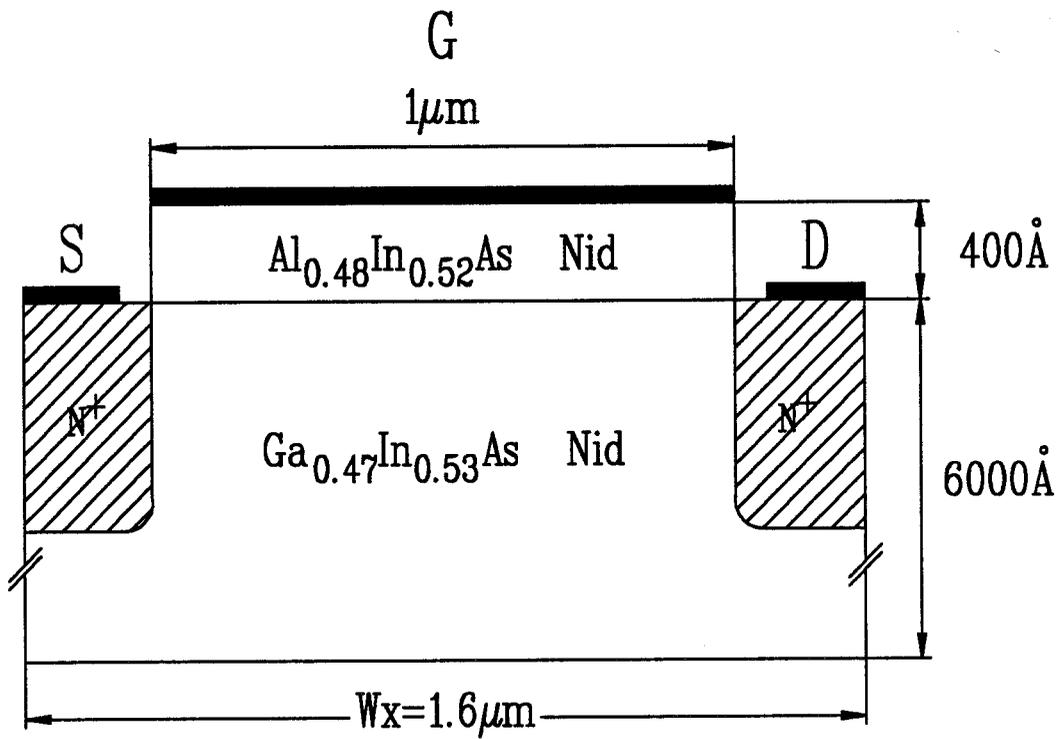


Figure V.2 : Structure du MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs simulé.

2- ETUDE DU MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs

Divers travaux [1-4] relatifs au MISFET GaAlAs/GaAs ont permis de montrer l'intérêt d'utiliser ce type de composant. En effet, l'apparition d'un courant de grille et d'un phénomène de résistance différentielle négative font de ce composant une alternative intéressante, notamment pour la réalisation de circuits oscillants.

Cependant, pour certaines applications (logique rapide...), l'apparition d'un important courant de grille aux fortes polarisations peut s'avérer être un inconvénient. Afin d'éviter un courant I_d trop élevé, dû à la faible hauteur de barrière ΔE_c dans le cas de GaAlAs/GaAs par exemple, il est possible d'utiliser d'autres couples de matériaux présentant une plus grande discontinuité à l'interface et de meilleures propriétés de transport.

Ainsi, divers transistors de ce type ont été réalisés. Parmi eux citons : Les MIS-Like-FET utilisant des interfaces pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs [5-8], des interfaces isolant-semiconducteur SiO_2/InP [9], ou encore les MIS AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP [10-12] dont nous nous proposons d'aborder l'étude dans cette partie.

Après avoir présenté la structure considérée, nous examinerons tout d'abord les caractéristiques microscopiques à l'interface, et nous présenterons alors les grandeurs macroscopiques en fonction de la tension de grille.

21- Structure du MIS-Like-FET simulé

Sur la figure V.2, nous présentons la structure que nous avons simulée. Elle est constituée d'une couche de GaInAs non intentionnellement dopée de 6000\AA d'épaisseur, et d'une couche de 400\AA de AlInAs. Cette structure autoalignée possède une grille de $1\mu\text{m}$ de longueur, des contacts ohmiques de source et de drain dopés à 10^{18}cm^{-3} et une longueur totale de $1.6\mu\text{m}$.

22- Présentation des résultats

221- Grandeurs microscopiques

Nous présentons sur les figures V.3 et V.4 l'évolution entre source et drain des principales caractéristiques physiques à l'interface, à savoir les composantes

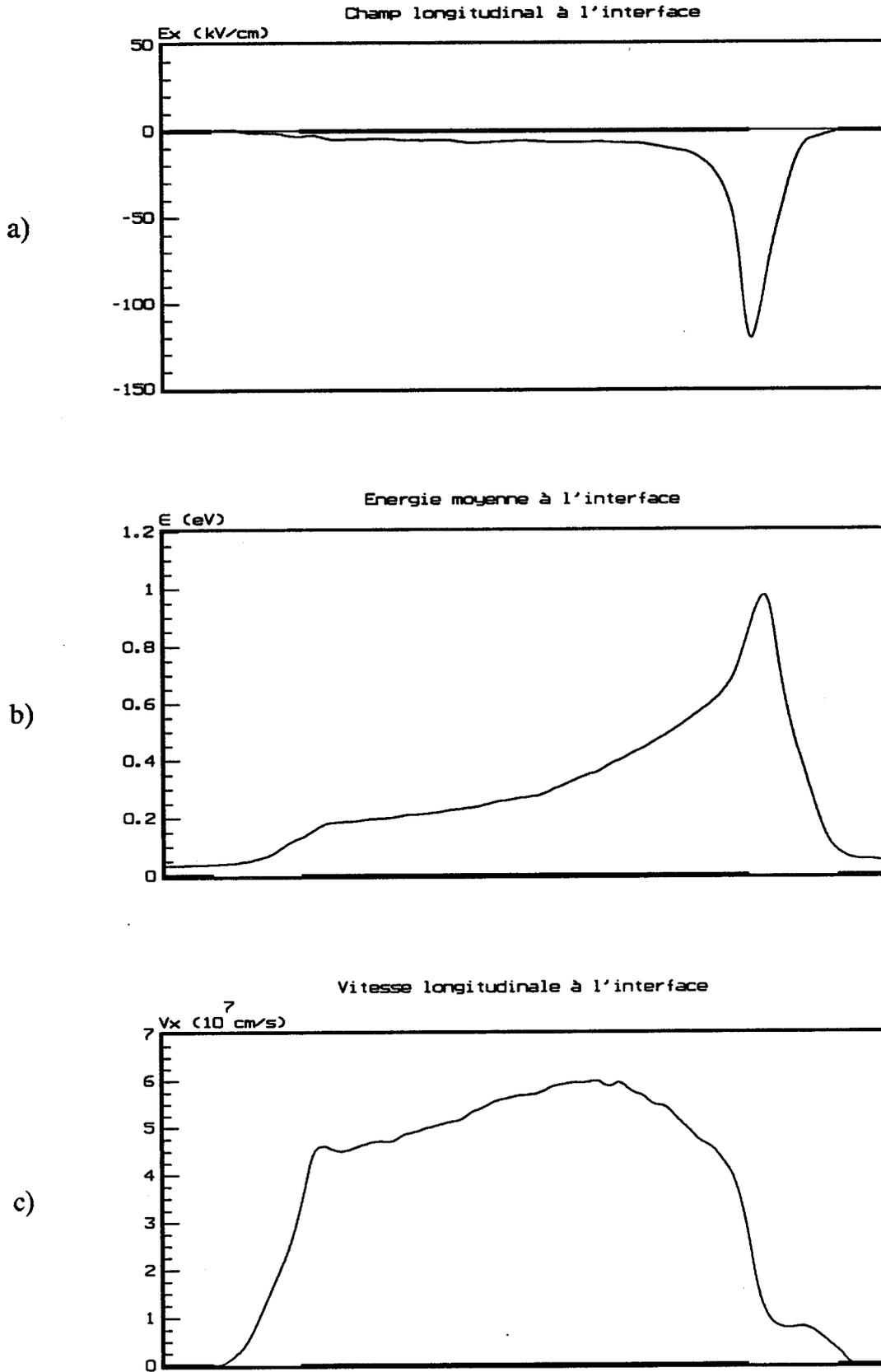


Figure V.3 : Evolution de la source au drain des grandeurs microscopiques caractérisant la dynamique des porteurs à $V_{ds}=2.0V$ et $V_{gs}=1.4V$.

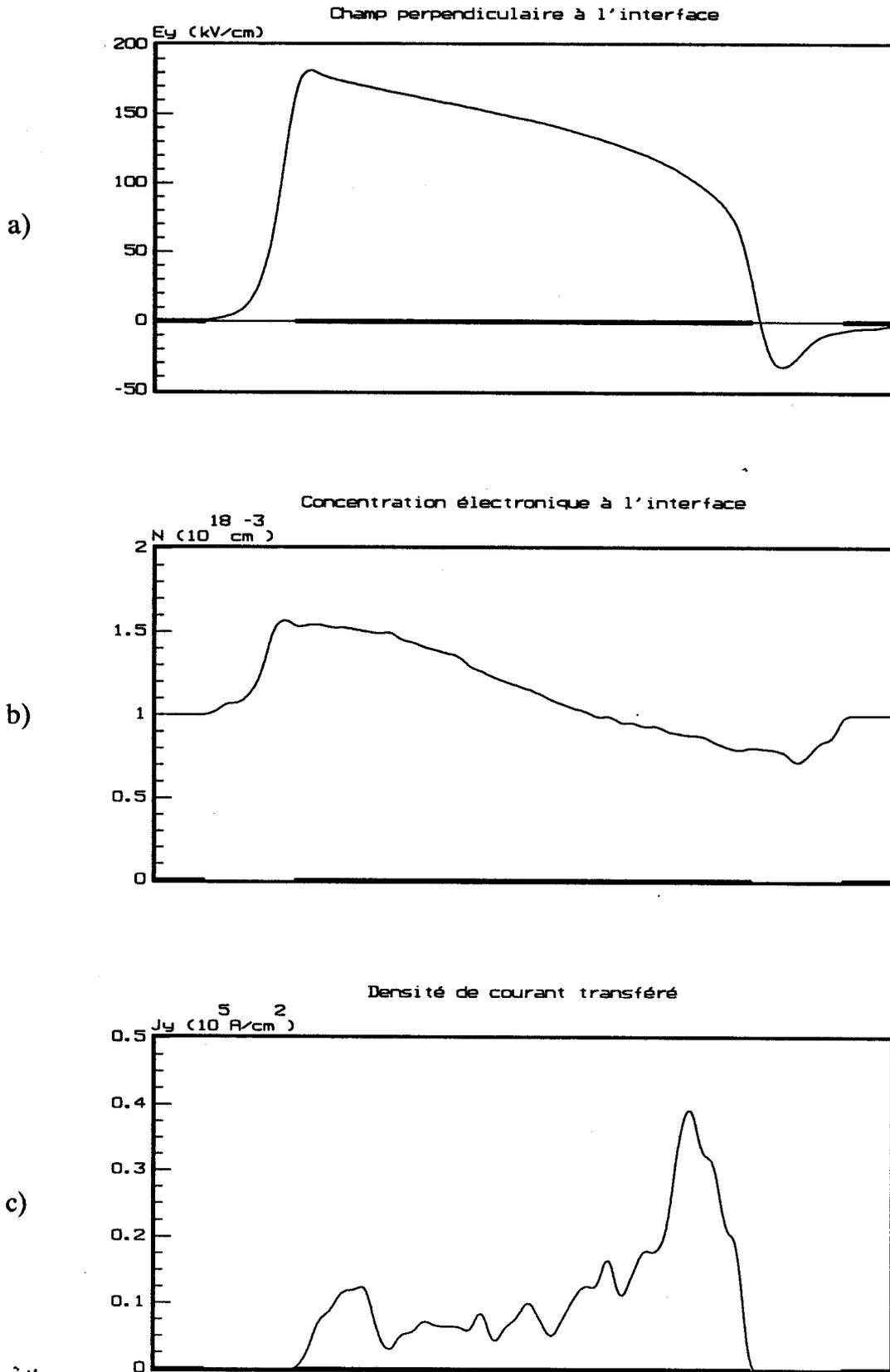


Figure V.4 : Evolution de la source au drain des grandeurs physiques caractérisant l'apparition du courant de grille à $V_{ds} = 2.0V$ et $V_{gs} = 1.4V$.

parallèle et transverse du champ électrique, l'énergie et la vitesse moyennes des porteurs dans le canal, ainsi que la concentration électronique et la densité de courant transféré, pour un point de polarisation $V_{gs} = 1.4V$ et $V_{ds} = 2.0V$.

Nous constatons que le champ électrique longitudinal a une évolution très similaire à celle enregistrée dans le TEGFET. En effet, ce champ croît légèrement le long de la grille et présente un pic très intense en fin de celle-ci. Ceci entraîne une augmentation de l'énergie moyenne des porteurs dans le canal qui atteint $1eV$ en sortie de grille et un net effet de survitesse.

En revanche, à l'inverse du TEGFET, le champ électrique transverse présente des valeurs fortement positives qui traduisent la polarisation en direct de la grille. Ceci a pour effet de confiner les porteurs contre l'interface, et aboutit à une concentration en électrons assez importante sous la grille.

Cependant, plus on s'approche du drain, plus la concentration électronique à l'interface diminue. Ce comportement traduit le transfert de porteurs dans l'espace réel vers AlInAs, qui donne naissance au courant de grille.

Afin de mieux quantifier ce phénomène, nous avons représenté la densité de courant transféré le long de l'interface (figure V.4c). Nous constatons que les transferts s'effectuent principalement en fin de grille. En effet, dans les trois premiers quarts de la grille, l'énergie moyenne des porteurs restant inférieure à la hauteur de barrière de l'hétérojonction ($0.5eV$), seuls quelques électrons peuvent franchir l'interface, malgré un champ transverse favorable. Dans la dernière partie de la grille, l'énergie électronique moyenne devient supérieure à ΔE_c , et les transferts deviennent plus fréquents.

Néanmoins, pour les raisons que nous avons déjà exposées lors de l'étude des TEGFET, à savoir une différence énergétique de $0.91eV$ entre les vallées L de GaInAs et AlInAs, ces transferts restent modestes. Ceci explique donc la faiblesse du courant de grille.

222- Grandeurs macroscopiques

Les caractéristiques électriques de sortie (courants, transconductance, capacité grille-source et fréquence de coupure) sont présentées sur la figure V.5 en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

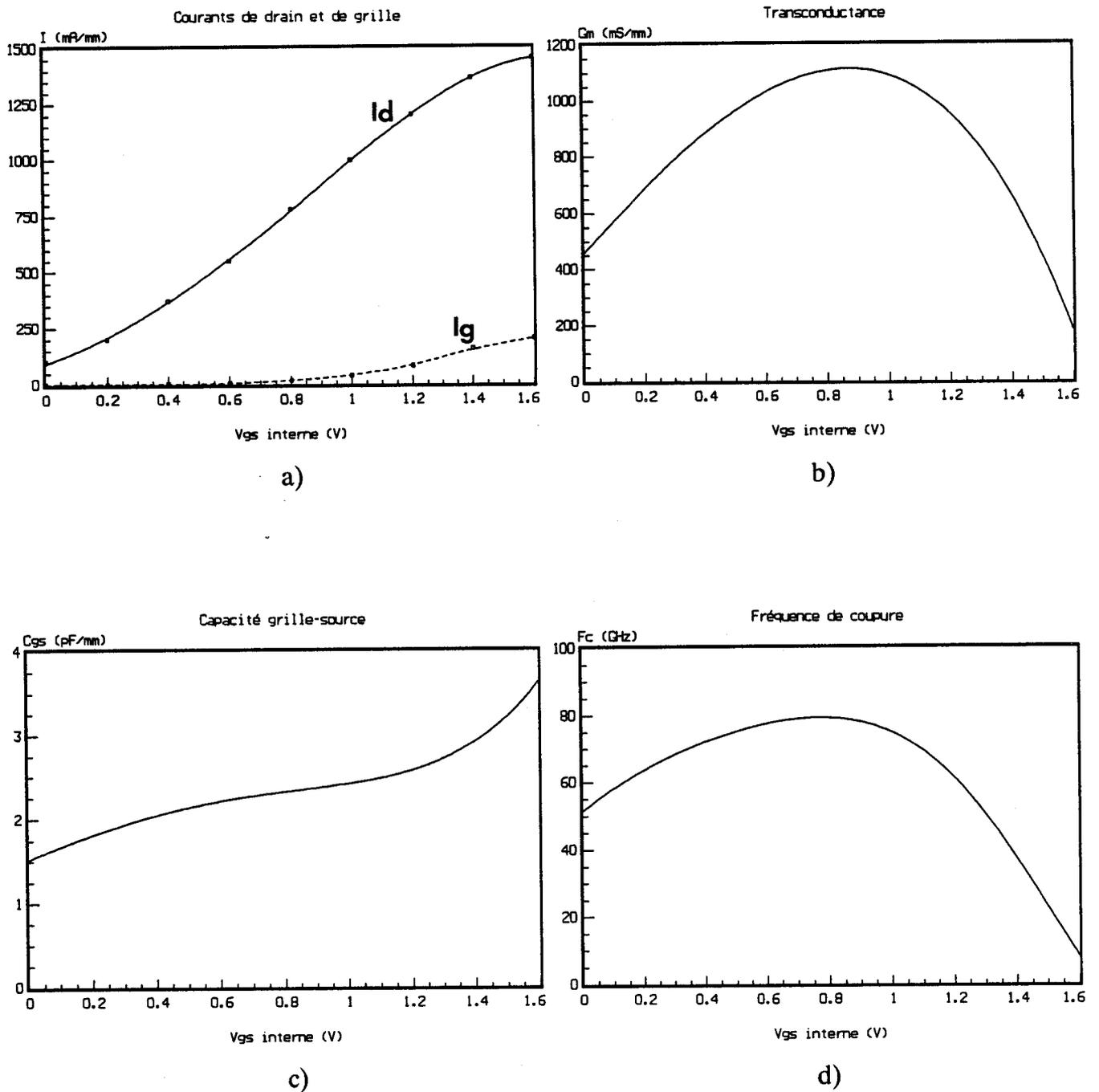


Figure V.5 : Evolutions des caractéristiques électriques de sortie en fonction de la tension V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

Nous observons que, conformément à ce que nous venons d'exposer, le courant de grille reste peu élevé, même aux fortes polarisations, alors que le courant de drain atteint des valeurs conséquentes. Il en résulte une importante transconductance qui dépasse 1000mS/mm pour une tension de grille proche de 0.8V.

L'évolution de la capacité grille-source C_{gs} est assez semblable à celle des TEGFET. Elle augmente avec la tension V_{gs} et présente un plateau dans la zone de commande optimale. Quant à la fréquence de coupure, elle atteint une valeur supérieure à 80GHz, ce qui est tout à fait remarquable compte tenu de la longueur de grille de notre dispositif ($L_g = 1\mu\text{m}$).

Il est à noter que, dans notre cas et contrairement au MIS-Like-FET GaAlAs/GaAs [1, 3], nous n'avons pas observé d'effet de résistance différentielle négative, bien que les structures et la gamme de polarisation soient identiques. Ceci résulte, d'une part de la plus forte discontinuité de bande de conduction entre AlInAs et GaInAs, et d'autre part de la quasi-impossibilité pour les électrons de transférer de la vallée L de GaInAs à la vallée L de AlInAs, empêchant ainsi l'apparition d'un important courant de grille.

23- Conclusion

L'étude du MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs que nous venons de présenter nous a permis d'apporter quelques précisions sur le mode de fonctionnement de ce transistor. Nous avons ainsi montré que les bonnes propriétés de transport de ce couple de matériaux permettaient d'obtenir des performances intéressantes pour ce composant. En effet, les importantes valeurs de transconductance, de fréquence de coupure et le faible courant de grille permettent de prévoir l'utilisation de ce transistor dans divers domaines d'application.

Toutefois, il peut être intéressant de doper la zone active du transistor afin d'augmenter le courant de drain et envisager alors son utilisation dans les circuits de puissance. C'est ce que nous allons maintenant aborder dans la partie suivante de ce chapitre.

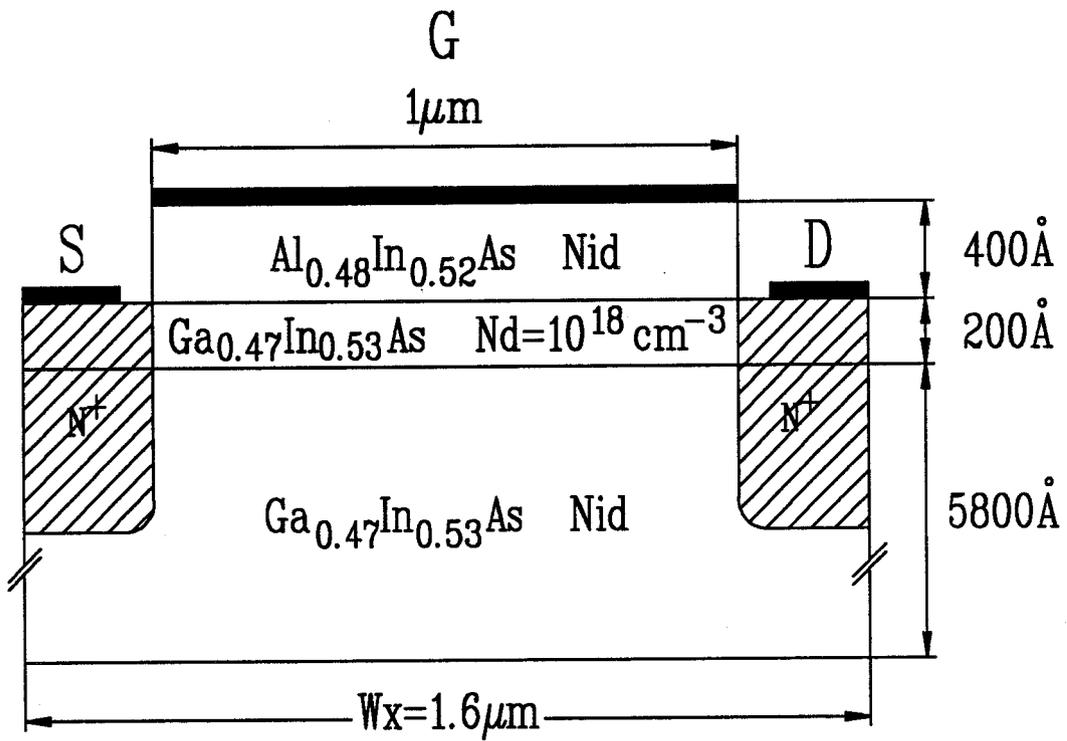


Figure V.6 : Structure du DMT AlInAs/GaInAs simulée.

3- LE MIS-Like-FET A CANAL DOPE OU D.M.T.

Pour des applications dans des circuits de puissance, il est nécessaire d'avoir un courant de drain assez important. C'est pourquoi, il est possible de doper le canal du MIS-Like-FET, afin d'augmenter le nombre de porteurs dans la structure. Ce type de composant est alors appelé MIS-Like-FET à canal dopé ou D.M.T. (Doped channel MIS-Like-FET).

31- Principe de fonctionnement

D'un point de vue général, le D.M.T. possède une structure analogue à celle du MIS-Like-FET, seule une fine couche de matériau à petit gap très dopée est insérée à l'interface.

Ce composant peut alors fonctionner en régime d'enrichissement ou en régime de désertion :

- Dans le premier cas, l'application d'une tension de grille positive provoque une accumulation de porteurs provenant des contacts ohmiques, qui s'ajoute à ceux déjà existant dans la couche dopée. Nous retrouvons le régime de fonctionnement du MIS-Like-FET, avec une augmentation du courant transporté.

- Dans le second cas, l'application d'une tension négative sur la grille repousse les porteurs du canal, et le courant I_d est réduit. Ce mode de fonctionnement est analogue à celui des MESFET ou des TEGFET.

Afin d'estimer les potentialités d'une telle structure, nous avons simulé un D.M.T. AlInAs/GaInAs dont la géométrie est représentée sur la figure V.6. Cette structure ne diffère de la précédente que par l'introduction d'une couche de GaInAs de 200Å d'épaisseur, dopée à 10^{18}cm^{-3} au niveau de l'interface.

32- Présentation des résultats

Les résultats obtenus pour ce transistor, comparés à ceux de la structure étudiée dans la partie précédente de ce chapitre, sont présentés sur les figures V.7 et V.8.

Comme prévu, nous constatons sur la figure V.7 une nette augmentation de la concentration électronique à l'interface dans le cas du D.M.T. Cette augmentation est d'ailleurs constante sous la grille, et égale à 10^{18}cm^{-3} , valeur initiale du dopage de la couche GaInAs.

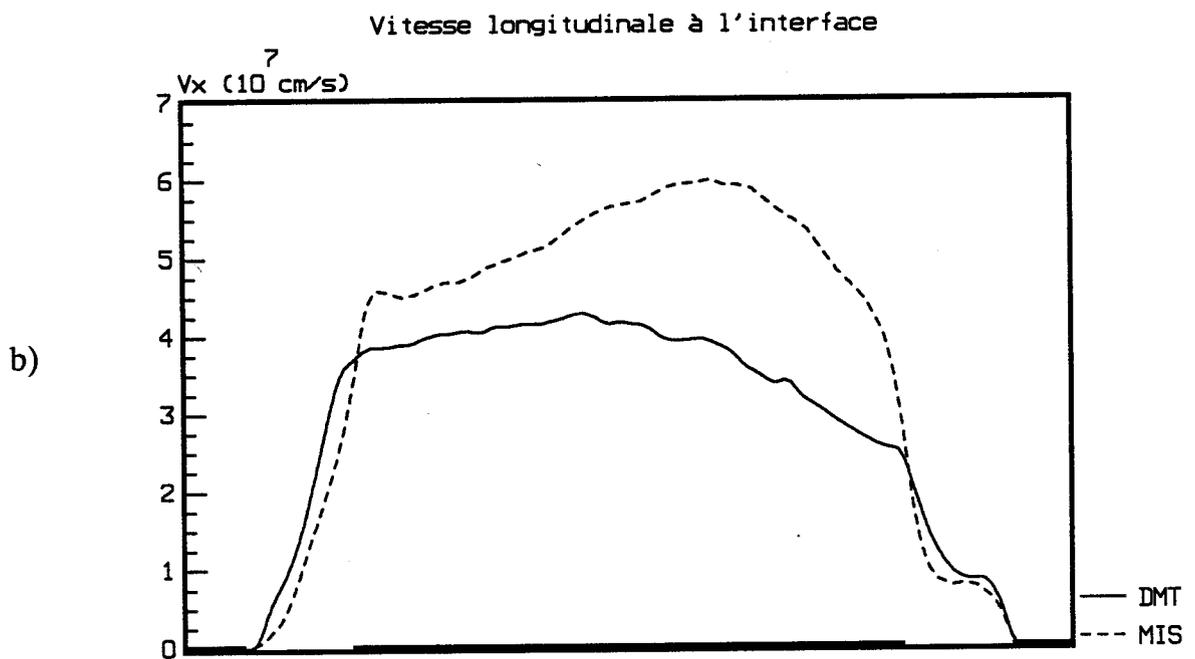
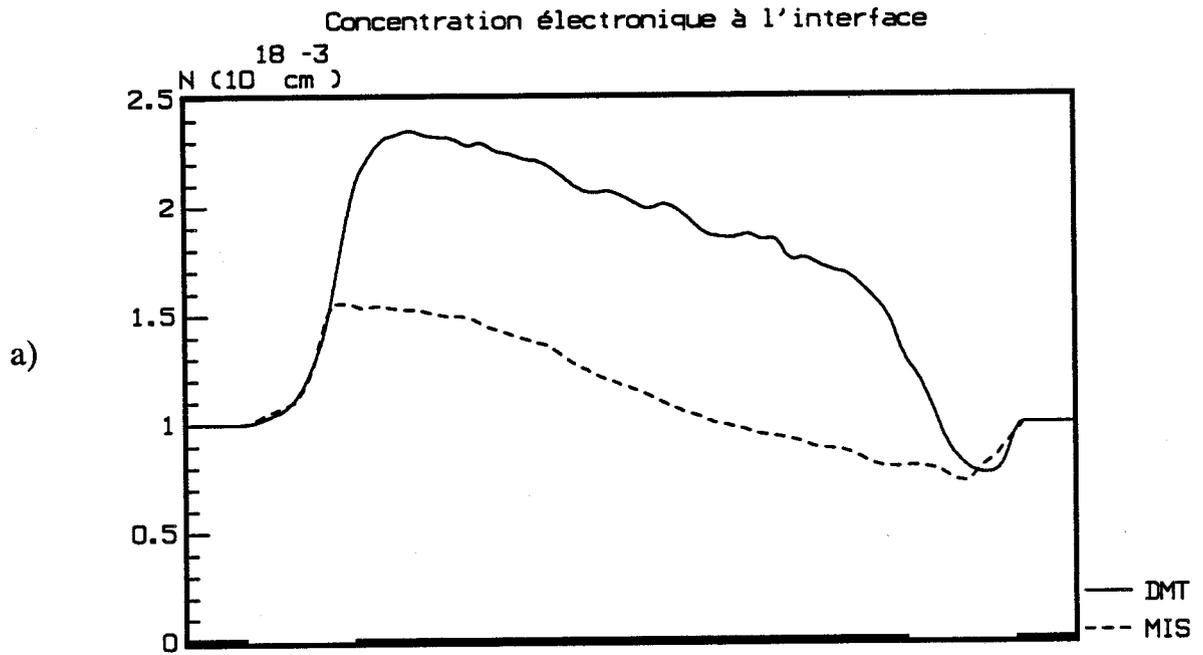


Figure V.7 : Comparaison de la concentration électronique et de la vitesse à l'interface pour le DMT et le MIS-Like-FET à $V_{ds} = 2.0V$ et $V_{gs} = 1.4V$.

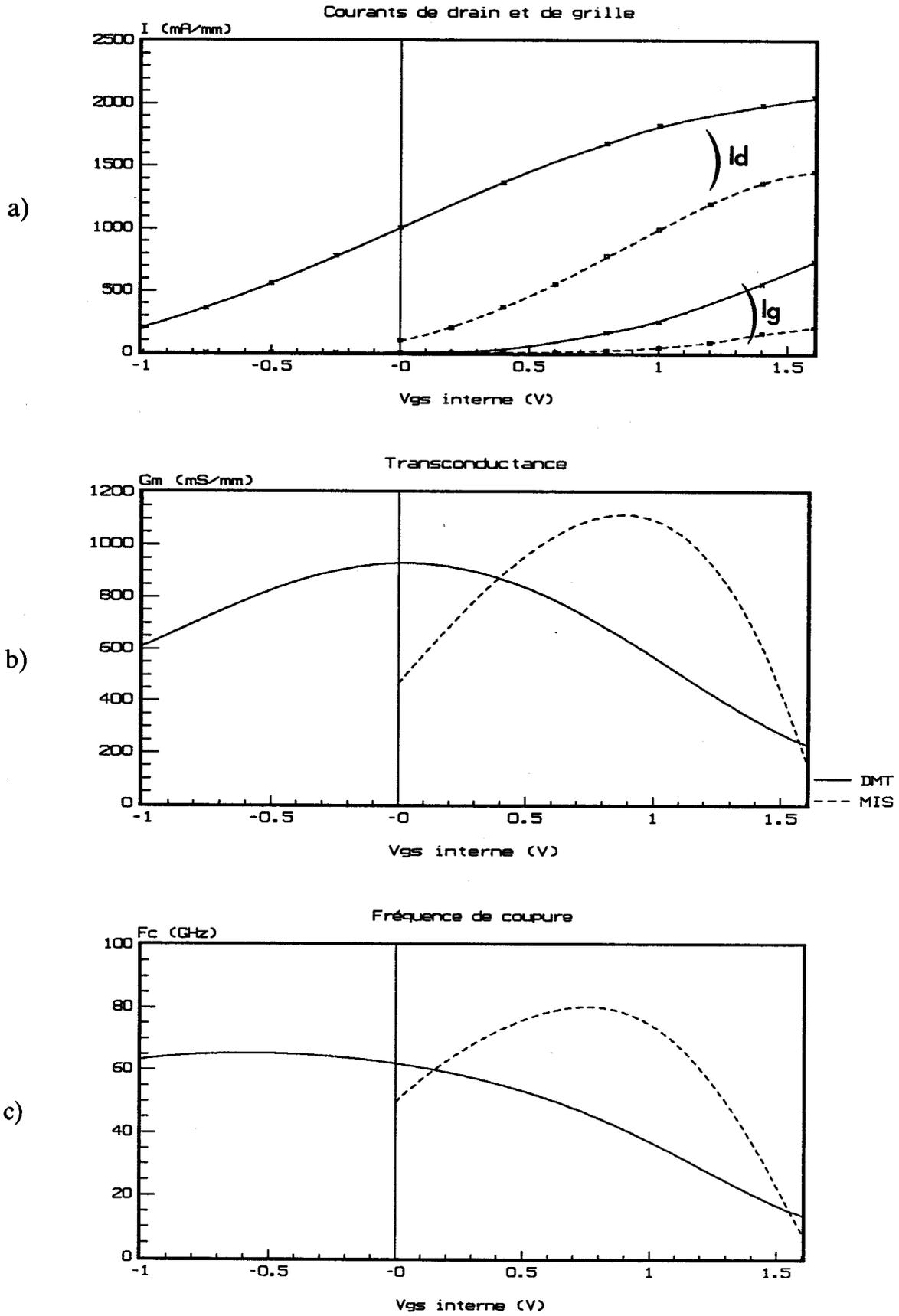


Figure V.8 : Evolution des caractéristiques macroscopiques de sortie en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$ pour les deux composants.

En contrepartie, la vitesse longitudinale des porteurs dans le canal est réduite. Cet effet est consécutif à la présence d'impuretés dans le puits, et donc à l'augmentation du nombre d'interactions électrons-impuretés ionisées.

Au niveau des caractéristiques de sortie obtenues pour les deux structures (figure V.8), nous observons pour le DMT, une forte augmentation du courant de drain et du courant de grille, qui résulte de la plus grande concentration électronique dans le canal.

La transconductance est réduite puisqu'elle passe de 1100mS/mm pour le MIS à 950mS/mm pour le DMT. Cet effet est le résultat de la diminution de la vitesse longitudinale des porteurs, et se répercute sur la fréquence de coupure maximale qui vaut 65GHz dans le cas du DMT, contre 80GHz pour le MIS.

33- Améliorations possibles

Nous venons de montrer que l'introduction d'une couche dopée dans la structure du MIS-Like-FET permettait d'augmenter nettement le courant dans la structure. Néanmoins, nous avons pu voir que cet accroissement de courant s'accompagnait d'une réduction sensible des performances du transistor. Il serait donc avantageux d'isoler la couche GaInAs dopée de l'interface, en insérant une couche de GaInAs non dopée.

Comme ont pu le montrer divers travaux [1, 13, 14], ce type de structure bénéficie des avantages du MIS-Like-FET et du DMT. En effet, la conduction s'effectuant dans une couche non intentionnellement dopée, les porteurs ne sont plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et leur vitesse sous la grille reste importante. De manière analogue au DMT classique, la présence de la couche dopée assure un apport d'électrons à la structure qui permet l'obtention de courant important.

Une autre solution, s'inspirant du DMT à canal isolé, consiste à remplacer la couche de GaInAs dopée par une couche de AlInAs dopée. Dans ce cas, nous obtenons un TEGFET inversé AlInAs/GaInAs qui peut fonctionner en régime de déplétion et d'accumulation. L'étude de ce composant fait l'objet de la partie suivante.

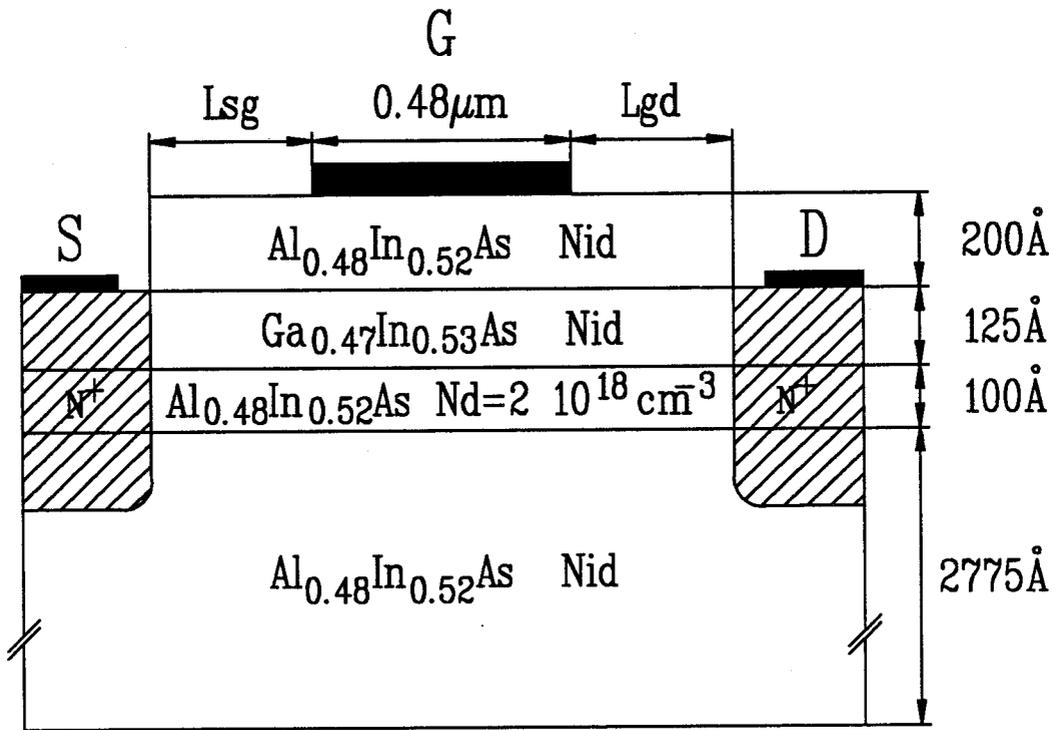


Figure V.9 : Structure du TEGFET inversé AlInAs/GaInAs simulée.

4- LE TEGFET INVERSE AlInAs/GaInAs

41- Introduction

Dans ce composant dont la structure est proche du DMT à canal isolé, une couche de AlInAs dopée se substitue à la couche de GaInAs dopée, ce qui fait donc apparaître une seconde hétérojonction à l'interface GaInAs nid/AlInAs N⁺.

Ainsi, comme nous avons pu le voir au cours du troisième chapitre, la présence d'une hétérojonction à l'arrière du canal permet de réduire les effets de canal court et d'améliorer les performances du transistor, en particulier la conductance de sortie. De plus, dans les structures classiques, la commande de grille agit d'abord sur la couche supérieure dopée avant d'agir sur le gaz bidimensionnel. Son efficacité en est alors réduite.

Le TEGFET inversé constitue donc une solution adaptée pour remédier à ces problèmes. La configuration de sa structure est la suivante :

- AlInAs nid
- GaInAs nid
- AlInAs N⁺
- AlInAs nid
- InP substrat semi-isolant

Ce transistor qui peut fonctionner en régime d'enrichissement comme en régime de désertion, présente les avantages suivants :

- Sous polarisation positive de grille, la structure allie les avantages du DMT et du MIS-Like-FET. En effet, comme pour le DMT, la couche dopée assure un apport supplémentaire d'électrons à la structure. De façon analogue au MIS, le transport électronique s'effectue dans une couche non intentionnellement dopée.

- Sous polarisation négative, cette structure assure un contrôle plus efficace du gaz bidimensionnel par la grille. La présence d'une hétérojonction en arrière du gaz permet de réduire l'injection de porteurs vers le substrat et d'améliorer ainsi la conductance de sortie du dispositif.

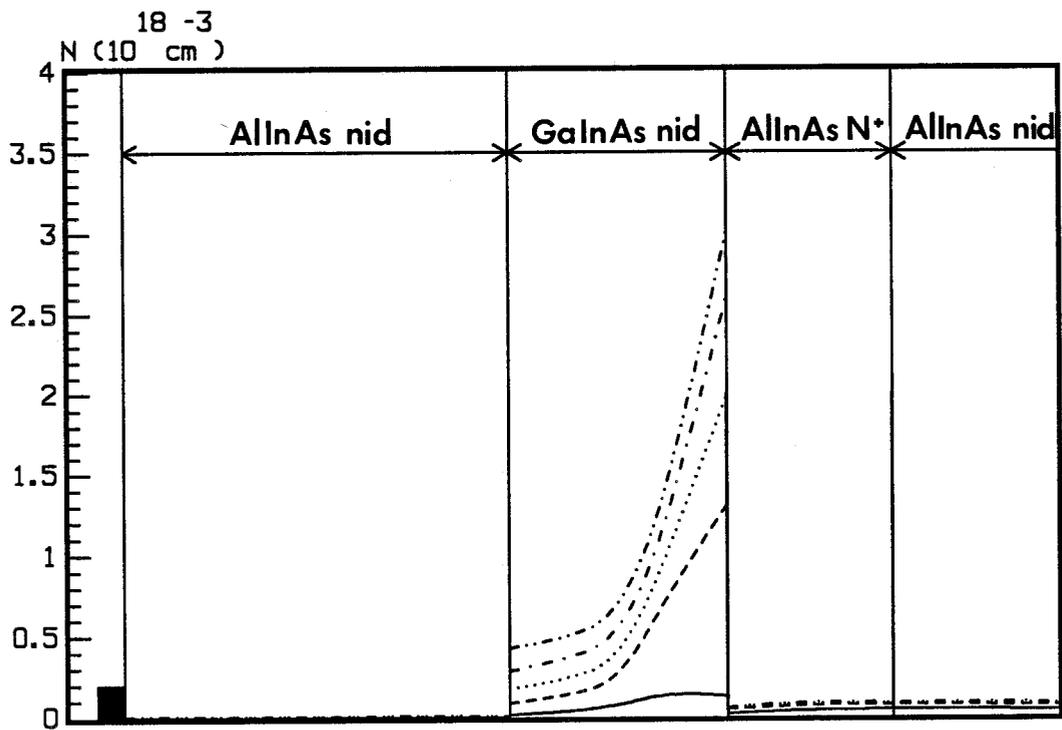


Figure V.10 : Concentration électronique en milieu de grille selon l'axe grille-substrat pour différentes tensions V_{gs} à $V_{ds} = 2.0V$.

- $V_{gs} = -0.6V$
- - - - $V_{gs} = -0.2V$
- $V_{gs} = 0.0V$
- . - . - $V_{gs} = +0.2V$
- - - - - $V_{gs} = +0.4V$

42- Etude du composant

421- Présentation de la structure étudiée

La structure que nous avons simulée est représentée sur la figure V.9. La grille de longueur $L_g=0.48\mu\text{m}$ est centrée dans l'espace source-drain, les distances source-grille L_{sg} et grille-drain L_{gd} sont égales à $0.12\mu\text{m}$. La succession des couches est la suivante :

AlInAs intrinsèque, 200Å
GaInAs intrinsèque, 125Å
AlInAs dopé à $2 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$, 100Å
AlInAs intrinsèque, 2775Å

422- Présentation des résultats

4221- Influence de la tension V_{gs}

Nous avons reporté sur la figure V.10 l'évolution en milieu de grille de la concentration de porteurs selon l'axe grille-substrat, pour différentes tensions V_{gs} à $V_{ds}=2.0\text{V}$.

Nous pouvons constater que la concentration de porteurs dans le canal augmente avec la tension V_{gs} . Ainsi pour $V_{gs}=-0.6\text{V}$, l'effet électrostatique de la grille repousse les porteurs, ceux-ci sont évacués vers le drain, et par conséquent la densité électronique dans le canal est faible. En revanche pour $V_{gs}=+0.4\text{V}$, nous observons que le canal présente une forte densité qui résulte de l'apport d'électrons venant, non seulement de la couche dopée, mais aussi des contacts ohmiques. Cependant, malgré la polarisation positive de grille, l'accumulation se fait majoritairement à l'interface arrière. Ce comportement résulte de l'intensité du champ de rappel créé par la forte désertion de la couche AlInAs dopée.

Au niveau des caractéristiques électriques de sortie présentées sur la figure V.11, nous observons que le courant de drain croît avec V_{gs} et se sature lorsque cette tension atteint $+0.4\text{V}$. Cette saturation est le résultat de la croissante augmentation du courant de grille.

Après avoir atteint une valeur maximale supérieure à 1400mS/mm pour V_{gs} proche de -0.2V , la transconductance décroît lorsque V_{gs} augmente, sous l'effet de l'apparition du courant I_g . Quant à la fréquence de coupure, elle suit l'évolution de la transconductance et passe par un maximum voisin de 160GHz , valeur obtenue grâce à la faiblesse de la capacité C_{gs} .

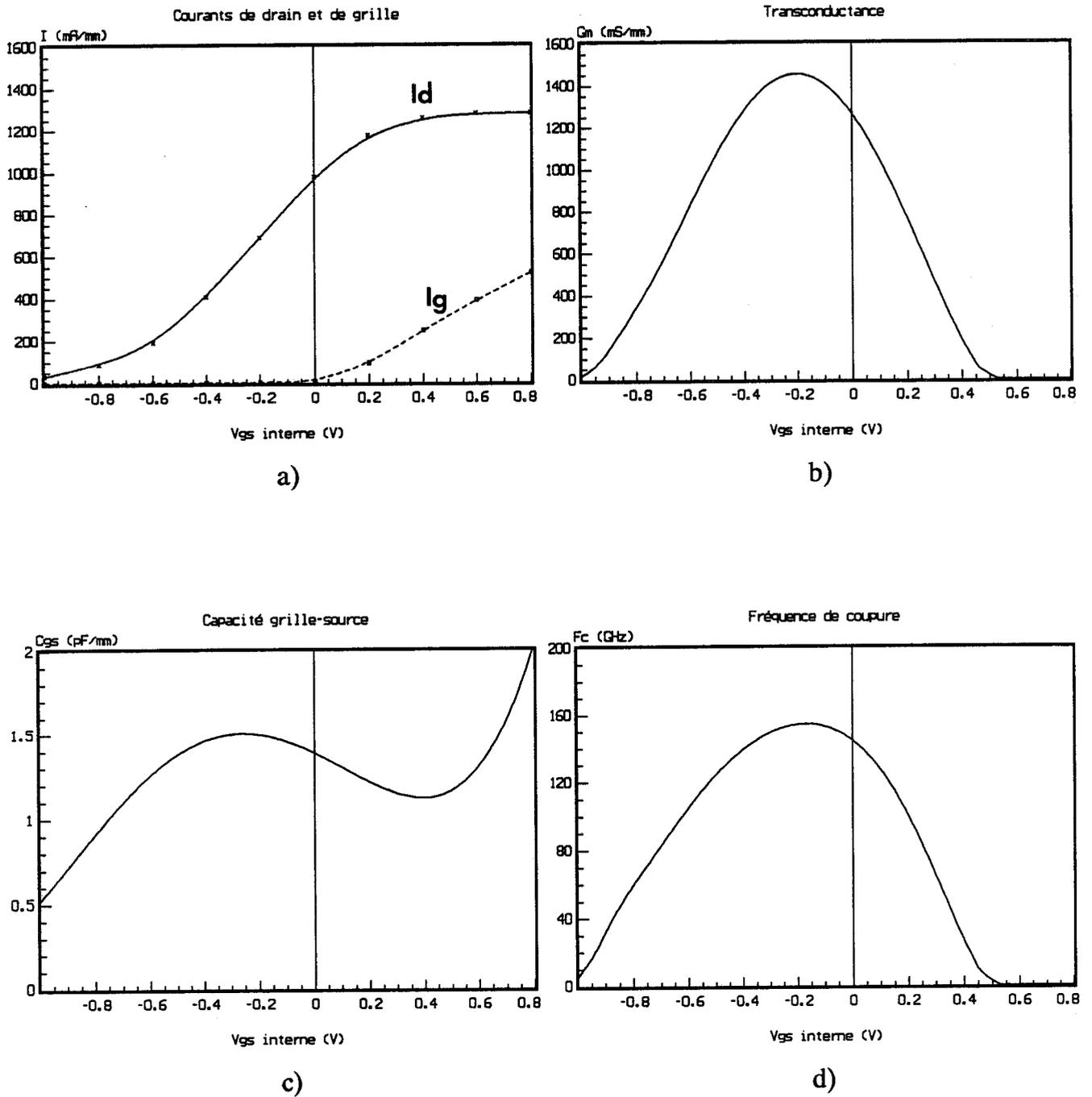


Figure V.11 : Caractéristiques électriques du TEGFET inversé présentées à $V_{ds} = 2.0V$.

Il est à noter que compte tenu de l'importante accumulation de porteurs à l'interface arrière, il serait intéressant d'ajouter un spacer entre le canal et la couche AlInAs dopée. La présence de cette couche permettrait de réduire les interactions à distance électrons-impuretés ionisées et devrait se traduire par l'amélioration des performances électriques.

4222- Influence de V_{ds}

Nous présentons sur la figure V.12 les caractéristiques de courants de drain et de grille en fonction de la tension V_{ds} pour différentes tensions V_{gs} .

L'évolution du courant de drain en fonction de V_{ds} est tout à fait classique : Elle est constituée d'une zone linéaire d'ohmicité aux faibles V_{ds} et d'une zone saturée aux forts V_{ds} . Cependant, pour des valeurs de V_{ds} proches de zéro volt et des tensions V_{gs} positives ou nulles, nous constatons que I_d devient négatif.

Ce comportement est dû au transfert d'électrons du drain vers la grille. En effet, lorsque la dérive des porteurs entre source et drain est nulle, la polarisation de grille crée un champ longitudinal dans les zones d'accès L_{sg} et L_{gd} de part et d'autre de la grille. Ce champ chauffe les porteurs, et sous l'effet favorable du champ E_y à l'interface, les électrons peuvent transférer vers AlInAs nid, créant ainsi un courant de grille positif du côté source et négatif du côté drain. Nous retrouvons cet effet au niveau du courant de grille qui démarre d'une valeur non nulle à $V_{ds}=0V$.

43- Influence des zones d'accès sur les performances du composant

L'étude effectuée par K. BELLAHSNI sur les MIS-Like-FET GaAlAs/GaAs a permis de montrer que les zones d'accès de source L_{sg} et de drain L_{gd} jouaient un rôle important sur les performances des dispositifs. Dans le cas du TEGFET inversé AlInAs/GaInAs, nous avons voulu voir en quoi les performances électriques du composant étaient modifiées. Pour ce faire, nous avons repris la structure précédente (figure V.9), mais avons imposé des distances L_{sg} et L_{gd} nulles, ce qui conduit à une structure autoalignée.

Nous présentons sur la figure V.13 l'évolution avec V_{gs} des principales caractéristiques de cette structure à $V_{ds}=2.0V$, comparées à celles obtenues précédemment pour la structure non autoalignée.

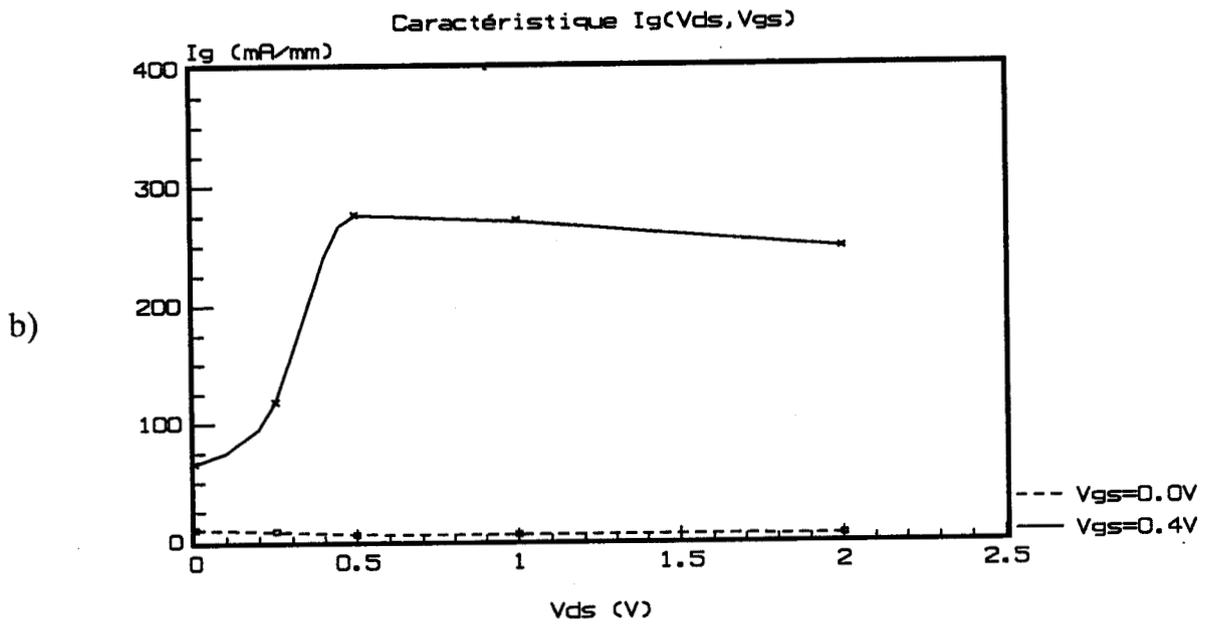
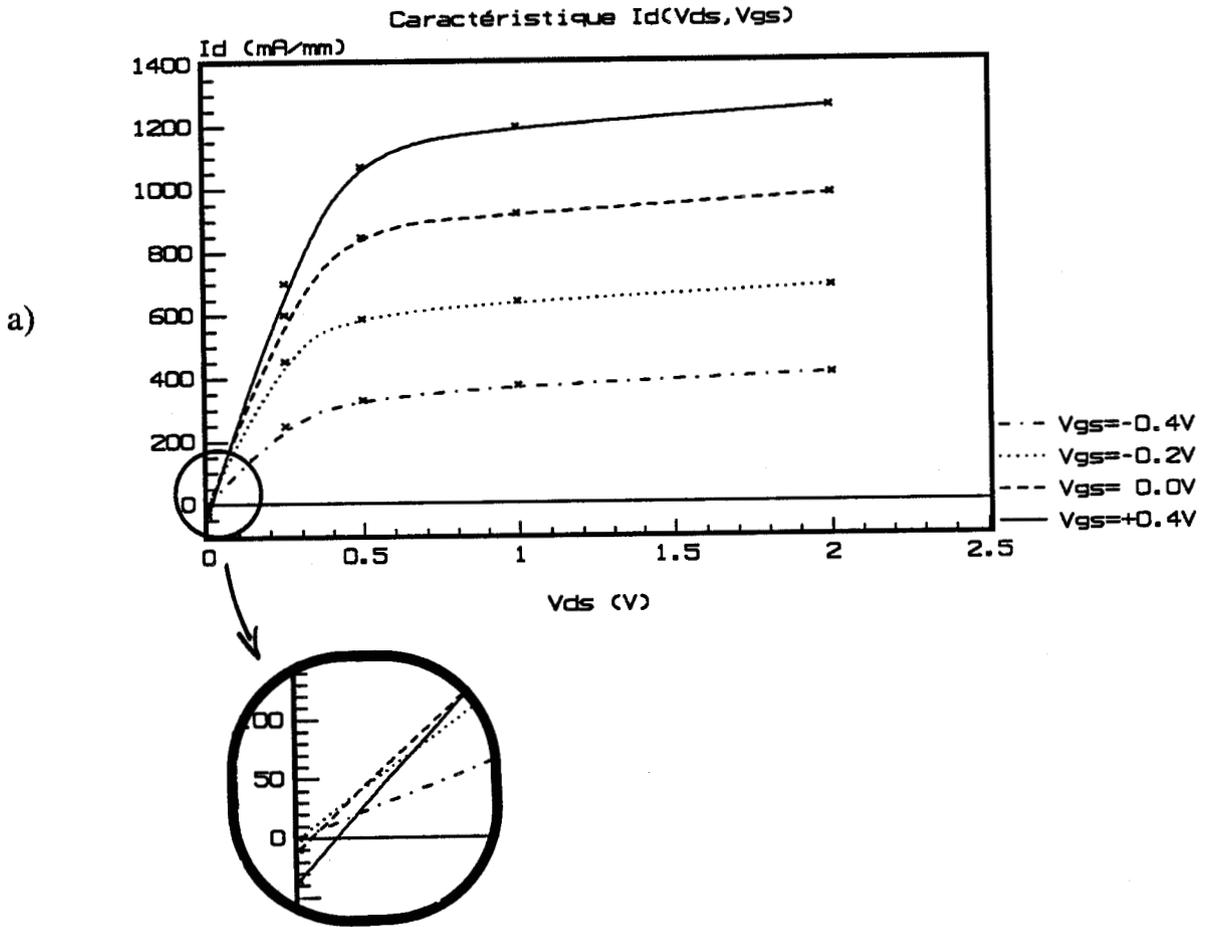


Figure V.12 : Caractéristiques de courant en fonction de V_{ds} .

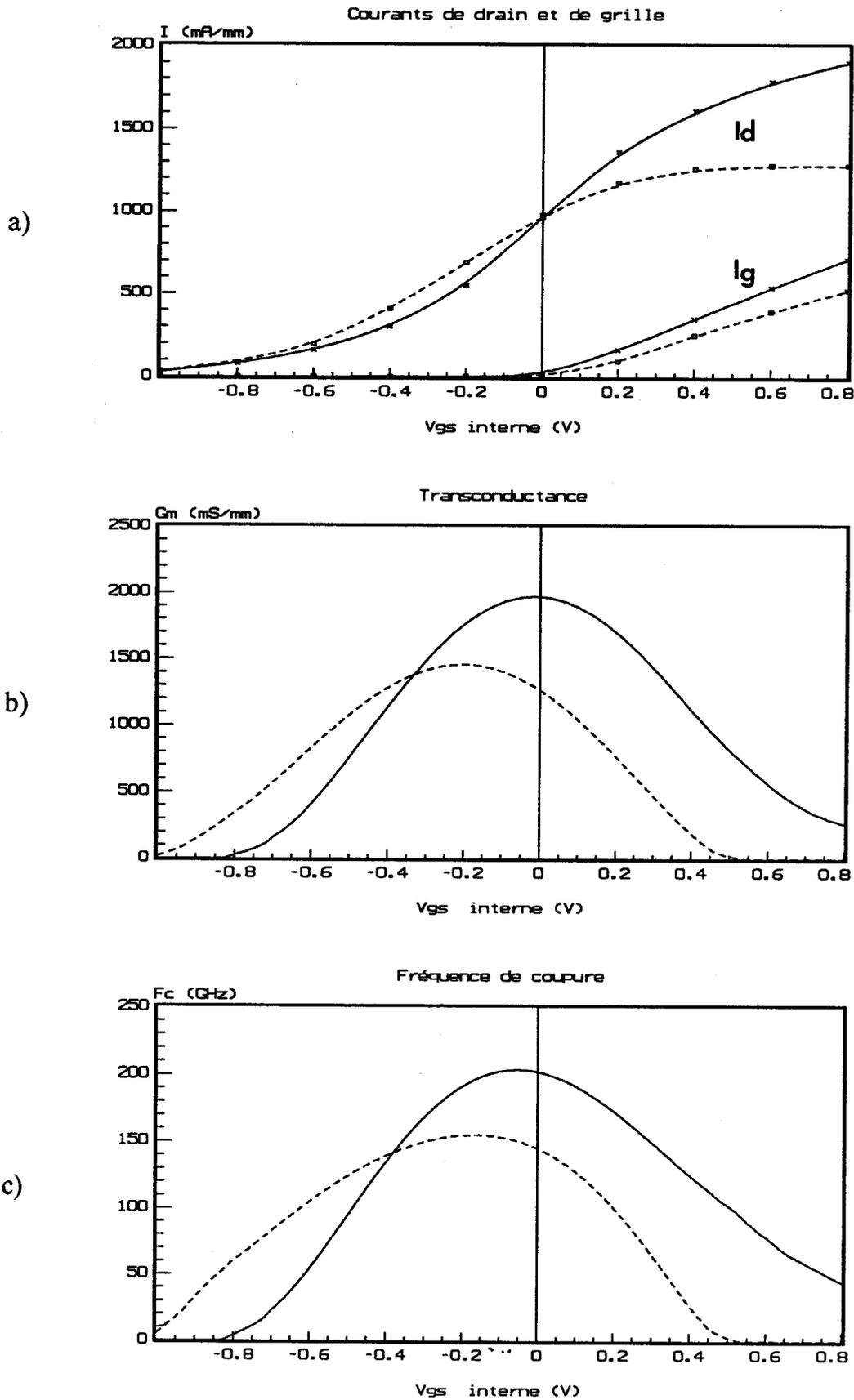


Figure V.13 : Evolution des caractéristiques de sortie à $V_{ds} = 2.0V$.

————— Autoalignée

- - - - Non autoalignée

Pour le courant de drain I_d , nous constatons deux phénomènes importants:

- Pour les tensions V_{gs} négatives, le courant I_d est plus faible dans le cas de la structure autoalignée. Ceci révèle la meilleure efficacité de la commande de grille sur la couche d'accumulation, et se traduit par un pincement plus marqué du transistor et une réduction de la tension de pincement.

- Pour les V_{gs} positifs, la situation s'inverse et I_d devient supérieur pour la structure autoalignée. Ce comportement résulte de l'augmentation des effets de survitesses consécutifs à la réduction de la distance source-drain.

Ainsi, la réduction de la tension de pincement et l'exaltation des effets de survitesses conduisent à l'amélioration de la transconductance dont la valeur maximale passe de 1400mS/mm pour la structure non autoalignée à près de 2000mS/mm pour la structure autoalignée. En conséquence et compte tenu du peu d'influence des zones d'accès sur la capacité C_{gs} , la fréquence de coupure augmente dans un rapport quasi-identique, et atteint une valeur maximale légèrement supérieure à 200GHz.

CONCLUSION

L'étude relativement succincte que nous venons de mener sur les transistors à grille isolée nous a permis de dégager quelques points importants concernant les performances de ces composants et leurs domaines d'utilisation.

- Le MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs caractérisé par l'utilisation de matériaux non intentionnellement dopés permet de remédier aux principaux problèmes liés à l'utilisation de couches dopées (tension de pincement, pièges...). De plus, la faiblesse de son courant de grille et les bonnes performances qu'il démontre, permettent d'envisager son utilisation en logique rapide. Cependant, à cause d'un courant de drain relativement peu élevé, son emploi dans des circuits de puissance semble peu probable.

- Le DMT semble alors être une alternative appréciable pour les circuits de puissance. En effet, l'adjonction d'une couche dopée permet un apport supplémentaire d'électrons à la structure et augmente le courant transporté. En contrepartie, les performances des dispositifs sont légèrement affectées.

- Enfin, le TEGFET inversé qui allie les avantages du MIS-Like-FET et du DMT permet l'obtention d'un courant et de performances élevés. Son utilisation semble donc possible dans un bon nombre de domaines.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

- [1] K. BELLAHSNI
Thèse de Doctorat, Lille (1991).

- [2] T. AGUILA
Thèse de Doctorat, Toulouse (1989).

- [3] F. DANNEVILLE
Thèse de Doctorat, Lille (1991).

- [4] M. WOLNY, T. AGUILA, P. DECONINCK, P. ANDRE
Elect. Lett. Vol.23 n°21 p.1127 (1987).

- [5] P.P. RUDEN et al
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. Vol. ED-36 n°11 p.2371 (1989).

- [6] D. BECHTLE et al
I.E.E.E. Trans. Micr. The. Tech. Vol. 37 n°10 p.1636 (1989).

- [7] Y.K. CHEN et al
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-9 n°1 (1988).

- [8] B. KIM et al
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. Vol. ED-36 n°10 p.2237 (1989).

- [9] P. FELLON
Thèse de Doctorat, Lille (1990).

- [10] M.D. FEUER, D.M. TENNANT, J.M. KUO, S.C. SHUNK, B. TELL,
T.Y. CHANG
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-9 n°2 p.70 (1989).

- [11] J. SPLETTSTÖSSER, H. BENEKING
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. Vol. ED-36 n°4 p.763 (1989).

- [12] J.A. DEL ALAMO, T. MIZUTANI
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-8 n°11 p.534 (1987).
- [13] J.A. DEL ALAMO, T. MIZUTANI
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett. Vol. EDL-10 n°8 p.394 (1989).
- [14] B. BONTE
Thèse de Doctorat, Lille (1990).

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION

Au cours de ce mémoire, une étude théorique et expérimentale des TEGFET et de structures dérivées AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP a été présentée. Grâce à l'utilisation d'une méthode de simulation du type Monte-Carlo, nous avons analysé les mécanismes qui régissent le principe de fonctionnement des transistors, et exposé leurs performances potentielles. Dans la partie expérimentale, nous avons présenté les résultats des différentes caractérisations obtenues sur des composants réalisés au LEP, en ayant pour souci de les comparer aux résultats que nous avons obtenus lors de nos simulations.

L'étude des matériaux AlInAs et GaInAs en volume nous a permis de montrer que ceux-ci présentent des propriétés de transport (vitesse, mobilité...) particulièrement intéressantes pour la réalisation de transistors, et que la confrontation de nos résultats de simulation avec ceux de la littérature et de l'expérimentation est très satisfaisante. L'étude des coefficients de diffusion a permis, d'une part d'en donner une première détermination, et d'autre part de mieux cerner les mécanismes essentiels intervenant dans le phénomène de diffusion. Avant de passer à une modélisation plus complète des transistors, l'emploi d'un modèle unidimensionnel a contribué à préciser l'influence des principaux paramètres de l'épitaxie sur la valeur de la quantité de charges transférées à l'interface et sur son contrôle par la grille, en vue de dégager les premières directives d'optimisation.

Nous avons alors entrepris une simulation complète du composant en utilisant la méthode de Monte-Carlo couplée à une résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Dans une première étape, nous avons mis en évidence la supériorité du TEGFET AlInAs/GaInAs par rapport à son homologue GaAlAs/GaAs. Puis au travers de structures proches des réalisations actuelles, nous avons analysé les différents mécanismes physiques internes aux composants qui conditionnent leurs performances intrinsèques.

L'étude des principaux paramètres technologiques et de l'épitaxie nous a permis de montrer les différentes tendances en vue d'optimiser le fonctionnement des transistors. D'une part, l'amélioration de la transconductance implique l'utilisation d'une couche AlInAs mince, fortement dopée et une géométrie de recess appropriée, afin d'éviter les courants parasites de grille ou de type MESFET. D'autre part,

l'obtention de fréquences de fonctionnement élevées nécessite une réduction de la longueur de grille, afin de minimiser la capacité grille-source. Enfin, la diminution de la conductance de sortie et l'augmentation du gain statique reposent sur l'utilisation d'une hétérojonction arrière relativement proche de l'interface principale, ce qui permet de réduire l'injection de porteurs vers le substrat et d'améliorer le confinement des porteurs. Nous avons ainsi montré que ces différentes conditions permettent d'obtenir des transistors dont les performances sont remarquables ($G_m > 1500\text{mS/mm}$, $F_c > 200\text{GHz}$, $G_d < 10\text{mS/mm}$).

Afin de valider les résultats obtenus grâce à notre modèle, nous avons effectué une étude expérimentale de transistors AlInAs/GaInAs/InP réalisés au LEP. Ce travail au cours duquel nous avons présenté les résultats des diverses caractérisations, nous a permis de confirmer les conclusions de notre étude théorique, à savoir la nécessité de réaliser des composants largement submicroniques et constitués d'une couche de matériau à grand gap fortement dopée. Ainsi, les meilleurs transistors caractérisés présentent des transconductances proches de 1000mS/mm et des fréquences de coupure voisines de 120GHz . Ces résultats sont tout à fait comparables à la théorie, compte tenu des phénomènes que nous avons négligés dans notre modèle (capacités parasites, dégénérescence...). Enfin, les performances des composants utilisant un plan de dopage de forte densité semblent très prometteuses ($G_m \approx 1100\text{mS/mm}$).

Dans la dernière partie de ce mémoire, une étude prospective de nouvelles structures directement dérivées du TEGFET AlInAs/GaInAs a été présentée. Nous en avons montré les avantages par rapport à la structure classique, et essayé de trouver, à chaque fois, une parade aux inconvénients que présentent ces composants. Ainsi, après avoir étudié succinctement le MIS-Like-FET et le DMT, nous avons montré que le TEGFET inversé, en particulier la structure autoalignée, semblait être une solution de choix de par ses performances tout à fait impressionnantes ($G_m \approx 2000\text{mS/mm}$, $F_c \approx 200\text{GHz}$).

ANNEXE

ANNEXE

METHODE DE DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL

1- GENERALITES

Cette méthode mise au point dans notre laboratoire par A. CAPPY [1] et G. DAMBRINE [2] permet une détermination directe et précise de l'ensemble des éléments du schéma équivalent petit signal par mesure des paramètres de la matrice de répartition $[S_{ij}]$ d'un transistor.

Le schéma équivalent qui est présenté sur la figure A.1, peut être scindé en deux parties distinctes qui sont d'une part, les éléments extrinsèques ($R_g, R_s, R_d, L_g, L_s, L_d, C_{pg}, C_{pd}$), et d'autre part les éléments intrinsèques propres au composant ($G_m, C_{gs}, C_{gd}, G_d, R_i, \tau, C_{ds}$).

La méthode s'effectue donc en deux étapes :

- La détermination des éléments parasites extrinsèques.
- La détermination des éléments intrinsèques.

2- DETERMINATION DES ELEMENTS PARASITES [1]

Comme nous pouvons le voir sur la figure A.1, les éléments extrinsèques sont de deux types : les éléments série et les éléments parallèles. Il est donc nécessaire de déterminer ces éléments séparément par une première mesure pour laquelle la grille est polarisée en direct ($I_g > 0$), et une seconde mesure où le transistor est totalement pincé ($V_{gs} < V_p$). Dans les deux cas, la tension drain-source V_{ds} est nulle.

21- Détermination des éléments série

La méthode de détermination des éléments série consiste à court-circuiter la réactance C_{gw} du transistor par la résistance dynamique de la jonction Schottky, lorsque la densité de courant de grille devient suffisamment importante. Dans ce cas, les éléments parasites série deviennent prédominants et les paramètres de la matrice impédance $[Z_{ij}]$ du transistor peuvent s'écrire :

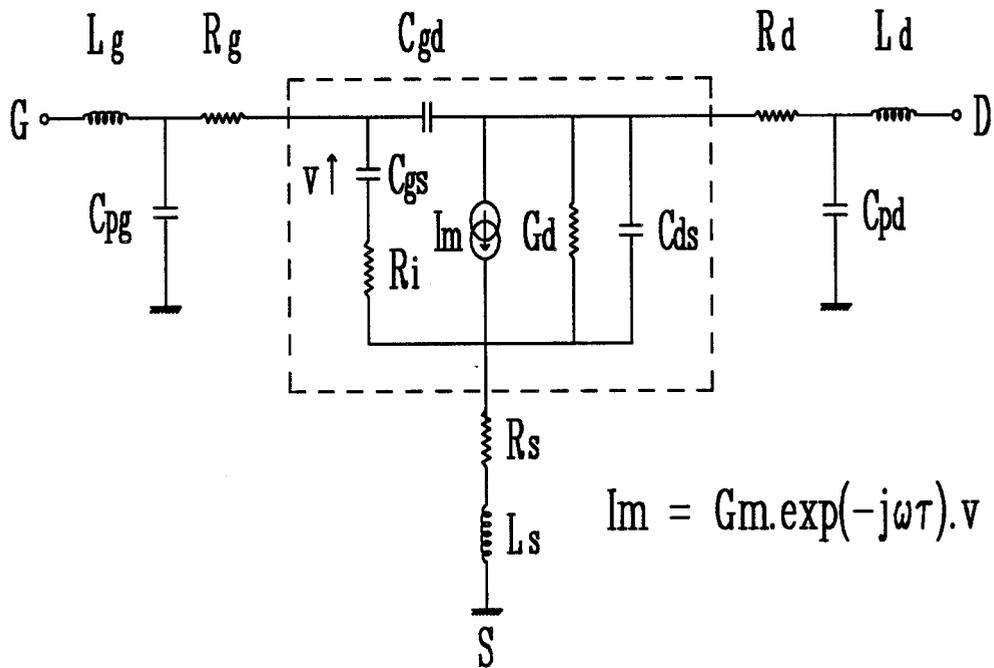


Figure A.1 : Schéma équivalent petit signal d'un transistor à effet de champ.

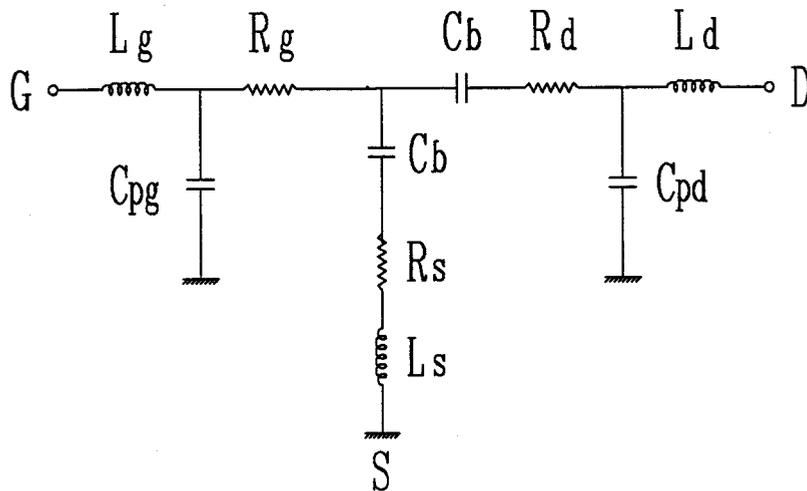


Figure A.2 : Schéma équivalent d'un transistor en régime de désertion.

$$(A-1) \quad \begin{cases} Z_{11} = R_s + R_g + \frac{R_c}{3} + \frac{nkT}{qI_g} + j\omega \cdot (L_g + L_s) \\ Z_{12} = Z_{21} = R_s + \frac{R_c}{2} + j\omega \cdot L_s \\ Z_{22} = R_s + R_d + R_c + j\omega \cdot (L_s + L_d) \end{cases}$$

Il est alors possible d'extraire les inductances L_s , L_g et L_d respectivement de $\text{Im}(Z_{12})$, $\text{Im}(Z_{11})$ et $\text{Im}(Z_{22})$.

Si on trace la partie réelle de Z_{11} en fonction $1/I_g$, l'ordonnée à l'origine de cette droite nous permet de déduire la somme $R_s + R_g + R_c/3$. Les parties réelles de $[Z_{ij}]$ nous donne alors accès à un système de trois équations à quatre inconnues qui ne nous permet cependant pas de déterminer séparément R_s , R_d et R_g . Il est donc nécessaire d'introduire une équation supplémentaire venant :

- de la caractérisation statique ($R_s + R_d$, $R_s - R_d$, R_s , R_d),
- du calcul de la résistance du canal, si les paramètres de ce dernier sont connus :

$$(A-2) \quad R_c = \frac{L_g}{q \cdot N_d \cdot \mu_o \cdot a \cdot W}$$

- de la détermination préalable de la résistance de métallisation de grille :

$$(A-3) \quad R_g = \frac{R_m}{3n^2}$$

n : nombre de doigts de grille.

22- Détermination des éléments parallèles

Les éléments parallèles sont des capacités parasites (C_{pd} , C_{pg} , C_b) dues aux effets de bord des plots de grille et de drain et à l'extension latérale de la zone désertée. Elles sont déterminées à tension V_{ds} nulle, en désertant totalement la zone active sous la grille ($V_{gs} < V_p$), ce qui permet d'annuler la conductance du canal, ainsi que la capacité intrinsèque C_g du transistor.

Dans ces conditions de polarisation, le schéma équivalent du transistor est présenté sur la figure A.2. Les parties imaginaires des paramètres de la matrice admittance $[Y_{ij}]$ peuvent alors s'écrire de la façon suivante :

$$(A-4) \quad \begin{cases} \text{Im}[Y_{11}] = j\omega \cdot (C_{pg} + 2C_b) \\ \text{Im}[Y_{12}] = -j\omega \cdot C_b \\ \text{Im}[Y_{22}] = j\omega \cdot (C_{pd} + C_b) \end{cases}$$

dont nous pouvons déduire C_b , C_{pg} et C_{pd} de $\text{Im}(Y_{12})$, $\text{Im}(Y_{11})$ et $\text{Im}(Y_{22})$ respectivement.

3- DETERMINATION DES ELEMENTS INTRINSEQUES [2]

De par sa topologie en π , le schéma équivalent intrinsèque du transistor peut facilement se décrire par sa matrice admittance $[Y_{ij}]$ de la façon suivante :

$$(A-5) \quad \begin{cases} Y_{11} = \frac{R_1 \cdot C_{gs}^2 \omega^2}{D} + j\omega \cdot \left(\frac{C_{gs}}{D} + C_{gd} \right) \\ Y_{12} = -j\omega \cdot C_{gd} \\ Y_{21} = \frac{G_m \cdot \exp(-j\omega\tau)}{1 + j\omega \cdot R_1 \cdot C_{gs}} - j\omega \cdot C_{gd} \\ Y_{22} = G_d + j\omega \cdot (C_{ds} + C_{gd}) \end{cases}$$

$$\text{avec } D = 1 + R_1^2 \cdot C_{gs}^2 \cdot \omega^2$$

Pour des tensions V_{ds} et V_{gs} fixées, la mesure des paramètres $[S_{ij}]$ du transistor permet d'avoir accès à la matrice impédance extrinsèque $[Z_{ij}]$ du composant par simples calculs matriciels. Il est alors possible de "soustraire" les éléments d'accès préalablement déterminés, et obtenir ainsi la matrice impédance du transistor intrinsèque. L'inversion de cette matrice donne alors les éléments de la matrice admittance $[Y_{ij}]$ de la partie intrinsèque, correspondant au système d'équations (A-5).

Ces calculs matriciels étant effectués pour chaque point de fréquence, une simple régression linéaire sur toutes les fréquences de mesure conduit aux valeurs des différents éléments du schéma équivalent intrinsèque, de la manière suivante :

- Cgd à partir de Y_{12} ,
- Cgs, Ri à partir de Y_{11} ,
- Gm, τ à partir de Y_{21} ,
- Gd, Cds à partir de Y_{22} .

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE

- [1] A. CAPPY.
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille (1986).

- [2] G. DAMBRINE
Thèse de Doctorat de l'Université, Lille (1989).



RESUME

Ce travail présente une étude théorique et expérimentale des transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP. L'analyse théorique est basée sur une simulation de type Monte-Carlo, qui permet de contribuer à une meilleure compréhension des mécanismes de fonctionnement de ces composants, et de prédire leurs performances. Ces résultats sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus sur des transistors réalisés au LEP (Laboratoire d'Electronique Philips). Ce travail se décompose en cinq parties essentielles.

Dans le premier chapitre, après avoir rappelé le principe de fonctionnement du TEGFET, nous présentons les éléments nécessaires à la mise en oeuvre de la méthode de simulation, en explicitant les approximations qu'elle comporte.

Le second chapitre est consacré à la détermination des propriétés de transport et des coefficients de diffusion des matériaux AlInAs et GaInAs, ainsi qu'à l'étude des potentialités de l'hétérojonction associée.

Une étude théorique exhaustive des TEGFET AlInAs/GaInAs/InP est effectuée dans le troisième chapitre. Les mécanismes physiques régissant le fonctionnement des composants y sont analysés et les performances électriques des divers transistors simulés sont exposées, afin de dégager des directives d'optimisation.

Dans le quatrième chapitre, nous effectuons une étude expérimentale des transistors AlInAs/GaInAs/InP où les résultats des caractérisations statiques, basses fréquences et hyperfréquences sont présentés et comparés qualitativement à ceux issus de la simulation.

Enfin, le cinquième chapitre consiste en une étude prospective des transistors à effet de champ à grille isolée, utilisant les matériaux AlInAs et GaInAs.

MOTS CLES : MODELISATION
 TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP
 HETEROJONCTION
 METHODE DE MONTE-CARLO
 AlInAs/GaInAs/InP
 TRANSPORT ELECTRONIQUE