

50376
1993
105

50376
1993
105

N° d'ordre : 1085

^ T THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Jocelyn ALAMKAN

ETUDE THEORIQUE DES COUCHES ACTIVES
AlGaAs/InGaAs/GaAs
A L'AIDE D'UN MODELE DE RESOLUTION AUTO-COHERENTE
DES
EQUATIONS DE SCHRODINGER ET DE POISSON



Soutenue le 18 Février 1993 devant la commission d'examen

Membres du jury :	Mr R. FAUQUEMBERGUE	Président
	Mr A. CAPPY	Directeur de thèse
	Mr J. ZIMMERMANN	Rapporteur
	Mr R. CARIN	Rapporteur
	Mr D. LIPPENS	Examineur
	Mr D. STIEVENARD	Examineur

A

Marie-Erneste

Stéphane

et

Virginie

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (CHS-IEMN) où Monsieur le Professeur G. SALMER, Directeur du laboratoire a bien voulu m'accueillir. Je tiens à remercier tout particulièrement le Professeur A. CAPPY pour m'avoir conseillé durant cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur R. FAUQUEMBERGUE de s'être intéressé à ce travail et d'avoir accepté de présider le jury.

Je remercie Monsieur le Professeur R. CARIN et Monsieur J. ZIMMERMANN Directeur de recherche au CNRS, d'avoir bien voulu juger ce travail en acceptant d'en être les rapporteurs.

Je remercie Monsieur D. LIPPENS Directeur de recherche au CNRS et Monsieur D. STIEVENARD (IEMN, ISEN) d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Je remercie également toutes les personnes qui m'ont aidé durant ce travail. J'ai une pensée particulière pour la sympathique équipe dirigée par Monsieur Alain Cappy, et pour mon collègue J.L. QUEVA à propos de nos fructueuses discussions.

Enfin, je suis reconnaissant à Madame DERUDDER d'avoir assuré la frappe de ce mémoire (réalisé au CITI, avec le logiciel Frame Maker) et remercie Monsieur J.P. DEHORTER pour la reproduction de ce dernier.

Table des matières

Table des matières	i
Introduction générale	1
Chapitre 1	
Description physique du puits quantique contraint	4
1.1 Propriétés physiques des alliages ternaires III-V	4
1.1.1 La structure en volume	5
1.1.1.1 Le matériau en volume	5
1.1.1.2 Les paramètres de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	5
1.1.1.3 Les paramètres de la couche $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	6
1.1.1.4 Les discontinuités de bandes entre $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	13
1.2 Modélisation de l'hétérojonction $\text{GaAlAs}/\text{GaInAs}/\text{GaAlAs}$	14
1.2.1 Equation de Schrödinger pour un électron	15
1.2.1.1 Hamiltonien du système	15
1.2.1.2 Approximation de la fonction enveloppe	15
1.2.1.3 Relations de continuité	19
1.2.1.4 Conditions aux limites	20
1.2.2 Equations décrivant la couche active	20
1.2.2.1 Equation de Schrödinger	20
1.2.2.2 Potentiel de corrélation et d'échange	22
1.2.2.3 Potentiel électrostatique	22
1.2.3 Méthode de résolution des équations	26
1.2.3.1 Calcul des fonctions et valeurs propres	26
1.2.3.2 Résolution de l'équation de Poisson	27
1.2.3.3 Méthode de résolution numérique	31
Chapitre 2	
Etude de la charge accumulée dans le canal à l'équilibre thermodynamique	34
2.1 Méthode de calcul	34
2.1.1 Détermination du niveau de Fermi E_F	34
2.1.2 Niveaux d'énergie et fonctions d'onde	35
2.2 Etude de la structure $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ dopée en volume	36
2.2.1 Influence des taux d'aluminium et d'indium sur la charge accumulée	36
2.2.2 Influence de la largeur du puits	37
2.2.3 Influence du taux de dopage	38
2.2.4 Influence des niveaux d'impuretés	39
2.2.5 Comparaison avec l'expérience	40
2.3 Etude des structures à dopage plan	41
2.3.1 Diffusion des impuretés dans un plan dopé	42

2.3.2	Les niveaux d'impuretés	43
2.3.3	Influence du taux de dopage N2D du plan.....	44
2.3.4	Influence de la largeur ZP du «spacer».....	44
2.3.5	Structures à deux plans dopés	45
Chapitre 3		
Structures PM-HEMT commandées par un contact Schottky		48
3.1	Méthode de calcul.....	48
3.1.1	Le niveau de Fermi.....	48
3.1.2	Calcul des capacités	49
3.2	Etude de la commande de charge	50
3.2.1	Cas du dopage volumique	50
3.2.1.1	Variations des différentes capacités en fonction de V_g	50
3.2.1.2	Influences de la largeur du canal et de la composition d'alliage	51
3.2.1.3	Influence de la température.....	52
3.2.1.4	Conclusion.....	52
3.2.2	Structures à dopage plan	53
3.2.2.1	Allures générales de la commande de charge et des capacités	53
3.2.2.2	Comparaison de la commande de charge et des capacités de deux structures dopées en volume et plan ⁵⁴	
3.2.2.3	Influence de la présence d'un deuxième plan dopé	55
3.2.3	Comparaison théorie-expérience.....	56
3.2.3.1	Cas d'une couche dopée en volume.....	56
3.2.3.2	Cas d'une couche à dopage plan.....	57
3.2.4	Conclusion.....	57
3.3	Modélisation quasi-analytique des structures PM-HEMT.....	58
3.3.1	Modélisation des niveaux d'énergie.....	58
3.3.1.1	Approximation analytique de l'énergie potentielle.....	58
3.3.1.2	Calcul des états quantiques du puits.....	59
3.3.1.3	Calcul du niveau de Fermi	62
3.3.1.4	Le profil de bande dans la couche dopée	63
3.3.2	Applications du modèle simplifié	65
3.3.2.1	Calcul de la commande de charge et des capacités.....	65
3.3.2.2	Calcul de la charge accumulée dans le canal à l'équilibre.....	65
3.3.2.3	Efficacité de commande.....	69
Chapitre 4		
Interprétation de spectres de photoluminescence		74
4.1	Méthode de calcul des énergies de transition.....	74
4.1.1	Effet de la contrainte sur la bande de valence de InGaAs.....	74
4.1.2	Calcul des états quantiques des trous	75
4.1.3	Probabilité de transition	76
4.2	Comparaison avec l'expérience.....	78
4.2.1	Cas de structures dopées à l'équilibre	78
4.2.2	Cas de structures non intentionnellement dopées	81

4.2.3 Conclusion.....	81
Conclusion générale	83
Annexe A	86
Bibliographie	i

Introduction générale

Le développement des télécommunications et, de façon plus générale, des domaines liés au traitement de l'information, a nécessité l'utilisation de circuits intégrés offrant de hautes performances dans le domaine des microondes et des ondes millimétriques. Les composants actifs à la base de ces circuits doivent donc présenter de bonnes qualités d'amplification ou de commutation, telles qu'un grand gain, faible facteur de bruit, un temps de commutation de plus en plus faible pour les traitements numériques. La masse effective élevée des électrons ($m^*/m_0=0,98$) et leur faible mobilité ($1500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) dans le silicium limitent les possibilités de ce matériau dans le domaine de l'amplification en microondes et ondes millimétriques. Il s'est avéré nécessaire d'introduire de nouveaux matériaux présentant, entre autres, une meilleure mobilité électronique que le silicium. Les alliages binaires tels que GaAs, ou ternaires comme InGaAs ont l'avantage de présenter une forte mobilité pour les électrons. En effet, les électrons ont, à température ambiante, une mobilité de $8500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ dans GaAs et dans InGaAs une mobilité pouvant varier de 8500 à plus de $12000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ suivant le taux d'indium. Ces données montrent tout l'intérêt de ces matériaux pour la réalisation de transistors à effet de champ pour les applications dans le domaine des hautes fréquences.

En 1978 R.Dingle et al montraient que la mobilité des électrons libres est très élevée dans un super réseau constitué de couches AlGaAs dopées alternées avec des couches de GaAs non dopées. Ainsi en dopant la couche de plus grand gap (AlGaAs), les électrons libérés par les impuretés s'accumulent dans les puits constitués de GaAs non dopé. La séparation spatiale des porteurs libres et des impuretés ionisées permet donc de réduire l'effet de la diffusion coulombienne sur la mobilité des électrons, d'où un important progrès par rapport au transistor conventionnel MESFET GaAs.

Les transistors à hétérojonctions furent d'abord réalisés à l'aide de matériaux adaptés en maille tels que AlGaAs et GaAs. Dans de telles structures, les porteurs s'accumulent dans le puits triangulaire qui se forme à l'hétérojonction, avec une densité d'environ $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ à $7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$. Cette densité peut être augmentée en utilisant une structure trois couches où le

puits quantique est constitué du matériau de plus faible gap et en augmentant les discontinuités entre les bandes de conduction. Le ternaire InGaAs offre de bonnes propriétés en ce sens, mais possède un paramètre de maille plus important que celui de GaAs et qui peut évoluer suivant le taux d'indium. L'amélioration des techniques de croissance telle que l'épitaxie par jets moléculaires, a permis de réaliser des hétérojonctions InGaAs/GaAs de bonne qualité, c'est à dire sans dislocations. Ainsi en faisant croître une couche de InGaAs sur un substrat GaAs et une couche de AlGaAs dopée sur InGaAs, nous obtenons une couche active où le canal InGaAs est contraint. Nous désignerons les transistors qui possèdent une telle couche active par le sigle de PM-HEMT (Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor). Les mesures effectuées sur de tels composants ont montré que la charge accumulée dans le canal est nettement supérieure 10^{16} m^{-2} et peut varier dans de larges proportions entre 1.210^{16} et $2.910^{16} \text{ m}^{-2}$ [50,51,52].

L'objectif de ce travail est de modéliser les couches actives des transistors PM-HEMT. En effet, lorsque des électrons libres s'accumulent dans le canal ils se répartissent sur des niveaux discrets d'énergie résultant de la quantification de leur mouvement dans la direction de croissance de la couche active. Il se forme alors un gaz bidimensionnel d'électrons dans le canal. Notre travail consiste alors à modéliser le comportement de ce gaz lorsqu'il est à l'équilibre thermodynamique ou soumis à un potentiel électrique résultant de la polarisation de la grille Schottky ou lorsqu'il est soumis à un rayonnement électromagnétique. Ce travail sera divisé en quatre chapitres:

- Après avoir rappelé les propriétés physiques des alliages ternaires comme InGaAs et AlGaAs, le premier chapitre présentera le cadre théorique général dans lequel s'effectue notre modélisation. Nous utiliserons l'hamiltonien à un électron dans l'approximation de Hartree et le modèle de la fonction enveloppe. Nous formulerons dans cette partie les équations qui nous permettront de calculer la structure de bande de la couche active, la charge accumulée dans le canal à l'équilibre, la commande de charge et les capacités lorsque la grille est polarisée.
 - Dans le chapitre II, nous nous intéresserons plus particulièrement à la charge transférée dans le canal à l'équilibre thermodynamique. Cette grandeur jouant un rôle important dans le futur composant, nous étudierons l'influence de différents paramètres sur sa valeur. Nous distinguerons à cette occasion les couches actives à dopage volumique des couches actives à dopage plan afin de comparer leurs potentialités.
-

-
- Au chapitre III nous étudierons la commande de charge et la capacité du gaz bidimensionnel d'électrons, et la capacité totale de la couche active. Nous nous intéresserons à l'influence de différents paramètres tels que :

- les taux d'alliage
- la largeur du canal
- le taux de dopage
- la température, etc....,

sur ces grandeurs. Nous proposerons à cette occasion un modèle plus simple, permettant d'accéder plus rapidement aux grandeurs caractéristiques de la couche active et s'inspirant des résultats obtenus à partir d'un modèle plus rigoureux.

- Enfin au chapitre IV, nous utiliserons notre modèle pour interpréter des spectres de photoluminescence et comparer nos calculs des niveaux d'énergie avec l'expérience. Dans la mesure où la position et la largeur des pics de photoluminescence dépendent essentiellement des discontinuités de bandes, de la largeur du canal et de la densité totale d'électrons libres qui s'y sont accumulés, en construisant un modèle pouvant interpréter ces spectres nous aurons en même temps un outil qui servira d'aide au suivi de la technologie de croissance et à la caractérisation des couches.
-

Chapitre 1

Description physique du puits quantique contraint

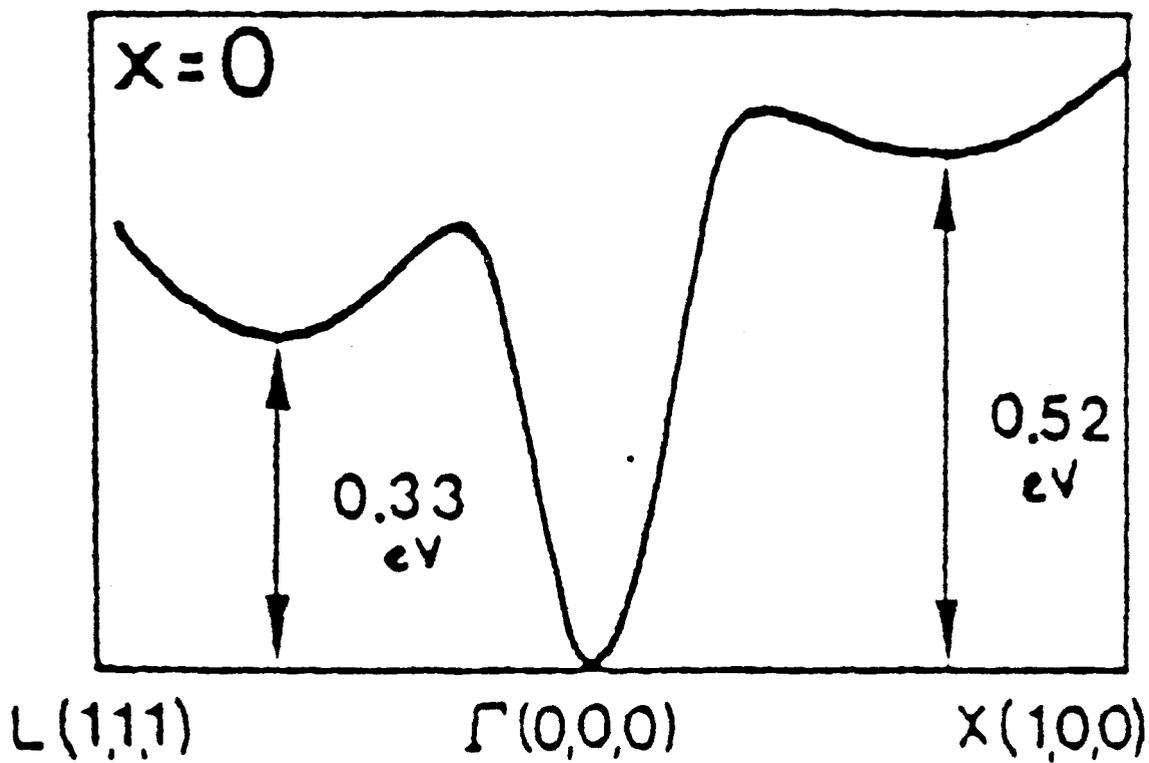
1.1 Propriétés physiques des alliages ternaires III-V

Introduction

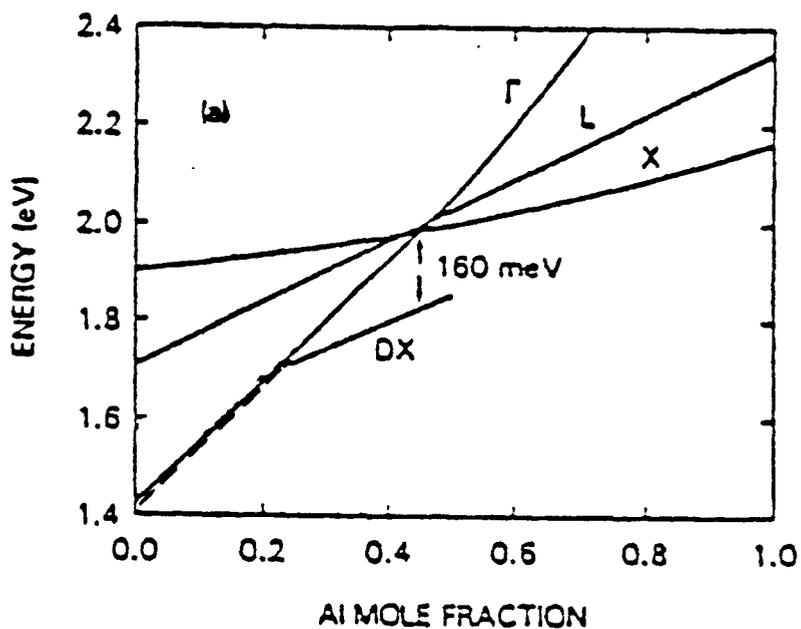
L'amélioration des performances des transistors conventionnels au silicium (bruit, gain, temps de commutation, etc.), a conduit à rechercher de nouveaux matériaux à gap direct et présentant une meilleure mobilité pour les porteurs. Ainsi furent introduits les alliages binaires III-V. L'arséniure de gallium AsGa, constitué d'un élément pentavalent As et d'un élément trivalent Ga, entre dans cette catégorie de semiconducteurs.

L'étude de sa structure montre que les deux éléments occupent deux réseaux cristallins cubiques à faces centrées décalées l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale du cube. Les propriétés d'un tel matériau peuvent être modifiées en substituant une fraction des atomes de gallium par des atomes d'un autre élément du groupe III tels que l'aluminium ou l'indium. Nous obtenons ainsi un alliage ternaire dont la formule statistique est AB_xC_{1-x} où A est l'élément pentavalent, B et C les deux éléments trivalents et x la composition.

La distribution aléatoire des éléments B et C supprime la périodicité spatiale de la structure du matériau. En introduisant un potentiel moyen $V = VA + xVB + (1-x)VC$ dans l'approximation du cristal virtuel [3], la périodicité se trouve rétablie. Ainsi la structure de bande, le gap, la masse effective des porteurs, etc., dépendent de la composition x et des éléments B et C utilisés.



Structure de bande de GaAs
Figure I-1



Evolution des vallées Γ , L et X en fonction du taux d'aluminium
Position du niveaux DX

Figure I-2

1.1.1 La structure en volume

1.1.1.1 Le matériau en volume

La bande de conduction des matériaux de type III-V présente des minima au centre de la première zone de Brillouin et dans les directions [010] et [111] proches des points X et L. La position du point de plus basse énergie de la bande de conduction évolue avec la composition d'alliage x et avec la nature des éléments III utilisés. Ainsi, le ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a un minimum au point Γ , centre de la première zone de Brillouin, pour $x < 0,45$ et dans la direction [001] pour $x > 0,45$, tandis que $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ garde un minimum au point (Γ) quelle que soit la composition.

La bande de valence se compose d'une bande de trous lourds, d'une bande de trous légers présentant une dégénérescence au point (Γ) et d'une bande «Split-Off» séparée des précédentes d'une quantité Δ au centre de la zone de Brillouin. Le maximum de chacune de ces trois bandes est situé au point (Γ) en $k = 0$.

Le but de ce travail étant la modélisation de la couche active du transistor, seuls les états proches du minimum de la bande de conduction et du maximum de la bande de valence joueront un rôle significatif. D'autre part, nous nous limitons à des matériaux et à des compositions d'alliage pour lesquels les extréma des bandes sont au point (Γ). Ainsi la dépendance du gap E_g et des masses effectives avec la composition d'alliage x , est importante pour la modélisation.

1.1.1.2 Les paramètres de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

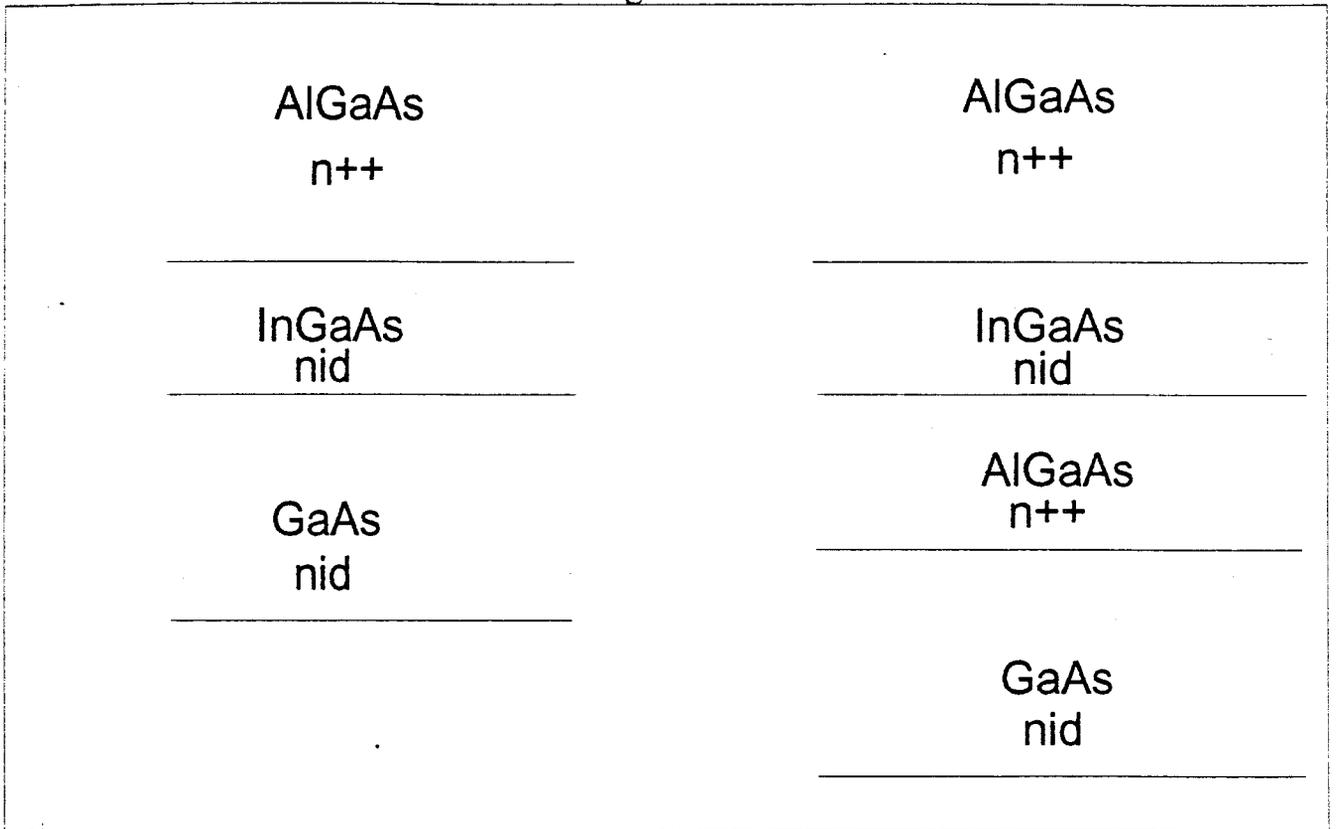
1.1.1.2.1 Le gap

La figure I-2 présente l'évolution des minima des vallées (Γ), (L) et (X) en fonction de la composition. Nous nous limitons, dans ce travail, aux compositions correspondant à un gap direct, c'est-à-dire pour $x < 0,45$. La valeur approchée du gap pour la composition x est obtenue à l'aide d'une formule d'interpolation du type :

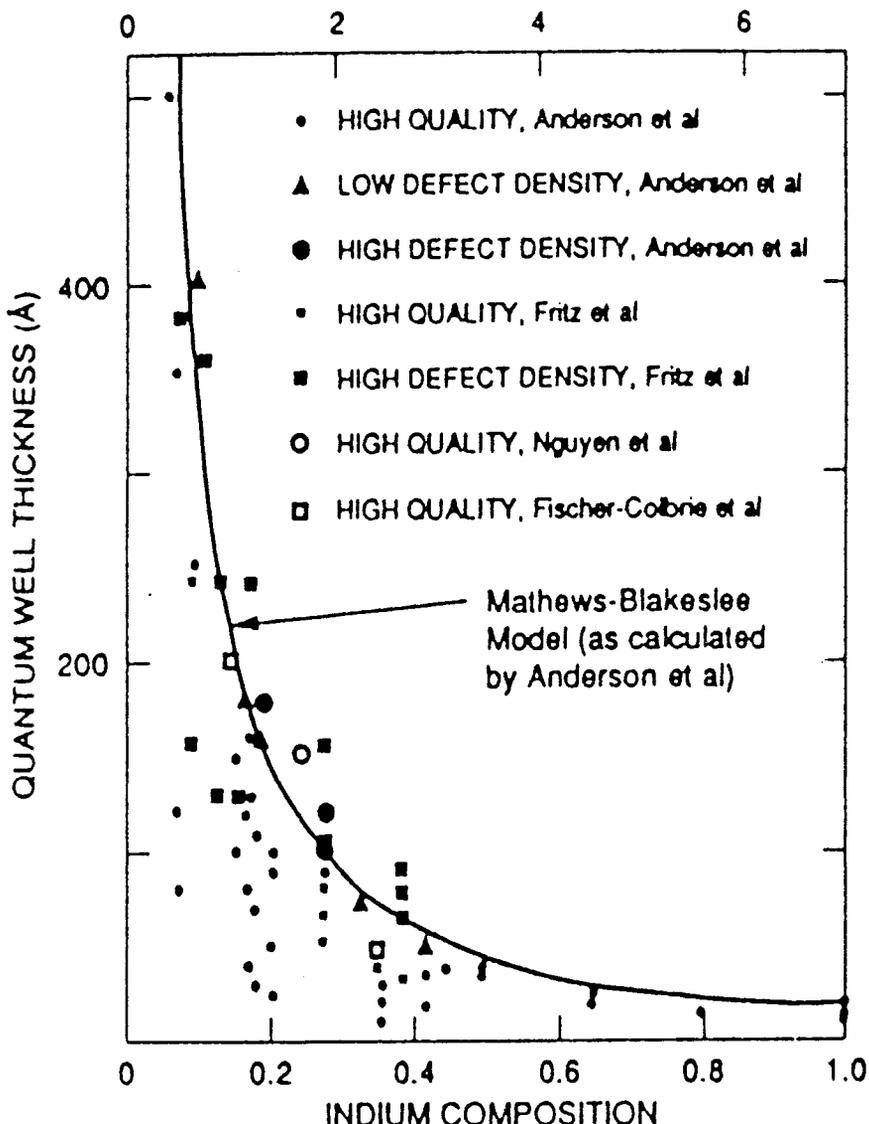
$$E_g(x) = a + bx + cx^2 \quad (1.1)$$

Les deux types de couches actives envisagées

Figure I-3



Evolution de l'épaisseur critique en fonction du taux d'indium [47]
Figure I-4



Les coefficients a , b et c sont ici fonction de la température T . Pour déterminer leurs expressions, nous utilisons l'interpolation linéaire $\frac{dE_g}{dT} = -3,95 - 1,15x$ (eV.K⁻¹) [9] et la formule $E_g(x) = 1,42 + 1,087x + 0,438x^2$ (eV) [10] donnant le gap à 300 K. Nous déduisons alors :

$$a = 1,5385 - 3,95 \cdot 10^{-4} T \quad (\text{eV})$$

$$b = 1,1215 - 1,15 \cdot 10^{-4} T \quad (\text{eV})$$

$$c = 0,438$$

1.1.1.2.2 Les masses effectives

Nous utilisons des masses effectives isotropes pour les électrons et les trous dont les valeurs sont d'après [9] :

$$m/m_0 = 0,067 + 0,083x \text{ (pour les électrons)}$$

$$m_l/m_0 = 0,087 + 0,063x \text{ (pour les trous légers)}$$

$$m_h/m_0 = 0,62 + 0,14x \text{ (pour les trous lourds)}$$

1.1.1.2.3 La constante diélectrique statique

D'après l'interpolation linéaire de [9], nous avons :

$$\epsilon/\epsilon_0 = 13,18 - 3,12x \quad (1.2)$$

1.1.1.3 Les paramètres de la couche In_xGa_{1-x}As

Dans ce travail, nous envisageons deux structures de la couche active. Ces deux structures sont représentées sur la figure I-3. La croissance de la couche de InGaAs est réalisée soit sur le substrat GaAs, soit sur une couche de AlGaAs en accord sur GaAs. Le paramètre de maille de InGaAs étant supérieur à celui du substrat GaAs, la couche de InGaAs sera le siège de contraintes qui modifieront sa structure de bande.

Par interpolation linéaire le paramètre de maille de la couche $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ est :

$$a(x) = 5,6533 + 0,405x \text{ (\AA)}$$

L'expression du désaccord relatif entre la maille de $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ et celle de GaAs est alors :

$$\varepsilon_R = \frac{a(x) - a(0)}{a(x)} = \frac{0,405x}{5,6533 + 0,405x} \quad (1.3)$$

Ce désaccord étant une fonction de la composition, les déformations du réseau de InGaAs en dépendront aussi. Par conséquent, pour obtenir une couche de InGaAs de bonne qualité, il ne faudra pas dépasser l'épaisseur critique correspondant à la composition souhaitée.

1.1.1.3.1 Epaisseur critique de la couche de InGaAs

Cette couche subit une compression biaxiale dans le plan de croissance et une extension dans la direction de croissance [100]. La relaxation des contraintes se fait dans les limites de l'élasticité si l'épaisseur l de la couche de InGaAs ne dépasse pas une certaine valeur critique l_c . La détermination de cette épaisseur critique a fait l'objet de plusieurs études théoriques ou expérimentales. Nous citons ici le modèle de Matthews et al [11] [12][13] ; les mesures réalisées par Fritz et al [14][15] et Price [16]. D'une façon générale les hypothèses du modèle, les conditions de croissance et les méthodes de mesures, lorsqu'elles sont différentes conduisent à des écarts importants entre les résultats. A titre d'exemple, pour une couche de $\text{In}_{0,2} \text{Ga}_{0,8} \text{As}$ sur GaAs, le modèle de Matthews conduit à $l_c \cong 150 \text{ \AA}$ tandis que les mesures effectuées par Price donne $l_c \cong 50 \text{ \AA}$ [17]. (voir figure I-4)

Dans ce travail, nous modélisons des structures dans lesquelles l'épaisseur de la couche de InGaAs varie de 100 \AA à 200 \AA . Nous admettons que les contraintes ne provoquent aucune dislocation pour ces épaisseurs et pour les compositions d'alliage envisagées.

1.1.1.3.2 Evolution du gap

1.1.1.3.2.1 Pour le matériau non contraint

Contrairement à AlGaAs le gap de InGaAs est toujours direct, quelle que soit la composition. Le minimum de la bande de conduction est donc toujours au centre de la première zone de Brillouin. En utilisant une formule d'interpolation linéaire en fonction de la composition x , la dépendance en température du gap non contraint E_g° du matériau en volume est d'après [18] :

$$\frac{dE_g^\circ}{dT} = (-3,95 + 0,45x) \cdot 10^{-4} \text{ (eVK}^{-1}\text{)} \quad (1.4)$$

D'autre part à 0 K, E_g° s'exprime en fonction de x [18] par :

$$E_g^\circ = 1,5385 - 1,53x + 0,45x^2 \text{ eV} \quad (1.5)$$

d'où l'expression :

$$E_g^\circ = 1,5385 - 3,9510^{-4}T + (-1,53 + 0,4510^{-4}T)x + 0,45x^2 \text{ (eV)} \quad (1.6)$$

1.1.1.3.2.2 Pour la couche contrainte

En retenant l'hypothèse d'une compression biaxiale dans le plan de croissance (x, y) et extension dans la direction de croissance (z), le tenseur des déformations est diagonal et s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

La couche de GaInAs ayant en général une épaisseur très faible comparée à celle du substrat GaAs, nous pouvons admettre que son réseau s'aligne sur celui du substrat. Dans ces conditions le terme ε_{xx} a pour expression :

$$\varepsilon_{xx} = +\varepsilon_R \quad (1.8)$$

D'autre part, les déformations restant dans les limites de l'élasticité nous avons la

relation :

$$\varepsilon_{zz} = -K\varepsilon_{xx} = -K\varepsilon_R \quad (1.9)$$

Le coefficient de Poisson K est lié aux modules d'élasticité du matériau par :

$$K = \frac{2C_{12}}{C_{11}} \quad (1.10)$$

Les déformations du réseau de GaInAs étant petites comparées au paramètre de maille, les termes de l'hamiltonien décrivant ces perturbations seront proportionnels aux éléments du tenseur des déformations. Nous utilisons dans ce travail, l'expression proposée par Pollack et Cardona [22]. En effet, en $k = 0$, ces auteurs écrivent l'hamiltonien des contraintes H_c sous la forme :

$$(1.11)$$

$$H_c = -a(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - 3b \left[\left(L_x^2 - \frac{L^2}{3} \right) \varepsilon_{xx} + \left(L_y^2 - \frac{L^2}{3} \right) \varepsilon_{yy} + \left(L_z^2 - \frac{L^2}{3} \right) \varepsilon_{zz} \right]$$

Le tenseur des déformations étant diagonal, les autres termes de H_c sont nuls. Dans cette expression L est le moment cinétique orbital de l'électron, a désigne le potentiel de déformations hydrostatiques et b le potentiel de déformations de cisaillement. En désignant par H_0 l'hamiltonien de l'électron en absence de contrainte, l'hamiltonien total H s'écrit :

$$H = H_0 + H_c \quad (1.12)$$

Si J est le moment cinétique total d'un électron, nous savons que dans le cadre du modèle de Kane, l'hamiltonien H_0 peut être diagonalisé exactement dans la base des vecteurs propres $|njmj\rangle$, m_j étant la projection de J sur un axe arbitraire [3] et n l'indice désignant la bande.

En diagonalisant la matrice de H dans la base $\{|njmj\rangle\}$ nous obtenons un déplacement

δE_C de la bande de conduction sous l'action de la compression hydrostatique. En ce qui concerne la bande de valence elle subit un déplacement δE_H sous l'action de la compression hydrostatique puis une levée de la dégénérescence des bandes de trous lourds et légers en $k = 0$ (voir figure I-5) sous l'effet du cisaillement. Nous obtenons ainsi deux nouvelles bandes de valence que nous désignons par E_{v1} et E_{v2} . La variation totale du gap sous l'action des déformations est :

$$E_g - E_g^o = (E_c - E_{v1}) - (E_c^o - E_v^o) = (E_c - E_c^o) - (E_{v1} - E_v^o) \quad (1.13)$$

soit :

$$\delta E_g = \delta E_c - \delta E_v = \delta E_c - \delta E_H - \delta_1 \quad (1.14)$$

Alors, nous obtenons, d'après [19] les relations :

$$\delta_1 = b \left(\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon_R \quad (1.15)$$

$$\delta E_c - \delta E_H = 2a \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon_R \quad (1.16)$$

D'où l'expression de la variation du gap

$$\delta E_g = \left[2a \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) - b \left(\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \right] \epsilon_R \quad (1.17)$$

Les potentiels de déformation a , b et les modules d'élasticité C_{11} , C_{12} sont obtenus par interpolation linéaire entre les valeurs de ces paramètres pour GaAs et InAs données dans [19].

$$C_{11}(x) = (11,88 - 3,55 x) 10^{10} \text{ Pa}$$

$$C_{12}(x) = (5,37 - 0,84 x) 10^{10} \text{ Pa}$$

$$b(x) = -1,7 + 0,1 x \text{ (eV)}$$

$$a(x) = -8,4 + 2,4 x \text{ (eV)}$$

Effet de la contrainte sur la structure de bande de InGaAs

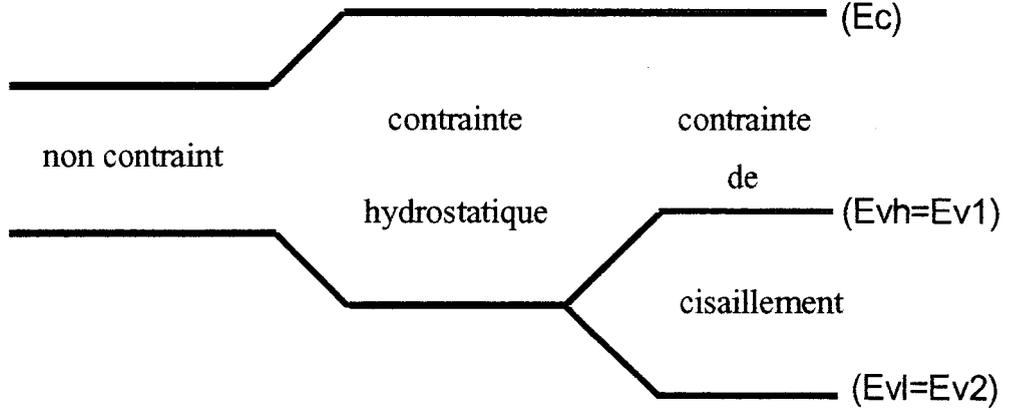


Figure I-5

Définition des discontinuités de bandes

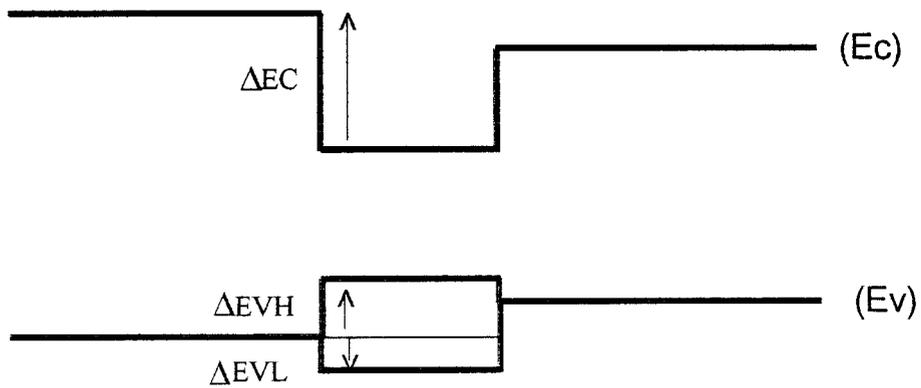


Figure I-6

1.1.1.3.3 Les masses effectives des électrons et des trous

La déformation du réseau de InGaAs sous l'action des contraintes introduit une forte dissymétrie entre les masses effectives m_{\perp} dans la direction de croissance et m_{\parallel} dans le plan de croissance.

En utilisant les résultats de la référence [20], nous obtenons pour m_{\perp} :

$$\frac{m_{\perp}}{m_o} = 0,067 \quad (1.18)$$

Cette valeur dépendant très peu de la composition, nous la prendrons constante.

La masse effective m_{\parallel} par contre, dépend fortement de la composition.

En utilisant une approximation parabolique des résultats de [20] nous obtenons:

$$m_{\parallel}/m_o = 0,067 + 0,065x + 0,05x^2 \quad (1.19)$$

En ce qui concerne les trous des bandes de valence $Ev1$ et $Ev2$, le calcul des relations de dispersion $Ev1(\vec{k})$ et $Ev2(\vec{k})$, montre que la masse effective des trous de la bande $Ev1$ dans la direction de croissance est supérieure à celle des trous de $Ev2$. Etant donné que dans le composant, la mobilité des trous dépendra essentiellement de la masse effective dans le plan de croissance, nous garderons les dénominations de trous lourds pour la bande $Ev1$ et trous légers pour $Ev2$.

Les expressions suivantes sont obtenues par approximation linéaire des résultats de [20] :

$$\frac{m_{H\perp}}{m_o} = 0,410 - 0,0316x$$

$$\frac{m_{H\parallel}}{m_o} = 0,925 - 0,045x$$

$$\frac{m_{L\perp}}{m_o} = 0,067 + 0,333x$$

L'approximation de $m_{L|}$ est, d'après [21] :

$$\frac{m_{L|}}{m_o} = 0,21 - 0,20x \quad (1.20)$$

1.1.1.3.4 La constante diélectrique statique

Par interpolation linéaire entre InAs et GaAs, les données de [18] permettent d'obtenir la permittivité diélectrique de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ non contraint, soit :

$$\varepsilon = (13,1 + 1,5x)\varepsilon_o \quad (1.21)$$

Lorsque la couche est contrainte, la permittivité évolue avec la pression hydrostatique P . D'après la référence [28], nous avons la relation :

$$\varepsilon(P) = \varepsilon(0) \exp[-17,3 \times 10^{-12}P] \quad (P \text{ en Pa}) \quad (1.22)$$

D'autre part, la pression P est liée au tenseur des contraintes [6] par :

$$P = -\frac{1}{3}Tr(\sigma) \quad (1.23)$$

Dans un cristal cubique les éléments diagonaux du tenseur des contraintes sont liés à ceux du tenseur des déformations par :

$$\sigma_{xx} = C_{11}\varepsilon_{xx} + C_{12}\varepsilon_{yy} + C_{12}\varepsilon_{zz}$$

$$\sigma_{yy} = C_{12}\varepsilon_{xx} + C_{11}\varepsilon_{yy} + C_{12}\varepsilon_{zz}$$

$$\sigma_{zz} = C_{12}\varepsilon_{xx} + C_{12}\varepsilon_{yy} + C_{11}\varepsilon_{zz}$$

En introduisant $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ et $\varepsilon_{zz} = \frac{2C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{xx}$, nous obtenons pour P :

$$P = \frac{2}{3} \left(C_{11} + C_{12} - \frac{2C_{12}^2}{C_{11}} \right) \varepsilon_R \quad (1.24)$$

1.1.1.4 Les discontinuités de bandes entre $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$

Le schéma de la figure I-6 illustre les définitions des discontinuités entre les bandes de conduction et de valence des deux matériaux AlGaAs et InGaAs :

$$\Delta E_C = E_C(\text{AlGaAs}) - E_C(\text{InGaAs})$$

$$\Delta E_{vh} = -E_v(\text{AlGaAs}) + E_{vh}(\text{InGaAs})$$

$$\Delta E_{vl} = -E_v(\text{AlGaAs}) + E_{vl}(\text{InGaAs})$$

$$\Delta E_C + \Delta E_{vh} = \Delta E_g = \Delta E_{gh}$$

$$\Delta E_C + \Delta E_{vl} = \Delta E_{gl}$$

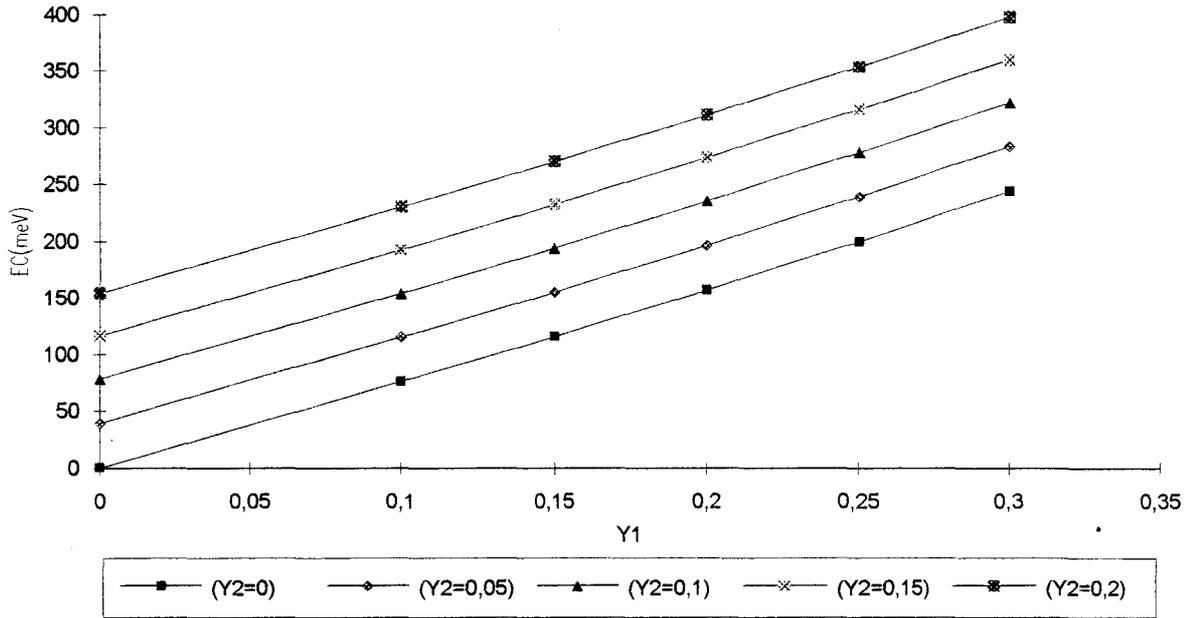
La détermination des discontinuités de bandes ΔE_C , ΔE_{vh} et ΔE_{vl} dans l'approximation de la jonction abrupte est un des problèmes essentiels posés par la physique des hétérojonctions. En effet, ces grandeurs influent directement sur la position des niveaux d'énergie, sur le nombre d'états liés au puits quantique et, par conséquent, sur la densité de porteurs accumulés dans le canal.

La plupart des travaux publiés sur cette question utilisent une méthode semi-empirique pour déterminer les rapports $Q_c = \frac{\Delta E_C}{\Delta E_{gh}}$ et $Q_v = \frac{\Delta E_{vh}}{\Delta E_{gh}}$. En effet, les quantités Q_c et Q_v sont considérées comme des paramètres ajustables dans la recherche du meilleur accord possible entre les énergies des raies de transition optique mesurées et calculées pour un simple puits quantique AlGaAs/InGaAs/AlGaAs. A titre d'exemples nous citons des travaux réalisés sur des puits de type GaAs/InGaAs/GaAs. C'est ainsi que J.Y Marzin et al [23], G.Ji et al [19] établissent un rapport $Q_c = 68 \%$, tandis que des auteurs tels que Voisin et al [24], Andersen et al [25], Iikawa et al [26,27], D.J. Arent et al [17] trouvent $Q_c = 58 \%$.

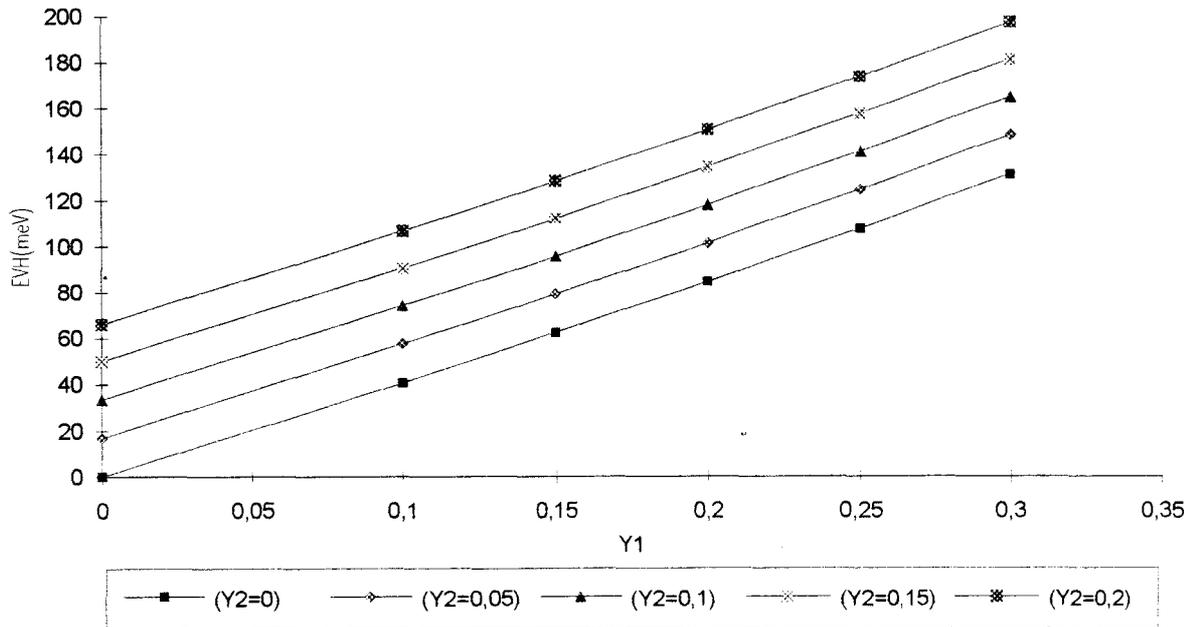
Comme nous pouvons le constater, les valeurs attribuées au rapport $\Delta E_C/\Delta E_{gh}$ sont assez proches. Les différences existantes peuvent provenir de la précision avec laquelle le taux d'indium et l'épaisseur de la couche de InGaAs sont connus.

Le modèle proposé par Pollack et Cardona montre que le déplacement de l'extrémité de la bande de conduction de InGaAs se produit sous l'action de la compression hydrostatique. Le problème qui se pose alors est celui de la répartition du terme hydrostatique de δE_g entre le déplacement de la bande de valence δE_v et celui de la bande de conduction δE_C au centre

Discontinuité de la B.C. en fonction de Y1 et de Y2
Figure I-7[a]



Discontinuité de la bande de trous lourds
Figure I-7[b]



de la zone de Brillouin. En effet, d'après les résultats précédents nous avons :

$$\delta E_c - \delta E_H = 2a \left[\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right] \epsilon_R \quad (1.25)$$

Ainsi la répartition de la déformation hydrostatique devient une source de dispersion des différentes estimations de ΔE_C et ΔE_v .

Dans le cadre de ce travail nous attribuons 70 % de la variation totale δE_g du gap de InGaAs à ΔE_C . Ainsi entre GaAs et InGaAs contraint, nous avons une discontinuité ΔE_C de la bande de conduction telle que :

$$\Delta E_C(GaAs/InGaAs) = 0,7\delta E_g + 0,7\Delta E_g^\circ(GaAs/InGaAs)$$

où ΔE_g° est la différence de gap entre GaAs et InGaAs non contraint.

Pour trouver la discontinuité entre AlGaAs et InGaAs contraint, nous appliquons la règle de transitivité c'est-à-dire :

$$\Delta E_C(AlGaAs/InGaAs) = \Delta E_C(AlGaAs/GaAs) + \Delta E_C(GaAs/InGaAs)$$

soit alors :

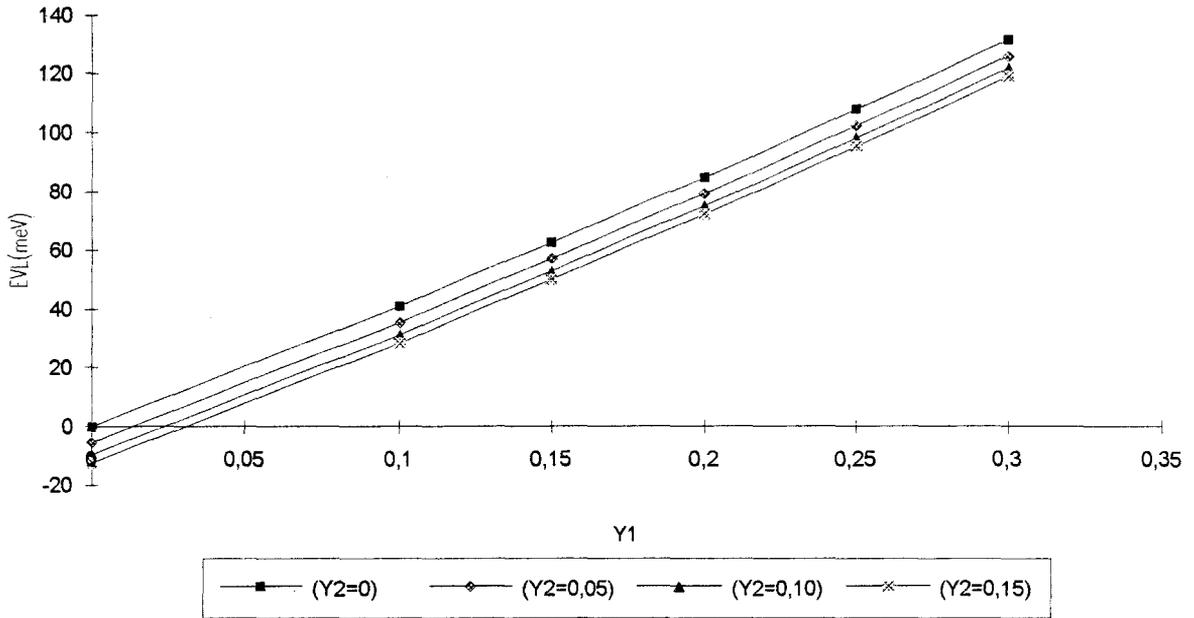
$$\Delta E_C(AlGaAs/InGaAs) = 0,65\Delta E_g(AlGaAs/GaAs) + 0,7\Delta E_g(GaAs/InGaAs)$$

Ainsi exprimé, ΔE_C est une fonction des taux d'indium y_2 et d'aluminium y_1 dont la variation est représentée sur la figure I-7.

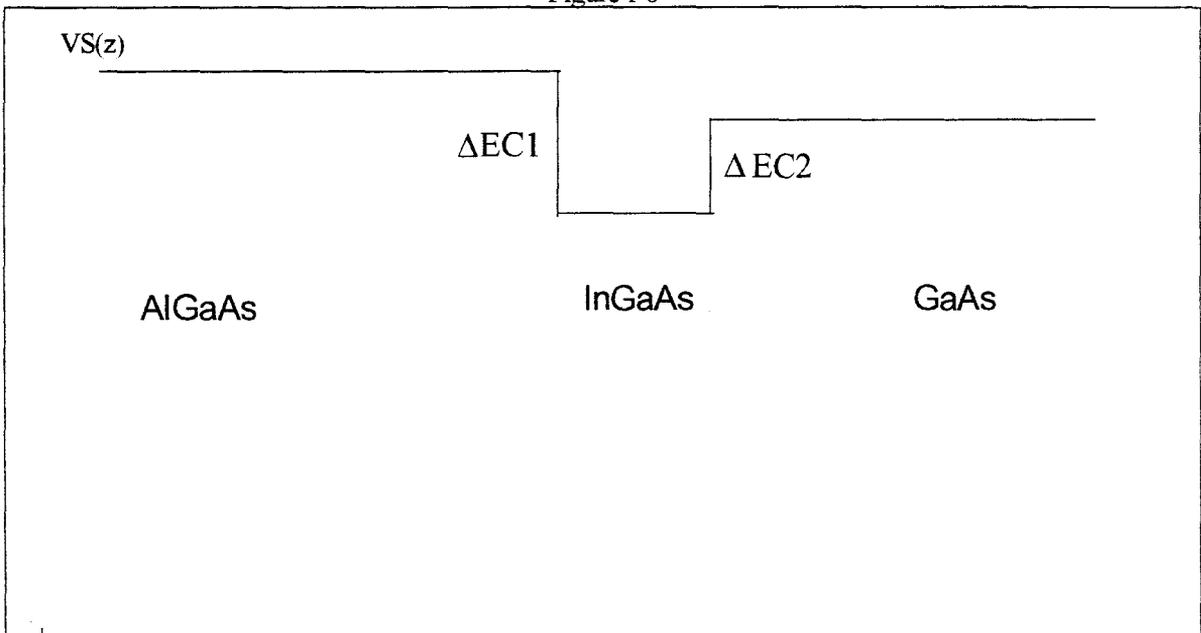
1.2 Modélisation de l'hétérojonction GaAlAs/GaInAs/GaAlAs

Introduction

Discontinuité de la bande de trous légers
Figure I-7[c]



Energie potentielle de la structure non dopée
Figure I-8



Dans les structures que nous étudions, les électrons minimisent leur énergie potentielle en s'accumulant dans le puits d'énergie que constitue la couche de InGaAs. En prenant une masse effective $m \approx 0,067 m_0$ pour un électron libre dans le puits, nous obtenons la longueur d'onde de Broglie de l'ordre de 240 Å. D'autre part, la largeur du puits est en général de l'ordre de 100 à 200 Å, nous devons donc décrire les électrons du puits dans le cadre de la mécanique quantique. Ainsi, les électrons du canal constituent un gaz bidimensionnel dont l'énergie est quantifiée dans la direction de croissance (oz).

1.2.1 Equation de Schrödinger pour un électron

1.2.1.1 Hamiltonien du système

Dans le cadre de l'approximation du cristal virtuel et de Hartree-Fock, l'électron d'une couche intrinsèque évolue sous l'action d'un potentiel périodique moyen dû aux ions du réseau et aux autres électrons (interaction de Coulomb et d'échange). Si nous désignons par $V_0(\vec{r})$ ce potentiel moyen et par H_0 l'hamiltonien de l'électron nous avons :

$$H_0 = \frac{P^2}{2m_0} + V_0(\vec{r}) \quad (1.26)$$

(m_0 : masse de l'électron dans le vide)

Dans une structure dopée de type n il faut ajouter à l'hamiltonien précédent un potentiel moyen dû aux impuretés ionisées, aux électrons libres et aux trous. Nous nous intéressons à des structures fortement dopées n, nous négligerons donc la contribution des trous. Ainsi, dans ce potentiel $V(\vec{r})$, intervient un terme $V_C(\vec{r})$ qui est le potentiel électrostatique $\mathcal{E}_{XC}(\vec{r})$, le potentiel de corrélation et d'échange, soit alors :

$$V(\vec{r}) = -V_C(\vec{r}) + V_{XC}(r) \quad (1.27)$$

L'hamiltonien total d'un électron est ainsi

$$H = H_0 + V \quad (1.28)$$

1.2.1.2 Approximation de la fonction enveloppe

Nous souhaitons déterminer les états propres de l'hamiltonien H , c'est-à-dire résoudre

l'équation :

$$H |\psi\rangle = E |\psi\rangle \quad (1.29)$$

Pour décrire l'évolution d'un électron de vecteur d'onde \vec{k} dans une couche, nous écrivons la fonction d'onde $\psi_{\vec{k}}$ sous la forme [3] :

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_n F_n(\vec{r}) U_{n\vec{k}}(\vec{r}) \quad (1.30)$$

Dans ce développement $U_{n\vec{k}}(r)$ est la fonction de Bloch de l'hamiltonien H_0 de la couche et $F_n(\vec{r})$ la fonction enveloppe. Nous obtenons alors l'équation :

$$\sum_n (H_0 + V) F_n(\vec{r}) U_{n\vec{k}}(\vec{r}) = E \sum_n F_n(\vec{r}) U_{n\vec{k}}(\vec{r}) \quad (1.31)$$

A titre d'exemple, considérons une couche uniformément dopée avec une densité volumique d'impuretés de 10^{24} m^{-3} l'ordre de grandeur typique du paramètre de maille a des matériaux utilisés étant de 6 \AA . Nous obtenons en moyenne une répartition des impuretés d'environ 1 atome pour 5000 mailles conventionnelles. Ce résultat montre que le potentiel $V(\vec{r})$ varie beaucoup plus lentement que $V_0(\vec{r})$, il s'ensuit que les fonctions $F_n(\vec{r})$ restent pratiquement constantes à l'échelle d'une maille contrairement à $U_{n\vec{k}}(\vec{r})$.

Considérant les fonctions $U_{n\vec{k}}(\vec{r})$ normalisées sur le volume (Ω_0) d'une maille, en multipliant les deux membres de l'équation précédente par $U_{l\vec{k}}^*(\vec{r})$ et en intégrant, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \sum_n \left\{ \int_{(\Omega_0)} U_{l\vec{k}}^*(\vec{r}) H_0 F_n(\vec{r}) U_{n\vec{k}}(\vec{r}) d^3r + \int_{(\Omega_0)} U_{l\vec{k}}^*(\vec{r}) V F_n(\vec{r}) U_{n\vec{k}}(\vec{r}) d^3r \right\} \\ = E \sum_n \left\{ \int_{(\Omega_0)} U_{l\vec{k}}^*(\vec{r}) F_n(\vec{r}) U_{n\vec{k}}(\vec{r}) d^3r \right\} \end{aligned} \quad (1.32)$$

En tenant compte du caractère lentement variable des fonctions $F_n(\vec{r})$ et en notant

$E_n^o(k)$ la valeur propre de H_o associée à U_{nk} l'équation devient :

$$\sum_n \left\{ \delta_{nl} E_n^o(\vec{k}) F_n(\vec{r}) + \delta_{nl} V(\vec{r}) F_n(\vec{r}) \right\} = E \sum_n \delta_{nl} F_n(\vec{r}) \quad (1.33)$$

Ainsi la fonction enveloppe $F_l(\vec{r})$ obéit à l'équation :

$$[E_l^o(\vec{k}) + V(\vec{r})] F_l(\vec{r}) = E F_l(\vec{r}) \quad (1.34)$$

En pratique nous utilisons des structures dans lesquelles la bande de conduction est séparée de la bande de valence par un gap important de l'ordre de 1,5 eV. Nous pouvons faire l'approximation d'un couplage nul entre les différentes bandes et la bande de conduction. En désignant par c l'indice de bande de conduction, la fonction d'onde s'écrit :

$$\psi_k(\vec{r}) = F_C(\vec{r}) U_{ck}(\vec{r}) \quad (1.35)$$

où $F_C(\vec{r})$ est déterminé par l'équation :

$$[E_c^o(\vec{k}) + V(\vec{r})] F_c(\vec{r}) = E F_c(\vec{r}) \quad (1.36)$$

Nous nous intéressons aux états stationnaires de l'électron dans lesquels son énergie cinétique est celle de l'agitation thermique qui est de l'ordre de 25 meV à 300 K. Nous pouvons par conséquent nous limiter aux vecteurs d'onde k proches du centre de la zone de Brillouin. En introduisant les masses effectives de l'électron m_x , m_y , m_z dans les directions x , y , et z nous obtenons :

$$E_c^o(\vec{k}) = E_c^o(\vec{\partial}) + \frac{\hbar^2}{2} \left\{ \frac{k_x^2}{m_x} + \frac{k_y^2}{m_y} + \frac{k_z^2}{m_z} \right\} \quad (1.37)$$

La masse effective dans le plan de croissance (x,y) étant isotrope nous avons $m_x = m_y = m_{||}$ tandis que $m_z = m_{\perp}$ soit alors :

$$E_c^0(\vec{k}) = E_c^0(\partial) + \frac{\hbar^2}{2m_{||}}(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{\perp}} \quad (1.38)$$

En introduisant l'opérateur $\vec{\nabla}$ nous obtenons :

$$E_c(\vec{\nabla}) = E_c^0 - \frac{\hbar^2}{2m_{||}}\Delta_{||} - \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}}\frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.39)$$

où nous avons posé :

$$\Delta_{||} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (1.40)$$

Ainsi dans chaque couche la fonction enveloppe obéit à l'équation :

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_{||}}\Delta_{||} - \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(\vec{r}) + E_c^0 \right] F_c = EF_c \quad (1.41)$$

La distribution des charges électriques est en moyenne indépendante de x et de y par conséquent le potentiel V ne dépend que de z . Nous pouvons alors écrire $F_C(r)$ sous la forme du produit d'une fonction $\varphi(x,y)$ et d'une fonction $\chi(z)$.

$$F_c(\vec{r}) = \chi(z)\varphi(x,y) \quad (1.42)$$

Ainsi les fonctions x et y obéissent aux équations

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \frac{d^2}{dz^2} + (V + E_c^{\circ}) \right) \chi = \varepsilon \chi \quad (1.43)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}} \Delta_{\parallel} \varphi = \varepsilon' \varphi \quad (1.44)$$

$$E = \varepsilon + \varepsilon' \quad (1.45)$$

En posant $k_{\parallel}^2 = \frac{2m_{\parallel} \varepsilon'}{\hbar^2}$, la fonction $\varphi(x, y)$ peut s'exprimer sous la forme

$$\varphi(\vec{r}_{\parallel}) = A e^{i \vec{k}_{\parallel} \vec{r}_{\parallel}} \quad (1.46)$$

avec $\vec{r}_{\parallel}(x, y)$

L'énergie totale d'un électron dans une couche est donc :

$$E = \varepsilon + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}} \quad (1.47)$$

Dans l'hypothèse de l'hétérojonction abrupte entre deux couches les masses effectives m_{\perp} et m_{\parallel} subissent une discontinuité il est donc important de préciser les conditions de continuité pour la fonction enveloppe.

1.2.1.3 Relations de continuité

La fonction d'onde doit être continue en tout point l'espace. Dans le plan de l'hétérojonction nous avons donc :

$$\Psi_k(x, y, z_1^-) = \Psi_k(x, y, z_1^+) \quad (1.48)$$

où z_1 désigne la position du plan.

D'où $F_c(z_1^+, x, y) U_{ck}(z_1^+, x, y) = F_c(z_1^-, x, y) U_{ck}(z_1^-, x, y)$. Par ailleurs, les matériaux utilisés ayant la même structure et étant composés d'éléments chimiquement voisins, ils sont décrits par la même fonction de Bloch U_{ck} , ainsi nous obtenons :

$$F_c(z_1^+, x, z) = F_c(z_1^-, x, z) \quad (1.49)$$

$$\chi(z_1^+) = \chi(z_1^-) \quad (1.50)$$

L'autre relation est obtenue en assurant la continuité de la densité du flux de probabilité soit :

$$\frac{1}{m_{\perp}^-} \frac{d\chi}{dz} \Big|_{z_1^-} = \frac{1}{m_{\perp}^+} \frac{d\chi}{dz} \Big|_{z_1^+} \quad (1.51)$$

1.2.1.4 Conditions aux limites

Les fonctions enveloppes des états liés au puits quantique doivent s'annuler à grande distance des hétérojonctions.

1.2.2 Equations décrivant la couche active

1.2.2.1 Equation de Schrödinger

Sur la figure I-8, est représenté le profil de la bande de conduction pour $k = 0$, soit $V_S(z)$. La différence d'affinité électronique des matériaux introduit les discontinuités ΔE_{C1} et ΔE_{C2} . On peut écrire $V_S(z)$ sous la forme suivante :

$$V_S(z) = \Delta E_{C1} Y(z_1 - z) + \Delta E_{C2} Y(z - z_2)$$

où Y est la fonction échelon de Heavyside.

D'autre part, notons $\{\chi_n\}$ et $\{E_n\}$ les fonctions et valeurs propres de l'hamiltonien ; en introduisant la forme de Ben-Daniel Duke nous écrivons [54] :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m_{\perp}(z)} \frac{d\chi_n}{dz} \right) + \left(V(z) + V_S(z) + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}(z)} \right) \chi_n = E_n \chi_n \quad (1.52)$$

où k_{\parallel} est le vecteur d'onde dans le plan de croissance d'un électron du gaz bidimensionnel accumulé dans le canal InGaAs.

Soient $\{\chi_n^{\circ}\}$ et $\{E_n^{\circ}\}$ les fonctions et valeurs propres en $k_{\parallel} = 0$; le terme $\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}(z)}$, étant donné que seules les faibles valeurs de k_{\parallel} sont prises en compte, peut être traité comme une perturbation. En ne retenant que la correction au premier ordre, nous avons :

$$E_n(\hbar k_{\parallel}) = E_n^{\circ} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2} \langle \chi_n^{\circ} | \frac{1}{m_{\parallel}(z)} | \chi_n^{\circ} \rangle \quad (1.53)$$

En introduisant la masse effective moyenne m_n définie par :

$$\frac{1}{m_n} = \langle \chi_n^{\circ} | \frac{1}{m_{\parallel}} | \chi_n^{\circ} \rangle \quad (1.54)$$

nous obtenons l'expression :

$$E_n(\hbar k_{\parallel}) = E_n^{\circ} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_n} \quad (1.55)$$

Finalement, nous avons à résoudre l'équation suivante :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m_{\perp}(z)} \frac{d\chi_n}{dz} \right) + \left(V(z) + V_S(z) \right) \chi_n^0 = E_n \chi_n^0 \quad (1.56)$$

1.2.2.2 Potentiel de corrélation et d'échange

Dans l'expression de V_{XC} nous négligeons le potentiel image dû aux discontinuités de la constante diélectrique aux hétérojonctions. En utilisant le paramétrage de Hedin et Lundquist [29] et en désignant par $n(z)$ la densité d'électrons liés au puits, nous avons :

$$r_s = \left[\frac{4\pi}{3} a^3 n(z) \right]^{-1/3} \quad (1.57)$$

$$\alpha = (4/9\pi)^{1/3}, x = r_s/21 \quad ; a = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{mq^2} \quad ; R_y = \frac{q}{8\pi\epsilon_0\epsilon a} \quad (1.58)$$

$$V_{xc}(z) = - \left[1 + 0.7734x \ln(1 + (1/x)) \right] (2/(\Pi\alpha r_s)) \times r_y \quad (1.59)$$

1.2.2.3 Potentiel électrostatique

Le potentiel électrostatique $V_C(z)$ obéit à l'équation de Poisson :

$$-\frac{d}{dz} \left(\epsilon(z) \frac{dV_C}{dz} \right) = \rho(z) \quad (1.60)$$

où $\rho(z)$ est la densité volumique de charge. Dans l'expression de $\rho(z)$ interviendront la densité d'électrons liés au puits $n(z)$, la densité d'électrons libres dans AlGaAs $n_c(z)$, la densité

de donneurs ionisés $n_d^+(z)$ et la densité d'accepteurs résiduels ionisés $n_a^-(z)$:

$$\rho(z) = q(nd^+(z) - n(z) - n_c(z) - n_a^-(z)) \quad (1.61)$$

En ce qui concerne les accepteurs, nous admettrons qu'ils sont totalement ionisés et qu'en chaque point nous avons :

$$n_a^-(z) = n_a(z) \quad (1.62)$$

où $n_a(z)$ représente le taux résiduel d'impuretés de type accepteur.

1.2.2.3.1 Densité d'électrons libres

Dans les couches où l'énergie des électrons n'est pas quantifiée, nous utilisons la statistique de Fermi pour déterminer leur densité :

$$n_c(z) = N_c(z) F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right) \quad (1.63)$$

où nous avons posé $E_C(z) = -V_C(z) + V_S(z)$, E_F représente le niveau de Fermi et N_C la densité effective d'états dans la bande de conduction.

$$N_C(z) = 2 \left(\frac{2\pi m(z) kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (1.64)$$

Le calcul de la fonction de Fermi $F_{1/2}$ sera effectué à l'aide de l'approximation développée par D. et J. PEDNARCZYK [4].

Nous nous intéressons maintenant à la densité d'électrons $n(z)$ appartenant aux sous-bandes $E_i(k_{||})$ précédemment définies. Si nous désignons par D_i le nombre total d'électrons occupant la sous-bande i , nous avons alors :

$$D_i = \frac{2}{h^2} \int \frac{d\vec{p}_{||}}{1 + \exp\beta(E_i(\vec{k}_{||}) - E_F)} \quad \text{ou } \vec{p}_{||} = \hbar\vec{k}_{||} \quad \text{et } \beta = \frac{1}{kT} \quad (1.65)$$

En écrivant $E_i(k_{||})$ sous la forme :

$$E_i(\vec{k}_{||}) = E_i + \varepsilon_i(\vec{k}_{||}) \quad (1.66)$$

nous obtenons en posant $a_i = \exp \beta (E_F - E_i)$

$$D_i = \frac{2}{h^2} \int \left(\frac{(a_i e^{-\beta \varepsilon_i(\vec{k}_{||})}) d^2 \vec{p}_{||}}{1 + a_i e^{-\beta \varepsilon_i(\vec{k}_{||})}} \right) \quad (1.67)$$

Dans le cas où nous utilisons une approximation parabolique nous avons :

$$\varepsilon_i(\vec{k}_{||}) = \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m_i} \quad (1.68)$$

et

$$D_i = \frac{m_i k T}{\pi \hbar^2} \ln(1 + a_i) \quad (1.69)$$

Nous pouvons tenir compte de l'effet de non parabolicité des sous-bandes en écrivant :

$$\varepsilon_i(1 + \alpha_i \varepsilon_i) = \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m_i} \quad (1.70)$$

Un calcul simple nous conduit, alors, à l'expression

$$d_i = \frac{m_i k T}{\pi \hbar^2} \left\{ \ln(1 + a_i) + (2\alpha_i k T) f(a_i) \right\} \quad (1.71)$$

où

$$f(a_i) = \int_0^{\infty} \ln(1 + a_i e^{-x}) dx \quad (1.72)$$

1.2.2.3.2 Densité de donneurs ionisés

Le phénomène de photoconductivité persistante observé à basse température dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopé n par Lang et al [5] en 1979 a conduit à émettre l'hypothèse de la présence d'un niveau donneur profond dans ce matériau pour $x > 0,22$. Les mesures de la densité d'é-

lectrons libres par effet Hall en fonction de la température ont permis une détermination de l'énergie d'activation de ces niveaux par Chand et al [6] en 1984. Ces travaux ont montré que le niveau profond était associé à la vallée (L) de la bande de conduction. Les mesures effectuées par E.F. Schubert et K Ploog [30] ont montré que la densité d'électrons libres présente une valeur limite de saturation à basse température dans l'obscurité pour des compositions d'alliage $x > 0,2$. Cette valeur de la densité d'électrons libres a été attribuée à un niveau d'impureté léger de type hydrogénoïde totalement dépeuplé à toute température. Ainsi, en tenant compte d'un niveau léger et d'un niveau profond (niveau DX) ils montrent qu'en fait l'énergie d'activation déterminée jusque là ne représente qu'une valeur apparente de celle-ci et non l'énergie d'activation du niveau DX . En utilisant la statistique de Fermi; ils montrent que la position du niveau DX évolue peu avec la composition x (130 meV pour $x = 0,25$ et 135 meV pour $x = 0,32$), l'énergie étant donnée par rapport à la vallée (Γ). Ces résultats les conduisent à associer le niveau DX à la vallée X .

En étudiant la densité d'électrons libres dans GaAs dopé n , Mooney et al [31] montrent l'existence d'une valeur limite en fonction du taux de dopage.

Ils interprètent cette saturation par la présence du niveau DX situé dans la bande de conduction. Ils trouvent ainsi un niveau DX évoluant faiblement avec le taux de dopage et situé à 250 meV au-dessus de la vallée (Γ).

D'autres méthodes d'investigation en particulier l'étude du spectre de photoluminescence à basse température a conduit S. Alaya et al [32] à une énergie d'activation du niveau DX de 205 meV pour $x = 0,3$.

Ces quelques exemples montrent que la position du niveau DX dans AlGaAs est encore controversé. En l'absence d'un modèle unique en la matière, nous avons choisi de travailler avec un niveau donneur dont l'énergie d'activation E_d est nulle pour $x \leq 0,22$ et situé à 160 meV sous la vallée (L) pour $x > 0,22$ [6]. En utilisant les valeurs données en [7], nous avons pour les vallées (Γ) et (L) les positions suivantes par rapport à la bande de valence (figure I-2).

$$E_g(\Gamma) = 1,424 + 1,247 x (\text{eV})$$

$$E_g(L) = 1,708 + 0,642 x (\text{eV}) \quad (x < 0,45)$$

ce qui conduit à $E_d = -0,124 + 0,605 x (\text{eV})$ pour $x > 0,22$. La densité de donneurs ionisés est

alors :

$$nd^+ = \frac{nd}{1 + 2\exp\beta(E_F + E_d - E_c)} \quad (1.73)$$

1.2.3 Méthode de résolution des équations

Les équations (1-56) et (1-60) constituent un système d'équations couplées non linéaire. Nous devons les résoudre par un calcul numérique autocohérent. Pour cela, nous devons discrétiser ces équations en des points choisis suivant un pas Δ que nous prenons constant.

1.2.3.1 Calcul des fonctions et valeurs propres

Pour discrétiser l'équation de Schrödinger (1-56) en $\hbar k_{||} = 0$ au point $z = z_i$, nous écrivons :

$$\left(\frac{d}{dz} \frac{1}{m_{\perp}(z)} \frac{d\chi^0}{dz} \right)_{z=z_i} \approx \frac{1}{\Delta^2} \quad (1.74)$$

$$\left\{ \frac{\chi^0(z_i - \Delta)}{m_{\perp}(z_i - \frac{\Delta}{2})} - \left(\frac{1}{m_{\perp}(z_i - \frac{\Delta}{2})} + \frac{1}{m_{\perp}(z_i + \frac{\Delta}{2})} \right) \chi^0(z_i) + \frac{\chi^0(z_i + \Delta)}{m_{\perp}(z_i - \frac{\Delta}{2})} \right\} \quad (1.75)$$

L'équation en $z = z_i$ s'écrit alors en posant $\chi(z_i) = \chi_i$:

$$\left(\frac{\chi_{i-1}^0}{\frac{m_{\perp}(i - \frac{1}{2})}{m_0}} - \left(\frac{1}{\frac{m_{\perp}(i - \frac{1}{2})}{m_0}} + \frac{1}{\frac{m_{\perp}(i + \frac{1}{2})}{m_0}} + \frac{2m_0\Delta^2 E_{Ci}}{\hbar^2} \right) \chi_i^0 \right) \quad (1.76)$$

```

1301cc          cumul a la fin de la fraction de dt effectuee
1302cc      meme chose vk est connu
1303cc*****
1304c          bidon(1)=vk(1)
1305c          bidon(3)=vk(3)
1306c          call calvz(al2d,an,cste,coefa,ela,er,
1307c      s          hh,ndisb,ndiva,nssb,va,vbart,vk,vz,xmas2d)
1308c          vk(1)=bidon(1)
1309c          vk(3)=bidon(3)
1310cc*****
1311c          vzinstant=vzinstant+vz*0.5*faitpas
1312cc          if (repstat) vzm=vzm+vz*0.5*faitpas
1313c          vzm=vzm+vz*0.5*faitpas
1314c          restpas=restpas-faitpas
1315c          pascum=pascum+faitpas
1316c      endif
1317c  endif
1318cc      on stocke dans les tableaux les nouvelles caracteristiques de l'e-
1319cc      de l'electron qui vient d'etre simule
1320c      nvame(ielec)=va
1321c      nsbme(ielec)=nssb
1322c      erme(ielec)=er
1323c      anme(ielec)=an
1324c      evk(ielec,1)=vk(1)
1325c      evk(ielec,3)=vk(3)
1326c      if (suivi) then
1327cc          on determine la cellule ou se trouve l'e- a la fin de boucle
1328cc          monte carlo et on incremente de 1 le nombre d'e- dans cette cel
1329c          indsb=nssb
1330c          inder=int(er/deler)
1331c          indan=int(an/delan)
1332c          indiv1=nint(vk(1)/stepk)
1333c          indiv3=nint(vk(3)/stepk)
1334cc          indiv1=int(abs(evk(ielec,1)/stepk))*sign(1.,evk(ielec,1))
1335cc          indiv3=int(abs(evk(ielec,3)/stepk))*sign(1.,evk(ielec,3))
1336c
1337cc *****
1338cc ***** phase debug *****
1339cc *****
1340cc      on detecte les chgts de case      ****
1341cc*****
1342c          if ((indsb .ne. isbav) .or. (iklav.ne.indv1) .or.
1343c      s      (ik3av.ne.indv3)) then
1344c          if ((indv1.ge.ndikm) .and. (indv1.le.ndik) .and.
1345c      s      (indv3 .ge. ndikm) .and. (indv3 .le. ndik)) then
1346cc          if ((nbint .eq. nbintav) .or. (ncart1(indsb,indv1,indv3)
1347cc      s      .gt. (pdispo+1)) ) then
1348c          if (ncart1(indsb,indv1,indv3).gt. (pdispo+1))then
1349cc          write(6,*)'probleme'
1350cc          write(6,*)'changement de case pas n= ',n, 'elec ',ielec

```

$$+ \frac{\chi_{i+1}^0}{\frac{m_1(i+\frac{1}{2})}{m_0}} = \frac{2m_0\Delta^2 E^0}{\hbar^2} \chi_i^0$$

(E_{C_i} et E^0 étant exprimés en eV)

soit une équation du type :

$$\beta_i \chi_{i-1}^0 + \alpha_i \chi_i^0 + \beta_{i+1} \chi_{i+1}^0 = \lambda \chi_i^0 \quad (1.77)$$

Nous obtenons ainsi un système d'équations aux valeurs propres que nous pouvons formuler sous forme matricielle ;

$$A [\chi^0] = \lambda [\chi^0] \quad (1.78)$$

Si n est le nombre de points de discrétisation, A est une matrice $n \times n$, tridiagonale et symétrique des coefficients β_i, α_i . Pour résoudre ce système, nous imposons les conditions aux limites $\chi_0 = 0$ et $\chi_n = 0$. La méthode de calcul de λ et χ est détaillée en annexe de ce mémoire.

1.2.3.2 Résolution de l'équation de Poisson

Au point de discrétisation z_i , nous avons :

$$\left(\frac{d}{dz} \varepsilon(z) \frac{dV_c}{dz} \right) \approx \frac{1}{\Delta^2} \quad (1.79)$$

$$\left\{ \varepsilon(z_i - \frac{\Delta}{2}) V_c(z_i - \Delta) - \left(\varepsilon(z_i - \frac{\Delta}{2}) + \varepsilon(z_i + \frac{\Delta}{2}) \right) V_c(z_i) + \varepsilon(z_i + \frac{\Delta}{2}) V_c(z_i + \Delta) \right\}$$

D'où l'équation :

$$\varepsilon_{i-1/2} V_{c_{i-1}} - (\varepsilon_{i-1/2} + \varepsilon_{i+1/2}) V_{c_i} + \varepsilon_{i+1/2} V_{c_{i+1}} = -\rho_i \Delta^2 \quad (1.80)$$

Nous obtenons ainsi un système de n équations que nous résolvons en imposant des conditions aux limites.

Ces conditions aux limites dépendent du profil de dopage, de la situation physique, c'est-à-dire si nous étudions une couche active à l'équilibre thermodynamique ou commandée par un potentiel appliqué à la grille Schottky.

1.2.3.2.1 Conditions aux limites à l'équilibre thermodynamique

Nous distinguerons ici deux cas.

- Celui où la couche est uniformément dopée en volume avec un taux nd et
- celui où la couche est non intentionnellement dopée.

En un point d'abscisse z la bande de conduction E_c est liée au potentiel électrostatique V_c et à la discontinuité de bande V_s par :

$$E_c = V_s(z) - V_c(z) \quad (1.81)$$

la fonction $V_s(z)$ étant constante à l'intérieure d'une couche et subissant une discontinuité aux hétérojonctions. Le potentiel électrostatique V_c obéit à l'équation de Poisson :

$$-\frac{d}{dz} \left(\varepsilon(z) \frac{dV_c}{dz} \right) = \rho(z) \quad (1.82)$$

Dans la couche AlGaAs et dans le substrat, à grande distance des hétérojonctions, nous devons retrouver une situation d'équilibre en volume, c'est-à-dire que E_c doit être constant et par conséquent le champ $F = \frac{dV_c}{dz}$ y est nul.

En tout point d'une telle zone, la densité totale de charge $\rho(z)$ est nulle. Ainsi en résolvant l'équation $\rho(z)=0$ dans le substrat et dans AlGaAs, nous obtenons deux relations entre E_c et

E_F à $+\infty$ et $-\infty$, soient :

$$E_c(-\infty) - E_F = V_1 \quad \text{et} \quad E_c(+\infty) - E_F = V_2 \quad (1.83)$$

Les conditions aux limites sur le champ étant :

$$F(-\infty) = F(+\infty) = 0 \quad (1.84)$$

En pratique, ces conditions aux limites sont à déterminer, soit dans une couche uniformément dopée en volume avec une densité n_d , soit dans une couche non intentionnellement dopée. Dans les structures que nous étudions, la valeur expérimentale de la charge accumulée dans le canal InGaAs est typiquement de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{16} \text{m}^{-2}$, ce qui conduit à une épaisseur de la zone déserte $d \approx 1,5 \cdot 10^{16} / nd$, soit avec $nd \approx 10^{24} \text{m}^{-3}$ $d \approx 150 \text{ \AA}$. Ainsi dans une couche dopée en volume, à quelques centaines d'angströms du canal, nous retrouvons une zone neutre. Par conséquent, lors de l'intégration numérique de l'équation de Poisson, nous imposerons le champ nul à partir d'une distance de 500 \AA de l'hétérojonction dans une couche dopée en volume.

Dans une couche non dopée, la situation est différente. Si nous admettons un taux d'accepteurs résiduels n_a , d'après [3] à $T = 0\text{K}$, la longueur de la charge d'espace est donnée par :

$$d' = \left[\frac{2 \cdot \epsilon \cdot (E_g - E_a)}{n_a \cdot q} \right]^{1/2} \quad (1.85)$$

E_g étant le gap de la couche et E_a l'énergie d'activation des impuretés. A titre d'exemple, pour une couche de GaAs avec $n_a = 10^{20} \text{m}^{-3}$, $E_g \approx 1,42 \text{ eV}$; $\epsilon \approx 13 \cdot \epsilon_0$; $E_a = 0$, nous obtenons $d' \approx 4,5 \text{ \mu m}$. Dans une telle couche, nous arrêtons l'intégration des équations à une distance l du puits bien inférieure à d' . Le champ, en ce point, sera calculé de la façon suivante. En notant V_2 la différence $E_c - E_F$ à l'infini et en admettant que la couche n'est pas dégénérée, nous pouvons écrire :

$$\frac{dF}{dz} = \frac{q}{\epsilon} \left(N_v e^{\beta(E_c - E_s - E_F)} - N_c e^{-\beta(E_c - E_F)} - n_a \right) \quad (1.86)$$

Cette équation se transforme en posant $V = E_c - E_F$:

$$\frac{dF^2}{dV} = \frac{2q}{\epsilon\beta} \left[\frac{d}{dV} (N_v e^{\beta(V-E_g)} + N_c e^{-\beta V} - \beta n_a V) \right] \quad (1.87)$$

d'où :

$$F^2(V_l) = \frac{2q}{\beta\epsilon} \left[N_v (e^{\beta((V_l)-E_g)} - e^{\beta(V_l-E_g)}) + N_c (e^{-\beta(V_l)} - e^{-\beta V_2}) - \beta n_a (V_l - V_2) \right] \quad (1.88)$$

le champ $F(V_2) = F(+\infty) = 0$. D'autre part l'électroneutralité à l'infini impose :

$$N_v e^{-\beta(V_2-E_g)} - N_c e^{-\beta V_2} - n_a = 0 \quad (1.89)$$

Nous obtenons :

$$F^2(l) = \frac{2q}{\beta\epsilon} \left[N_v e^{\beta(V(e)-E_g)} + N_c e^{-\beta V(e)} - N_v e^{+\beta(V(e)-E_g)} - N_c e^{-\beta V_2} + \right. \\ \left. \beta (V_2 - V(e)) (N_v e^{+\beta(V_2-E_g)} - N_c e^{-\beta V_2}) \right] \quad (1.90)$$

$F(l)$ étant évidemment positif.

1.2.3.2.2 Cas d'une couche active commandée par une grille Schottky

Nous continuons à prendre un champ nul à l'infini dans le substrat et calculons $F(l)$ comme indiqué précédemment.

L'autre condition aux limites doit être calculée à l'interface métal-semiconducteur de la grille. Au voisinage de cette grille, le semiconducteur est le siège d'une zone de charge d'espace due aux donneurs ionisés. Dans cette région, le semiconducteur est hors équilibre, par conséquent il y a séparation des quasi-niveaux de Fermi E_{Fn} des électrons et E_{Fp} des trous.

En notant n la concentration des électrons libres, p la concentration des trous les densités de courant \vec{J}_n des électrons et \vec{J}_p des trous sont données par les relations :

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= +n\mu_n \vec{\nabla} E_{F_n} \\ \vec{J}_p &= +p\mu_p \vec{\nabla} E_{F_p}\end{aligned}\quad (1.91)$$

Expérimentalement aucun courant d'électrons ou de trous n'est observé pour les potentiels de grille qui nous intéressent, par conséquent nous avons $\vec{J}_n \approx 0$ et $\vec{J}_p \approx 0$. Les grandeurs E_{F_n} et E_{F_p} étant des fonctions de la position, nous sommes conduits à $n = p \approx 0$. Il n'y a donc pas de porteurs libres dans la zone de charge d'espace. Dans cette région, la densité de charge est donc :

$$\rho(z) = n_d^+ \times q \quad (1.92)$$

Dans les autres zones de la couche active, nous avons une situation d'équilibre, le niveau de Fermi E_F est constant.

Le champ F_0 à la grille est donc donné, pour une valeur fixée de E_F , par la relation :

$$\varepsilon_1 F_0 = -\int_0^{\infty} \rho(z) dz \quad (1.93)$$

ou ε_1 désigne la permittivité de AlGaAs et $z = 0$ la position de l'hétérojonction métal-semiconducteur.

1.2.3.3 Méthode de résolution numérique

Nous partons d'un profil initial $E_c^{(0)}$ de la bande de conduction pour lequel nous calculons les niveaux d'énergie $E_i^{(0)}$ et les fonctions d'onde $\chi_i^{(0)}$. Ces quantités sont ensuite utilisées pour déterminer la densité de charge $\rho^{(0)}$ en chaque point. Nous résolvons alors l'équation de Poisson à l'aide des conditions aux limites F_0 et $F_{(1)}$. Nous obtenons ainsi un nouveau profil $E_c^{(1)}$, puis nous commençons une nouvelle itération.

Après l'itération k , nous obtenons une fonction $E_c^{(k)}(z)$. Le profil de bande qui sera utilisé à l'itération $k+1$ doit s'écrire $E_c^{(k+1)} + \delta E_c$ où δE_c est une petite variation de l'énergie potentielle. Cette quantité δE_c est obtenue en introduisant un facteur f suffisamment petit tel que :

$$\delta E_c = f \left(E_c^{(k)} - E_c^{(k-1)} \right) \quad (1.94)$$

Ainsi, l'itération $k+1$ sera effectuée avec un profil

$$E_c^{(k+1)} = E_c^{(k-1)} + f \left(E_c^{(k)} - E_c^{(k-1)} \right) \quad (1.95)$$

En pratique f est choisi dans l'intervalle $[0,001 : 0,3]$.

Nous obtenons ainsi une suite de fonction $E_c^{(0)}, E_c^{(1)}, \dots, E_c^{(k)}$ qui tend vers la solution exacte de l'équation de Poisson au bout d'un nombre infini d'itérations. Par conséquent, pour arrêter le processus, il faut imposer un critère de convergence. Nous avons choisi d'arrêter le calcul à l'itération n si la valeur absolue de l'écart maximal entre $E_c^{(n)}$ et $E_c^{(n-1)}$ est inférieure à $kT/1000$:

$$\text{Sup} \left| E_c^{(n)} - E_c^{(n-1)} \right| < kT/1000 \quad (\text{kT exprimé en eV}) \quad (1.96)$$

Nous pensons ainsi obtenir E_c et les différents niveaux d'énergie avec une précision de l'ordre de 1 meV.

Le programme que nous avons élaboré pour ce calcul est décrit sur l'organigramme du schéma I-9.

Le temps de calcul dépend essentiellement du choix du potentiel initial $E_c^{(0)}$, du critère de convergence et de la valeur de f . Typiquement au bout d'un nombre d'itérations variant

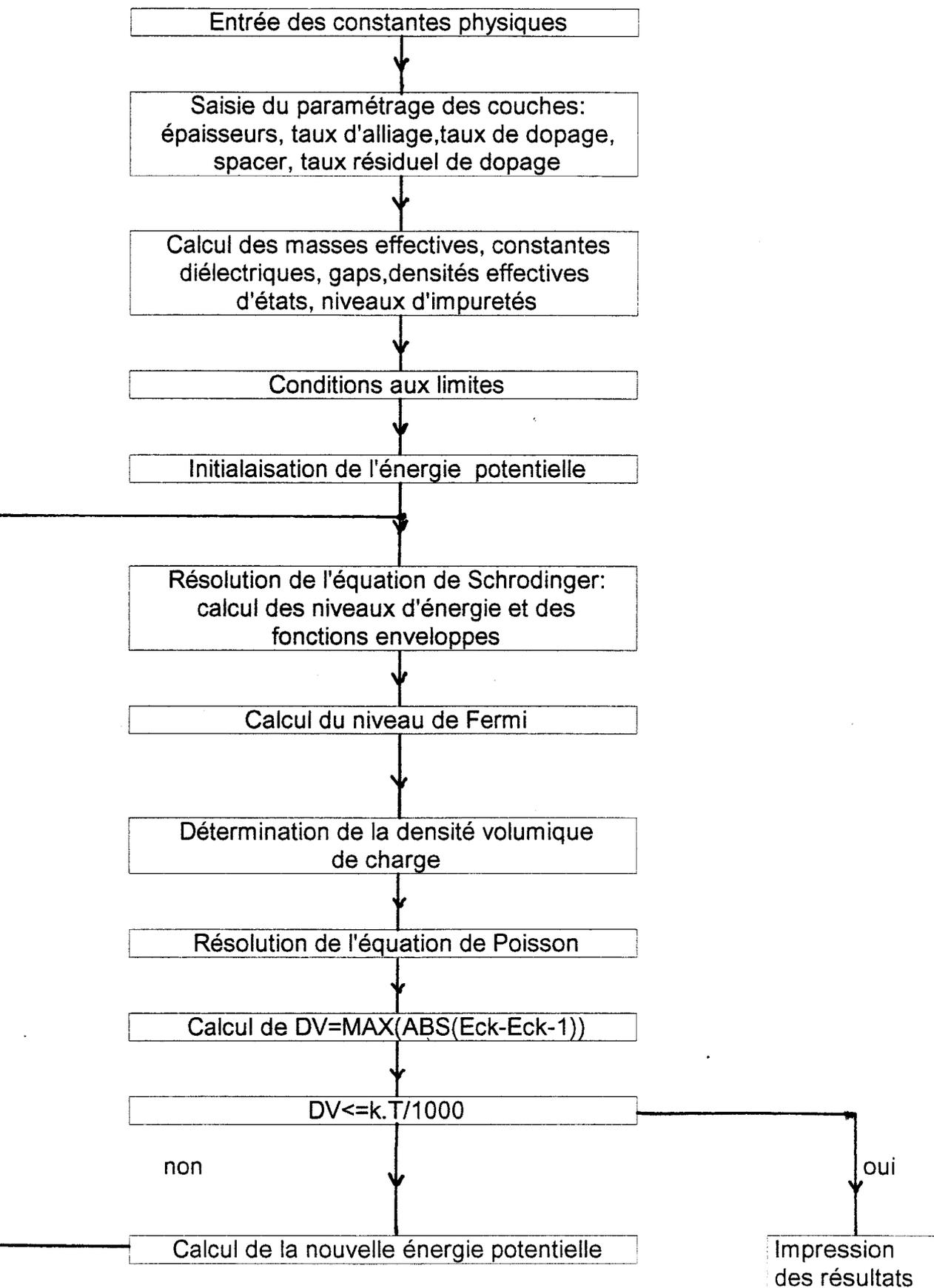


FIG I-9: ORGANIGRAMME

d'une dizaine à une centaine, notre critère de convergence est satisfaisait. Nous noterons seulement que le calcul est beaucoup plus long pour une structure à l'équilibre que pour une structure commandée par une grille polarisée.

Chapitre 2

Etude de la charge accumulée dans le canal à l'équilibre thermodynamique

Introduction

Nous nous proposons dans cette partie, d'utiliser le modèle décrit au chapitre précédent pour déterminer la densité NS d'électrons transférés dans la couche InGaAs à l'équilibre thermodynamique. Cette grandeur est en effet déterminante pour les performances des transistors à hétérojonction, car elle représente la densité maximale d'électrons transférés dans le canal d'un tel composant. Elle fixe entre autres, le courant maximum drain-source qui sera transporté dans le canal. Il est donc important, dans une première étape, d'étudier l'influence des différents paramètres sur NS afin de trouver des critères simples d'optimisation du transistor à hétérojonction, en particulier les PM-HEMT.

2.1 Méthode de calcul

2.1.1 Détermination du niveau de Fermi E_F

A l'équilibre thermodynamique le niveau de Fermi est indépendant des coordonnées d'espace. D'autre part à grande distance du puits la bande de conduction retrouve un profil plat, c'est-à-dire que le champ F est nul pour $z \rightarrow \pm \infty$. Ces conditions aux limites se traduisent par l'équation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z) dz = 0 \quad (2.1)$$

C'est par conséquent, cette équation que nous utiliserons pour calculer le niveau de Fermi E_F .

2.1.2 Niveaux d'énergie et fonctions d'onde

Nous savons, qu'à grande distance du puits, la bande de conduction tend vers deux valeurs constantes, une quand $z \rightarrow -\infty$ et l'autre quand $z \rightarrow +\infty$. Notons V_1 la plus petite des deux et V_2 la plus grande.

Les états quantiques du système peuvent alors être classés en deux catégories, les états liés au puits dont l'énergie E est inférieure à V_1 et les états non liés qui possèdent une énergie E supérieure à V_1 .

A grande distance du puits, c'est-à-dire quand $|z| \rightarrow +\infty$, les fonctions d'onde associées aux états liés décroissent exponentiellement. L'intégration de l'équation de Schrödinger se faisant dans un intervalle fini, nous prendrons dans ce cas, des valeurs aux limites nulles pour les fonctions d'onde.

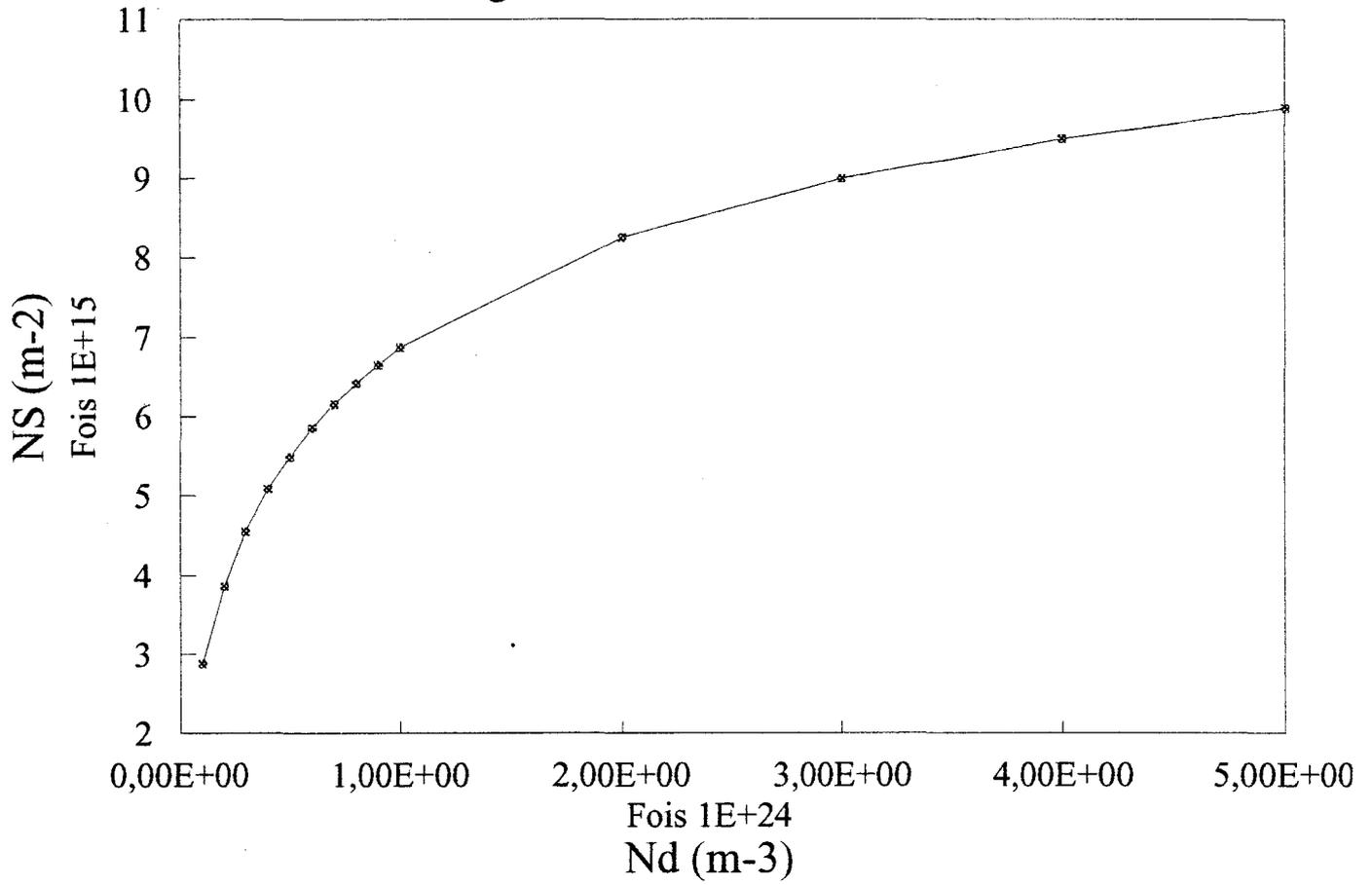
En ce qui concerne les états non liés, le comportement asymptotique de leurs fonctions d'onde est de type sinusoïdal, ce sont donc des fonctions non normalisables, nous ne pouvons donc pas les faire intervenir dans le calcul de la densité volumique d'électrons. Il faut noter que l'énergie de ces états est en général bien au dessus du niveau de Fermi, par conséquent leur population est faible comparée à celle des états liés. Ainsi l'erreur commise dans la résolution de l'équation de Poisson est faible et nous définissons la densité d'électrons dans le puits comme étant la population totale des états liés.

Cette distinction entre états liés et non liés montre que le calcul de la charge accumulée dans le canal ne peut pas se faire en introduisant un nombre arbitraire de niveaux d'énergie. A titre d'exemple, considérons l'hétérojonction AlGaAs/GaAs où la couche AlGaAs est unifor-

NS EN FONCTION DE Nd

Figure II-1

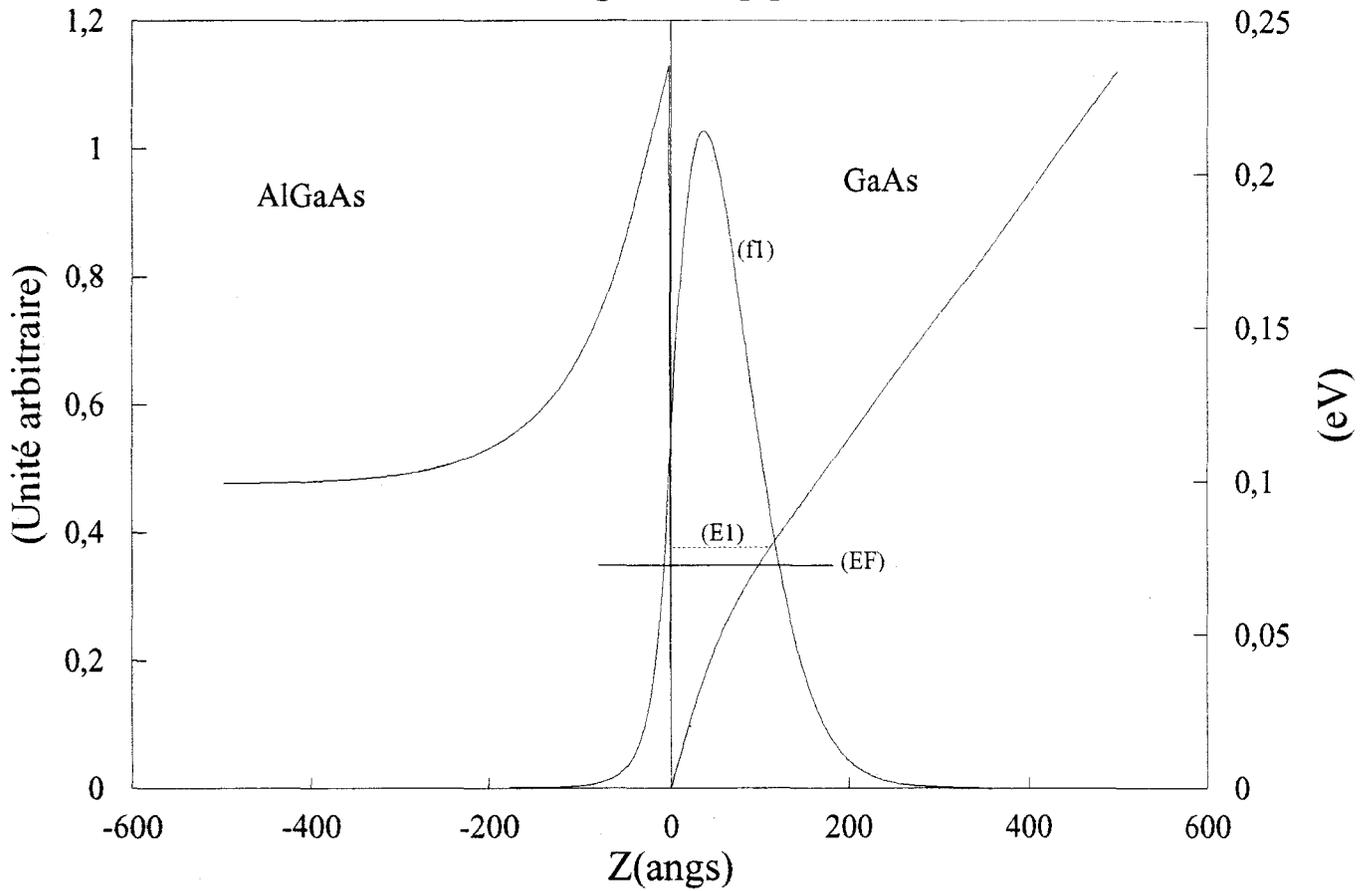
Taux Al: 0,3



Spacer: 40 Angs
T=300 K ED=0

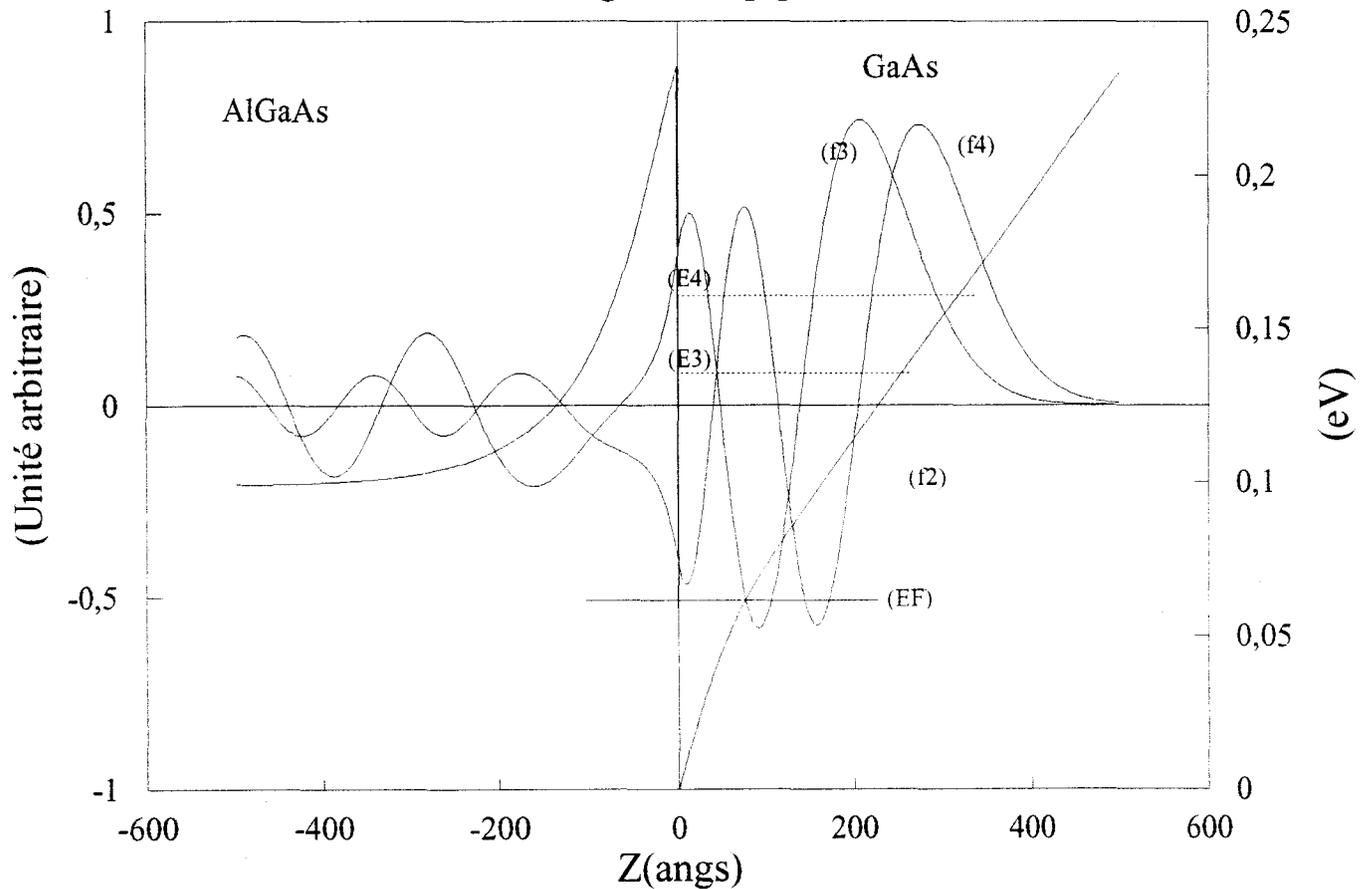
Exemples d'états liés

Figure II-1[a]



Exemples d'états résonants

Figure II-1[b]



mément dopée avec un taux volumique d'atomes donneurs Nd . Notre calcul montre que dans la plupart des cas il n'y a qu'un seul niveau lié au puits quantique. La figure II-1 montre l'évolution de NS en fonction de Nd , nous pouvons y constater un effet de saturation de la densité d'électrons.

Cet effet de saturation se comprend simplement, puisque le niveau fondamental du puits montre par rapport à la bande de conduction de AlGaAs lorsque le taux de dopage augmente. Ainsi il y a davantage d'électrons piégés dans la couche dopée qu'il y en a de transférés dans le canal.

Si nous effectuons le même calcul à 77 K, nous obtenons un léger accroissement de NS par rapport à $T = 300$ K, pour une valeur de Nd donnée. Ainsi pour $Nd = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ à 300 K nous avons $NS = 6,7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$, tandis que pour 77 K NS vaut $7,6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$. La différence est due à nombre d'états liés plus élevé à basse température. Dans l'exemple traité à 77 K, il y a trois niveaux liés au puits et un à 300 K. Les figures II-1a et II-1b montrent les fonctions d'ondes et les niveaux d'énergie associés aux différents états liés et non-liés (résonnants). Nous pouvons constater que les fonctions d'onde des états non liés présentent des extrémums élevés dans le puits, ce qui laisse supposer que l'essentiel de leur population sont dans le canal. En faisant intervenir un plus grand nombre d'états résonnants nous devrions trouver des densités d'électrons pratiquement identiques à 77 K et à 300 K.

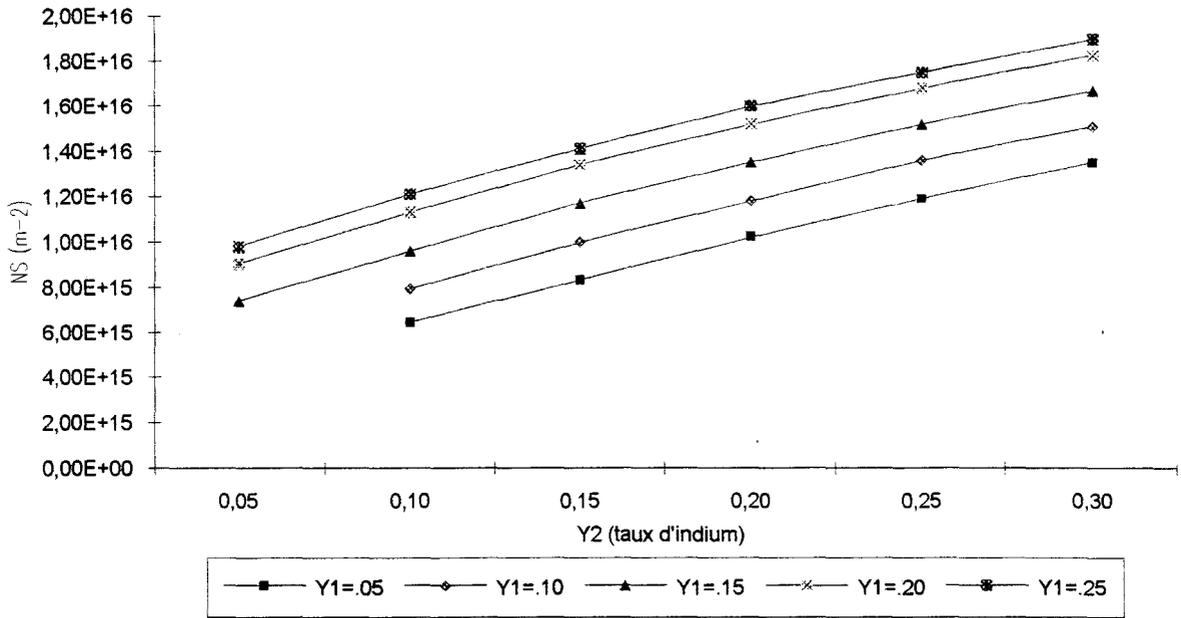
La présence de ces états non liés peut être mis en évidence expérimentalement car des transitions optiques faisant intervenir ces niveaux ont été observées [36][37].

2.2 Etude de la structure $\text{Al}_{y_1}\text{Ga}_{1-y_1}\text{As}/\text{In}_{y_2}\text{Ga}_{1-y_2}\text{As}/\text{GaAs}$ dopée en volume

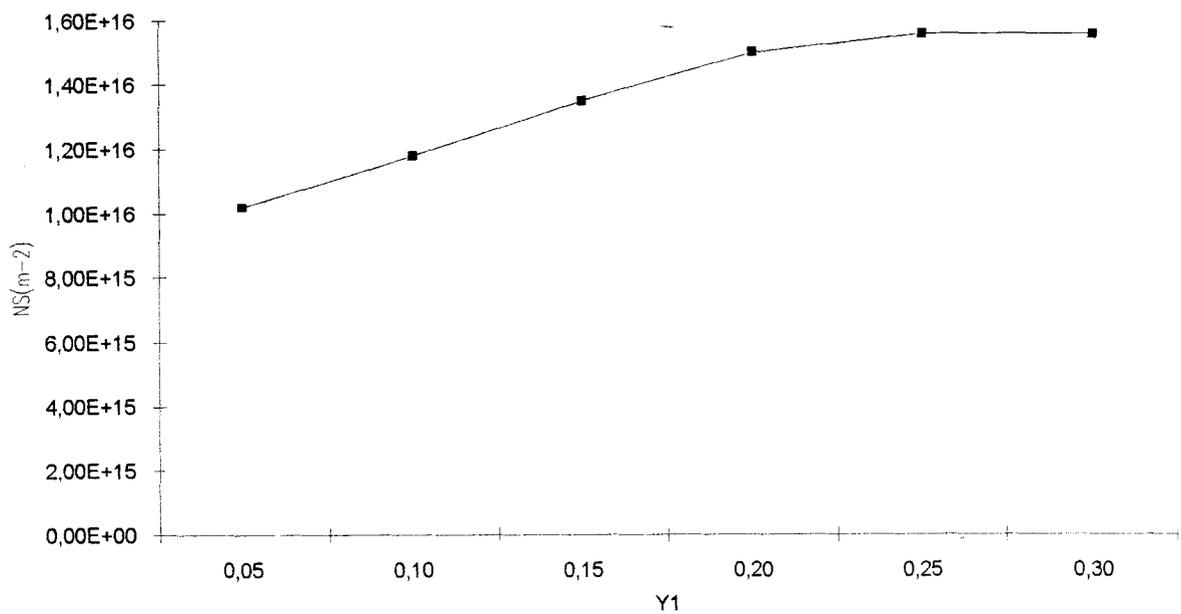
2.2.1 Influence des taux d'aluminium et d'indium sur la charge accumulée

La figure II-2 représente l'évolution de la densité d'électrons accumulés NS en fonction des taux d'aluminium y_1 et d'indium y_2 . Les calculs ici ont été effectués pour un taux de dopage volumique $Nd = 2 \cdot 10^{24} \text{ atomes m}^{-3}$, une largeur du puits de 100 Å, un spacer de 20 Å à la tem-

NS en fonction des taux de In et de Al
 Figure II-2 T=300K L2=100 ang



NS en fonction de Y1 pour Y2=0,20
 Figure II-3 T=300K L2=100angs Nd=2E+24m-3 ZP=20angs



température $T = 300 \text{ K}$.

Pour des taux y_1 et y_2 inférieurs à 10 % la charge accumulée est faible, il n'y a aucun niveau lié au puits, la description de la structure doit alors se faire de façon classique. D'autre part de telles compositions d'alliage ne présentent pas d'intérêt pour l'élaboration d'un transistor.

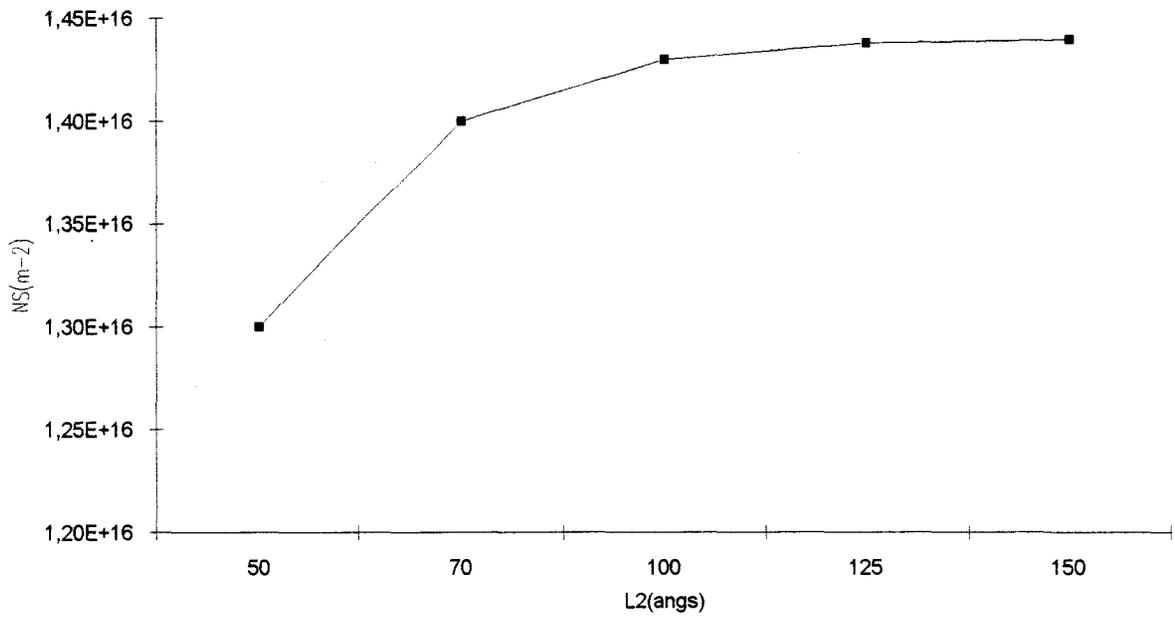
Pour des taux y_1 inférieurs à 20 %, NS croît proportionnellement à y_1 pour une valeur donnée de y_2 . Au delà de 20 % le niveau donneur est situé de plus en plus profondément dans la bande interdite de la couche AlGaAs et par conséquent piège davantage d'électrons, ainsi le taux d'accroissement de NS devient plus faible en fonction de y_1 . Sur la figure II-3 nous mettons en évidence ce phénomène pour un taux d'indium $y_2 = 20 \%$. Le modèle à un niveau donneur que nous utilisons montre donc que le gain d'électrons dans la couche d'accumulation InGaAs devient relativement faible pour des valeurs de y_1 supérieures à 20 %, car le niveau DX piège davantage d'électrons.

En ce qui concerne l'influence du taux d'indium y_2 , la figure II-2 montre que la densité d'électrons accumulés dans le canal a une dépendance quasi linéaire en y_2 . L'augmentation du taux d'indium conduit à une diminution de l'épaisseur critique de la couche InGaAs, ce qui impose l'utilisation d'un canal plus étroit. Ainsi le gain d'électrons dû à l'augmentation des discontinuités est compensé par la diminution de la largeur du canal et par conséquent à une diminution de la mobilité. Ceci nous oblige à limiter le taux d'indium à 25 %. A titre d'exemple pour $y_1 = y_2 = 20 \%$ nous obtenons une densité d'électrons d'environ $1,4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ dans le canal.

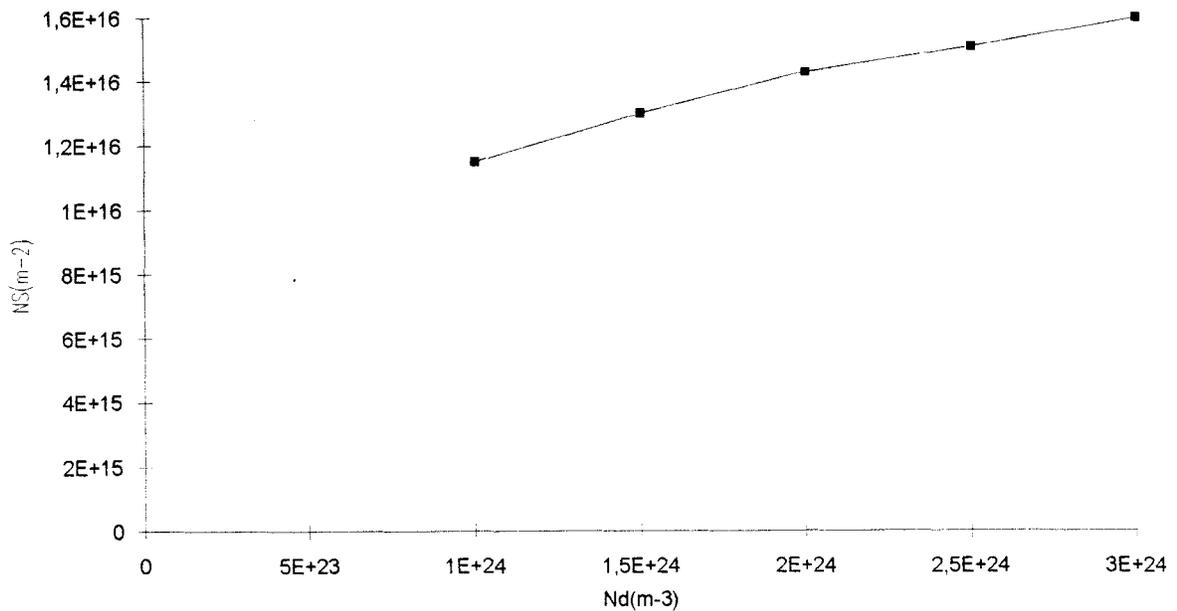
2.2.2 Influence de la largeur du puits.

Compte tenu de l'effet de la contrainte sur l'épaisseur critique de la couche InGaAs nous avons limité notre étude à des largeurs de puits situées entre 50 Å et 150 Å. La figure II-4 montre l'évolution de NS en fonction de la largeur L_2 du puits. Nous constatons qu'une augmentation de L_2 conduit à un gain d'électrons accumulés. Les résultats reportés sur cette figure ont été obtenus pour une composition d'alliage $y_1 = y_2 = 20 \%$. Dans ce cas, il n'y a qu'un seul niveau lié au puits pour L_2 variant de 50 Å à 150 Å. En désignant par E_1 l'énergie de ce niveau et par D_1 la densité d'états bidimensionnelle associée sa population N_1 est alors :

EVOLUTION DE NS EN FONCTION DE L2
Figure II-4 Y1=Y2=0,20 Nd=2E+24 ZP=20angs T=300K



Evolution de NS en fonction du taux de dopage Nd
Figure II-5 Y1=Y2=0,20 L2=100angs ZP=20angs T=300K



$$N_1 = D_1 \ln \left(1 + \exp \beta (E_F - E_1) \right) \quad (2.2)$$

Pour une largeur de puits de 50 Å et de 150 Å dans l'exemple traité la différence $E_F - E_1$ est de 49,2 meV et de 58,7 meV respectivement. Ainsi une augmentation de la largeur du puits provoque un accroissement de la densité d'électrons accumulés.

L'élargissement du puits n'influe pas que sur la population du niveau E_1 mais aussi sur le confinement des électrons dans le canal. En effet nous savons que la fonction d'onde pénètre dans les barrières constituées par les couches AlGaAs et GaAs. Lorsque la largeur du puits augmente l'énergie E_1 diminue ce qui entraîne un accroissement des barrières effectives de potentiel c'est-à-dire les quantités $\Delta E_{C1} - E_1$ et $\Delta E_{C2} - E_1$, donc une réduction de la probabilité de présence des électrons dans les couches AlGaAs et GaAs. Ainsi dans l'exemple traité, pour $L_2 = 50$ Å cette probabilité est de 17 % tandis que pour $L_2 = 150$ Å elle est de 3 %. La distance moyenne séparant les électrons du puits de la couche dopée augmentant avec la largeur L_2 , la diffusion coulombienne devient moins importante d'où une augmentation de la mobilité.

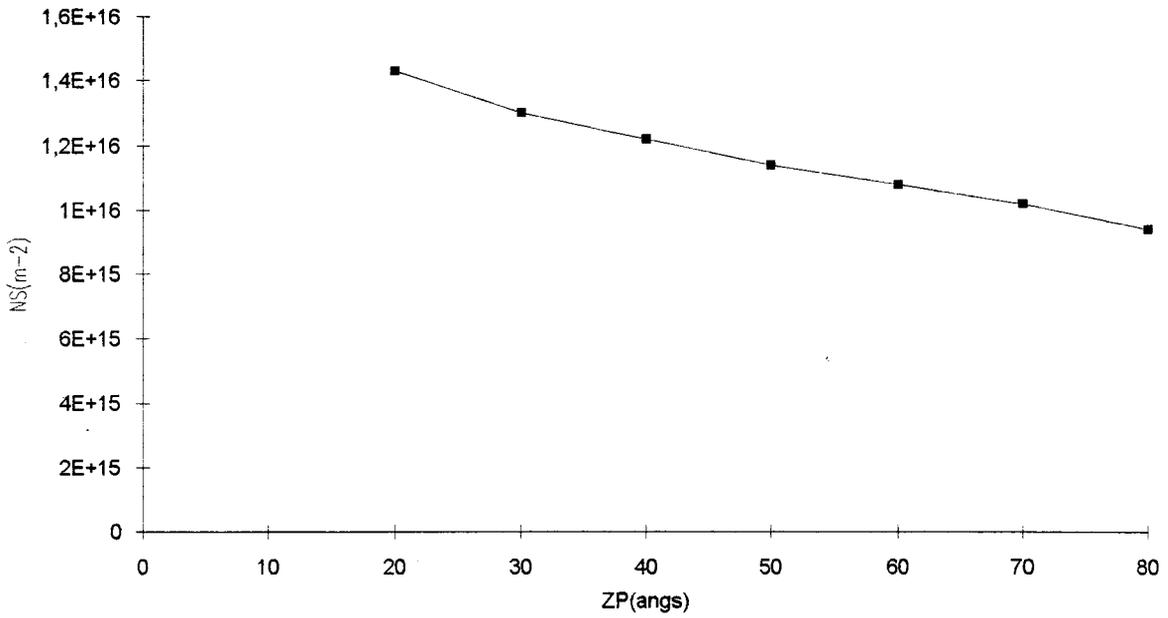
D'autre part les simulations réalisées par J.L. Thobel et al [33] par la méthode «Monté Carlo» montrent que dans un puits quantique la mobilité des électrons décroît rapidement quand L_2 diminue et est situé en dessous de 100 Å. Cette mobilité croît avec L_2 jusqu'à sa valeur tridimensionnelle.

L'ensemble des effets de la largeur du canal sur la densité d'électrons accumulés et sur la mobilité laissent à penser qu'une valeur optimale de L_2 devrait se situer autour de 150 Å. Cependant l'accroissement de NS en fonction de la largeur du canal étant faible, le critère déterminant dans le choix de L_2 doit être la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel.

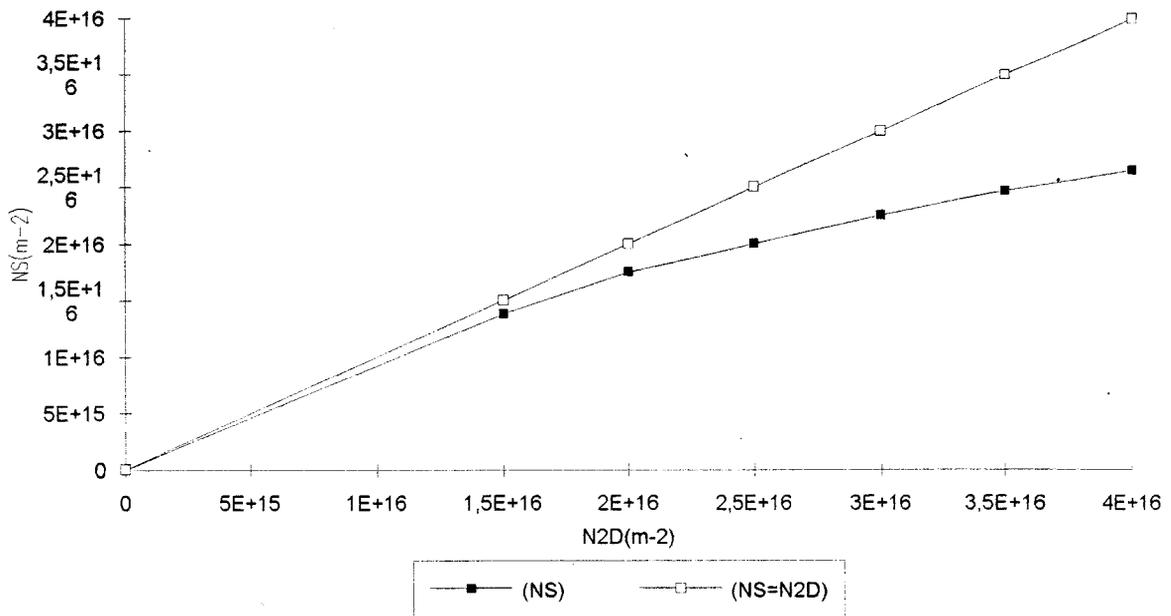
2.2.3 Influence du taux de dopage

Notre but étant d'obtenir des structures à haute densité d'accumulation où la mobilité des électrons est élevée, il nous paraît important d'étudier l'influence du taux de dopage volumique

Evolution de NS en fonction du spacer ZP
 Figure II-6 $N_d=2E+24m^{-3}$ $Y_1=Y_2=0,20$ $L_2=100\text{angs}$ $T=300K$



EVOLUTION DE NS EN FONCTION DE N2D
 Figure II-7 $L_2=100\text{angs}$ $ZP=40\text{angs}$ $T=300K$ $Y_1=Y_2=0,20$



N_d et de la largeur du «spacer». En effet, a priori nous pouvons penser qu'une augmentation de N_d entraîne un accroissement de N_S , tandis qu'une augmentation de la largeur du «spacer» provoque un accroissement de la mobilité des électrons accumulés dans le canal.

La figure II-5 montre une augmentation de N_S lorsque le taux de dopage croît. Nous pouvons estimer l'épaisseur W de la zone de charge d'espace créée par les impuretés ionisées par la relation :

$$W = \frac{NS}{nd} \quad (2.3)$$

Cette épaisseur décroît lorsque le taux de dopage augmente ainsi le champ électrique moyen dans cette zone croît ce qui impose une limite supérieure à la valeur de N_d car ce champ doit rester inférieur au champ de claquage du milieu. D'autre part un taux de dopage élevé provoquera une interaction coulombienne importante avec les électrons du canal diminuant ainsi leur mobilité. Cet effet obligera à prendre un «spacer» de forte épaisseur qui diminuera à son tour la charge accumulée dans le canal.

D'autre part il faut tenir compte des limitations techniques qui rendent difficile l'obtention de taux de dopage élevés dans AlGaAs. En effet la vitesse de croissance d'un tel matériau est déterminée par le flux des éléments de type (III), cette vitesse est suffisamment importante pour limiter le taux de silicium incorporé. Nous utilisons dans ce travail un taux de dopage de 2.10^{24} m^{-3} qui nous paraît raisonnable. La figure II-6 montre un exemple d'évolution de N_S en fonction de l'épaisseur ZP du «spacer». Comme il était prévisible nous obtenons une diminution de N_S quand ZP augmente.

2.2.4 Influence des niveaux d'impuretés

Nous avons choisi, dans ce travail, d'élaborer un modèle simple n'utilisant qu'un seul niveau d'impureté. Nous savons qu'un atome d'impureté tétravalent tel que le silicium donne naissance, dans une couche AlGaAs dopée en volume, pour toute composition d'alliage, à un niveau léger proche du minimum de la vallée Γ et à un niveau DX dont la position évolue en

Tableau II-1 **Nd=1.E+24m-3** **Y2=0,15** **ZP=20angs** **T=300K**

Taux d'aluminium	0,15	0,20	0,25	0,3
Ce travail (m ⁻²)	1,27.10 ⁺¹⁶	1,43.10 ⁺¹⁶	1,51.10 ⁺¹⁶	1,56.10 ⁺¹⁶
Modèle A (m ⁻²)	1,46.10 ⁺¹⁶	1,54.10 ⁺¹⁶	1,60.10 ⁺¹⁶	1,6310 ⁺¹⁶
Modèle B (m ⁻²)	1,26.10 ⁺¹⁶	1,41.10 ⁺¹⁶	1,54.10 ⁺¹⁶	1,61.10 ⁺¹⁶

Tableau II-2 **COMPARAISON** **CALCUL - EXPERIENCES** **A** **T=77K**

L2 (angs)	120	120	100	100
Y1	0,20	0,23	0,23	0,23
Y2	0,17	0,20 - 0,26	0,20 - 0,26	0,2
ZP	40	20	20	20
Nd (1.E+24 m-3)	1,00	2,00	2,00	2,00
NS calculé (1.E+16m-2)	1,14	1,76	1,76	1,67
NS mesuré [38] (1.E+16m-2)	0,80	1,70	1,90	1,60

fonction du taux d'aluminium et du taux de dopage volumique N_d [35]. Afin d'évaluer l'influence des niveaux donneurs nous allons comparer nos résultats à ceux obtenus à l'aide des deux modèles suivants : le modèle A où nous tenons compte uniquement du niveau DX dont l'énergie activation est donnée d'après [35] par :

$$E_D = 0,77y_1 - (0,12\sqrt{(3 \cdot 10^{-25}N_d) + 1,983}) \quad (\text{en } eV) \quad (2.4)$$

N_d étant exprimé en m^{-3} et le modèle B où nous tenons compte à la fois du niveau DX du modèle A et d'un niveau léger d'énergie d'activation nulle, résonnant avec la bande de conduction. Nous avons consigné dans le tableau II-1 les résultats fournis par notre travail et ceux des deux modèles définis ci-dessus. Pour établir cette comparaison nous avons effectué les calculs pour un taux d'indium fixe et égal à 0,15, et pour des taux d'aluminium valant 0,15 ; 0,20 ; 0,25 et 0,30.

Nous constatons que pour des valeurs du taux d'aluminium supérieures à 0,20 les résultats fournis par les trois modèles sont très proches, tandis que le modèle A conduit à des valeurs de NS sensiblement plus élevés que celles des deux autres pour $y_I \leq 0,20$. Si nous admettons l'existence de deux niveaux donneurs associés à chaque atome d'impureté, à l'équilibre c'est le niveau le plus bas qui limitera le nombre d'électrons transférés dans le canal. Pour $y_I \leq 0,20$ c'est le niveau léger qui est le plus bas ce qui explique que les résultats donnés par notre modèle et le modèle B soient très proches.

Par contre, pour $y_I > 0,20$ c'est le niveau DX qui est le plus bas et qui limite la valeur de NS . Les trois modèles donnent des résultats très proches dans ce cas.

2.2.5 Comparaison avec l'expérience

La détermination expérimentale de la densité d'électrons libres dans une structure se fait en général par effet Hall. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne donne pas directement la valeur de NS mais du nombre total d'électrons libres. Ainsi les densités obtenues par effet Hall sont toujours supérieures à NS . Y. Cordier [38] a exploité ces mesures en introduisant un modèle à deux couches où il tient compte de la mobilité des porteurs dans AlGaAs et dans In-

GaAs. Il a pu ainsi donner une évaluation de NS .

Le tableau II-2 montre les valeurs de NS obtenues à 77 K par notre modèle et par les mesures [38]. Nous pouvons constater un accord satisfaisant entre les valeurs expérimentales et calculées de NS .

2.3 Etude des structures à dopage plan

Notre objectif étant la modélisation et l'optimisation des transistors PM-HEMT, dans de tels composants les électrons du canal sont commandés par une grille Schottky déposée sur la couche AlGaAs dopée. Les électrons libres de la couche AlGaAs, à cause de la présence d'impuretés de concentration relativement élevée, ont une mobilité faible. Il convient donc d'éviter au maximum la présence de porteurs libres dans cette couche afin d'obtenir de bonnes performances du transistor. Nous venons d'examiner le cas où la couche AlGaAs était dopée en volume et nous avons constaté que seule une faible fraction des électrons libérés par les impuretés s'accumulaient dans le canal. Il y a donc, dans ce cas, une densité non négligeable d'électrons qui demeurent dans la couche dopée. Une solution à ce problème consiste à apporter moins d'atomes d'impuretés dans la couche en réalisant un dopage plan. Ainsi l'épaisseur dopée devient moins importante réduisant ainsi le nombre d'électrons demeurant dans la couche.

Un autre paramètre important pour un transistor est sa tension de pincement pour laquelle son canal est vide de porteurs libres. Dans le cas d'un dopage volumique, en désignant par l_d l'épaisseur de la couche dopée, le potentiel de pincement V_p peut être estimé par la relation :

$$V_p = \Delta E_{c_1} + \frac{Nd \cdot q \cdot l_d^2}{2\epsilon_1} \quad (2.5)$$

Dans le cas d'un dopage plan, si $N2D$ désigne la densité d'impuretés dans le plan et l_d la distance entre la grille et ce plan, le potentiel de pincement devient :

$$V_p = \Delta E_{c_1} + \frac{N2D \cdot q \cdot l_d}{\epsilon_1} \quad (2.6)$$

Le potentiel de pincement, dans le cas du dopage plan, dépend linéairement de l'épaisseur

de la couche AlGaAs située sous la grille, tandis que cette dépendance est quadratique dans le cas du dopage volumique. En général, lors de la fabrication d'un transistor, la grille est déposée après une attaque chimique ou ionique du «cap layer». Le potentiel de pincement souhaité, pour un taux de dopage donné, peut alors être différent de celui obtenu après le dépôt de la grille. Cet écart étant dû à l'imprécision sur l'épaisseur de la couche AlGaAs ou à une destruction partielle de cette couche après une attaque chimique. Dans le cas du dopage plan, la variation relative du potentiel de pincement est $\frac{\Delta l_d}{l_d}$ tandis qu'elle est de $2 \frac{\Delta l_d}{l_d}$ pour le dopage volumique. Ainsi le potentiel de pincement présente une sensibilité moins importante à l'épaisseur dans le cas du dopage plan. D'autre part, la présence d'une couche non intentionnellement dopée entre la grille et la zone dopée permet d'améliorer la qualité du contact Schottky.

Ces quelques remarques montrent l'intérêt des structures à dopage plan que nous allons étudier maintenant, à l'équilibre thermodynamique.

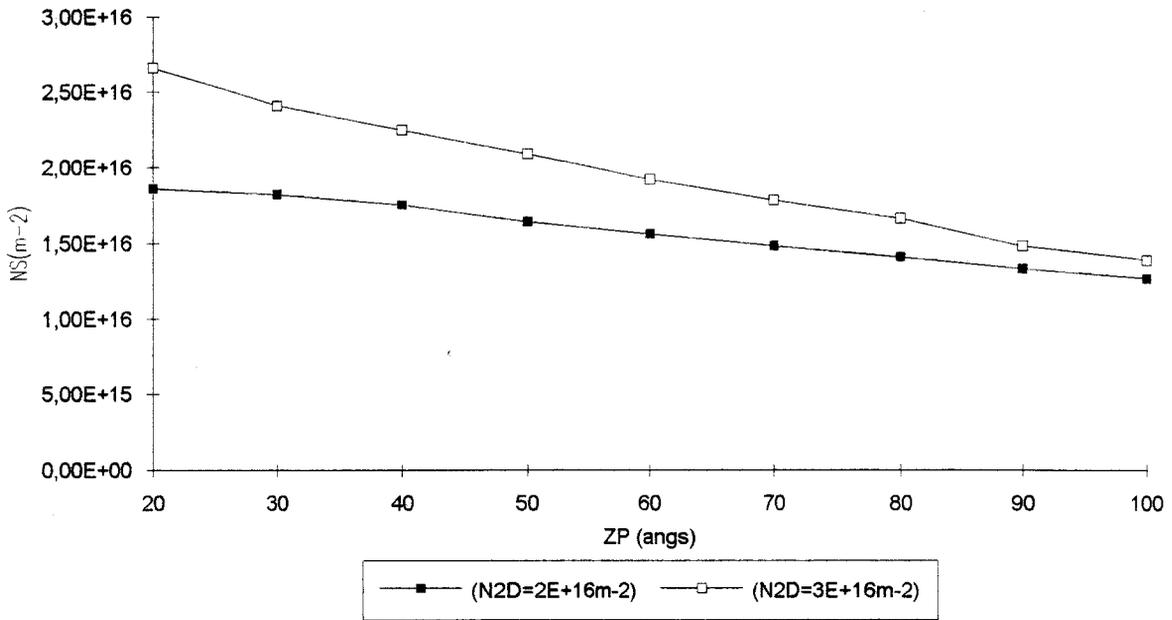
2.3.1 Diffusion des impuretés dans un plan dopé

La réalisation du dopage s'effectue lors de la croissance de la couche AlGaAs en arrêtant les flux de gallium et d'aluminium, en ouvrant la source de silicium et en maintenant le flux d'arsenic. Les atomes de silicium viennent alors se fixer essentiellement en site aluminium-gallium. La durée d'ouverture de la source de silicium et sa température déterminent le taux de dopage du plan.

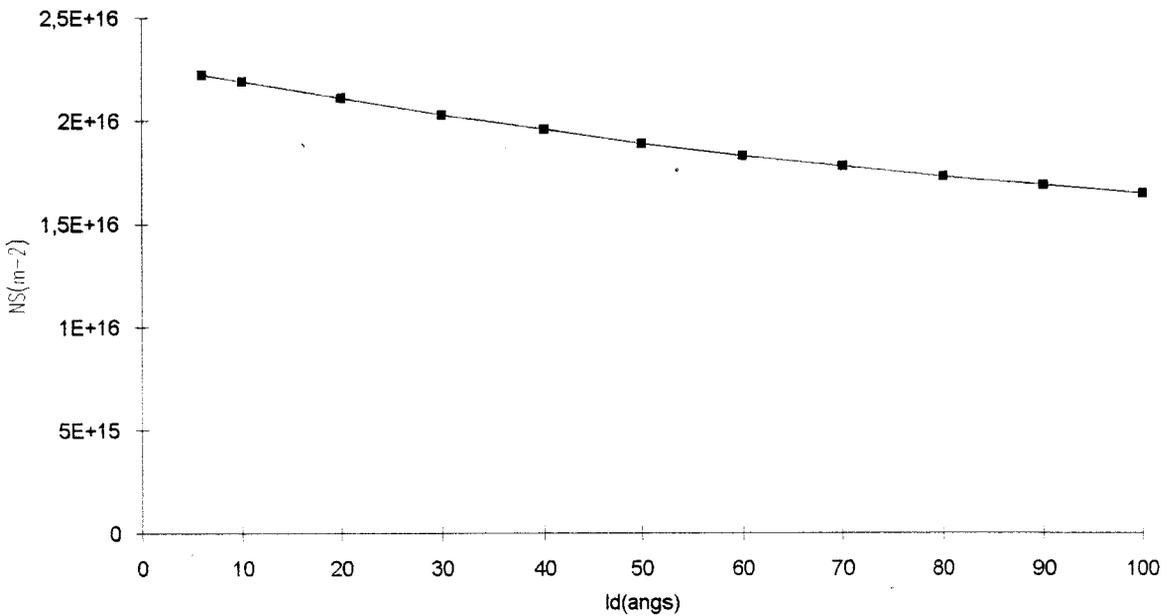
A. Zrennet et al [39],[40],[41],[42] ont montré expérimentalement l'existence d'un puits autour du plan et ont mis en évidence la quantification des niveaux d'énergie des électrons. L'exploitation des mesures de magnétorésistance ont permis de montrer que le dopage pouvait s'étendre sur une épaisseur de plusieurs dizaines d'angströms.

En effectuant des mesures de $C(V)$, E.F. Schubert et al ont établi le profil de dopage d'une couche de AlGaAs dopée plan [34]. Ils ont montré ainsi que l'élargissement du profil de dopage dépend à la fois de la température de croissance et de la densité d'impuretés incorporées. En mesurant le coefficient de diffusion du silicium dans AlGaAs, ils concluent à la nécessité d'une croissance à basse température ($T < 800^\circ\text{C}$) pour obtenir une répartition des donneurs sur une faible épaisseur l_d ($l_d < 100 \text{ \AA}$).

Figure II-8 Evolution de NS en fonction de ZP
 L2=100 angs T=300K Y1=Y2=0,20



Evolution de NS en fonction de la longueur ld de diffusion
 Figure II-9 N2D=3E+16m-2 T=300K ZP=40angs Y1=Y2=0,20 L2=100angs



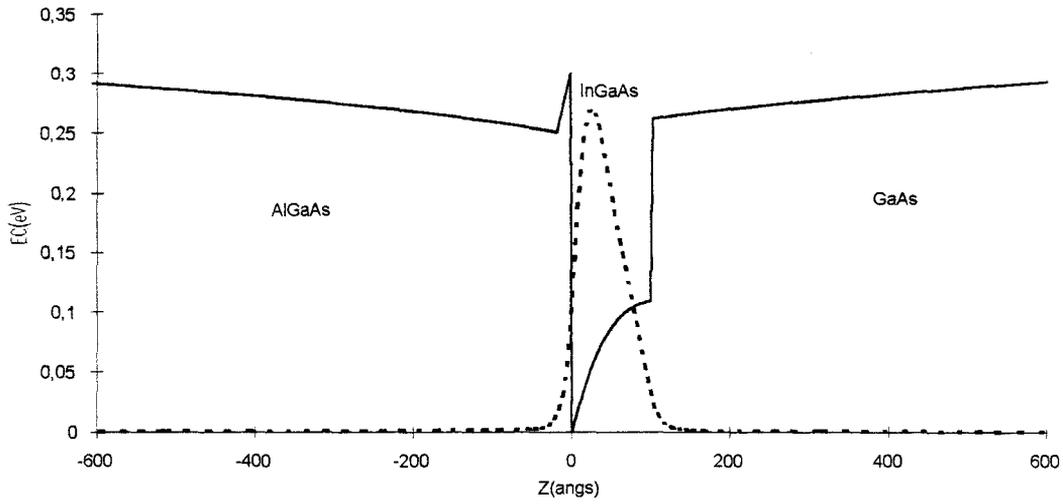
Dans ce travail, nous avons choisi de modéliser le profil du dopage plan par un dopage uniforme en volume de taux Nd sur une épaisseur ld . Cette modélisation simple introduit un paramètre supplémentaire ld . En fixant la valeur $N2D$ du taux de dopage du plan, nous avons représenté figure II-9 l'évolution de NS en fonction de ld . Nous constatons donc que l'élargissement du dopage plan diminue la densité d'électrons transférés dans le canal à l'équilibre. Cette dépendance de NS en fonction de ld pose le problème du choix de ce paramètre. Un critère simple consiste à admettre que les atomes de silicium diffusent dans la couche à la limite de leur solubilité dans AlGaAs. Si nous estimons cette limite Nd_0 à $10^{25} m^{-3}$, pour $N2D = 3 \cdot 10^{16} m^{-2}$, ld vaut 30 Å, ce qui conduit à $NS = 2 \cdot 10^{16} m^{-2}$ (figure II-9). Si au contraire nous calculons NS dans le cas d'un plan idéal ($ld \approx 6$ Å), nous trouvons $2,2 \cdot 10^{16} m^{-2}$ soit un écart d'environ 10%. La différence étant relativement faible, nous utiliserons donc un plan idéal pour les calculs que nous effectuons dans la suite.

2.3.2 Les niveaux d'impuretés

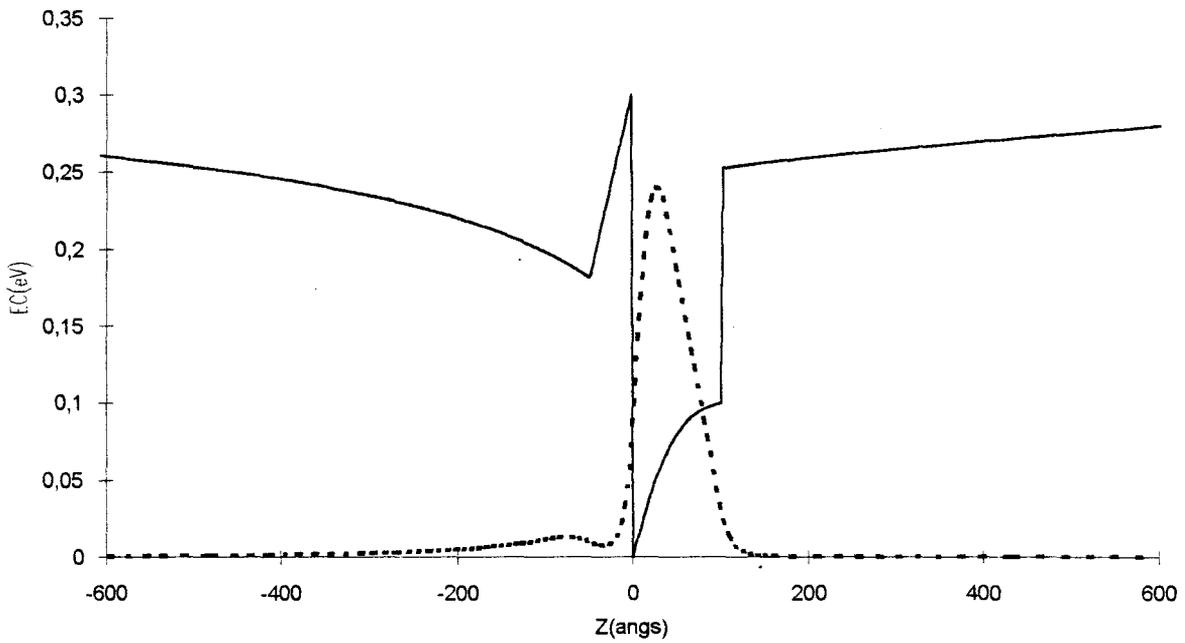
La présence d'un plan dopé dans la couche AlGaAs modifie localement sa structure de bande en créant un puits de potentiel en forme de V. Il apparait aussi des niveaux d'énergie sur lesquels vont se répartir les électrons peuplant cette couche. Le niveau léger utilisé dans le cas du dopage volumique doit être remplacé ici par l'ensemble des niveaux du puits qui s'est formé.

En ce qui concerne le niveau DX, nous savons que pour des taux d'aluminium inférieurs à 20%, il se situe bien au-dessus de la vallée (Γ). Si nous admettons que l'énergie d'activation donnée par [35] est encore applicable au dopage plan, pour Nd à $10^{25} m^{-3}$ et $y_I = 0,3$ nous obtenons $E_0 \approx -37 meV$, ce qui signifie que le niveau DX étant au-dessus de la vallée (Γ) sera faiblement peuplé à l'équilibre thermodynamique. L'hypothèse la plus simple est alors d'admettre que tous les donneurs sont ionisés, ce que nous ferons dans la suite.

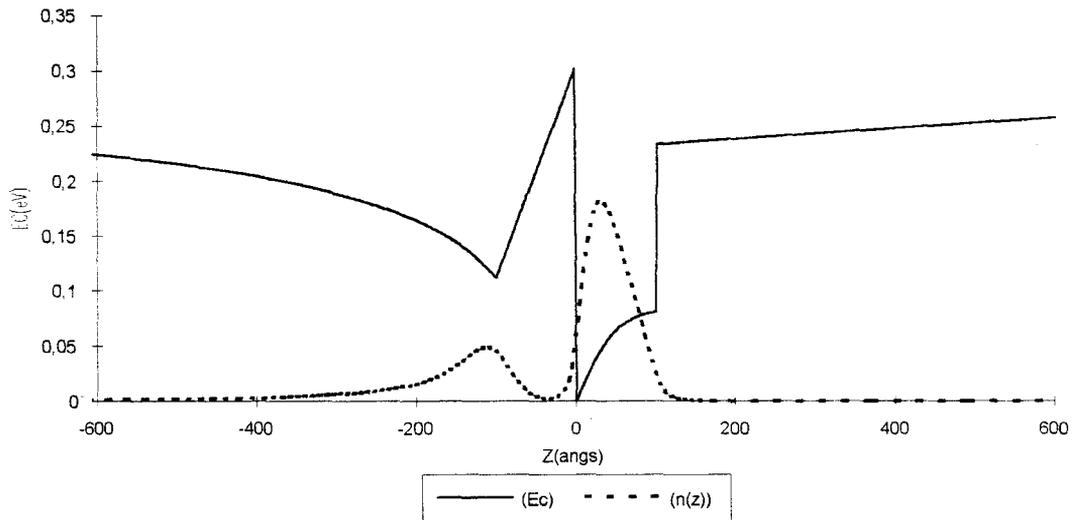
Fig. II-9[a,b,c]EVOLUTION DE $E_c(z)$ ET $n(z)$ EN FONCTION DE ZP
ZP=20 angstroms N2D=2E+16m-2 T=300K L2=100ans Y1=Y2=0,20



ZP=50angstroms



ZP=100 angstroms



2.3.3 Influence du taux de dopage N2D du plan

La figure II-7 montre l'évolution de NS en fonction de N2D. La densité d'électrons accumulés dans le canal est ici nettement supérieure à celle obtenue pour une structure dopée en volume. D'autre part NS augmente rapidement quand N2D croît, ce qui permet d'envisager des structures à forte densité d'électrons dans le canal utilisables pour les composants de puissance. Il est évident que le taux de dopage N2D doit rester inférieur à une valeur limite imposée par le champ de claquage du milieu.

Nous pouvons constater aussi que l'augmentation de NS ne se fait pas à un taux régulier. En effet, pour un dopage plan N2D à $2.10^{16} m^{-2}$, il s'accumule $1,8.10^{16} m^{-2}$ d'électrons dans la couche InGaAs, soit 90% de N2D, tandis que pour N2D à $4.10^{16} m^{-2}$ nous n'avons plus que 67%. Ainsi pour des plans fortement dopés, un grand nombre de porteurs restent piégés dans la couche AlGaAs. Il nous paraît raisonnable dans ce cas, de limiter la densité du plan dopé à une valeur de $3.10^{16} m^{-2}$ de façon à éviter une conduction parallèle trop importante dans une couche à faible mobilité qu'est AlGaAs. Nous nous limiterons, dans la suite, à des valeurs de N2D inférieures ou égales à $3.10^{16} m^{-2}$.

2.3.4 Influence de la largeur ZP du «spacer»

La charge électrique du plan étant très importante l'interaction coulombienne avec les électrons du canal est plus forte que dans le cas du dopage volumique. Cet effet a pour conséquence la diminution de la mobilité des porteurs dans la couche InGaAs. Il est donc important, dans le cadre d'applications faible bruit, d'introduire lors de la croissance une couche de AlGaAs non intentionnellement dopée, servant de couche «spacer» pour réduire l'attraction électrostatique.

Sur la figure II-8, nous représentons la variation de NS en fonction de ZP l'épaisseur de cette couche tampon. Nous constatons que l'augmentation de ZP conduit à une diminution importante et rapide de NS. Il est intéressant ici de voir l'évolution du profil de la bande de conduction et de la densité d'électrons en fonction ZP (figure II-9 : a, b, c)

Pour de faibles valeurs de ZP les électrons sont fortement confinés dans le canal et le puits

Figure II-10

Structure à deux plans dopés

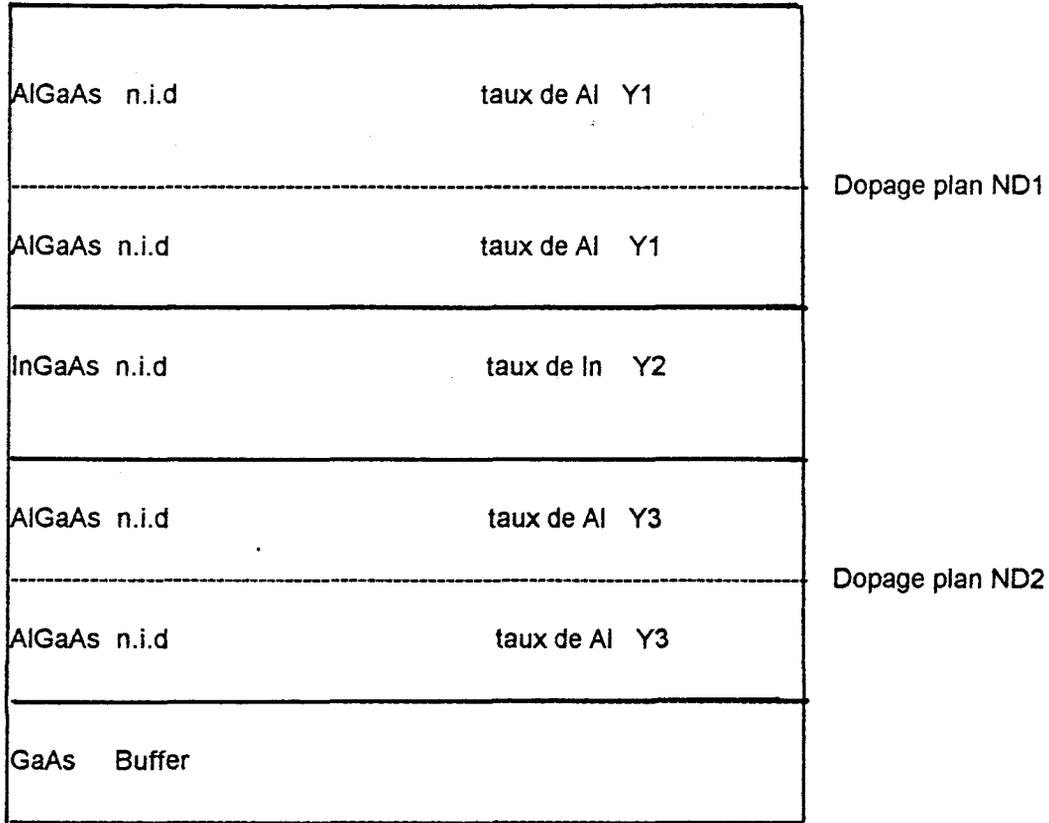
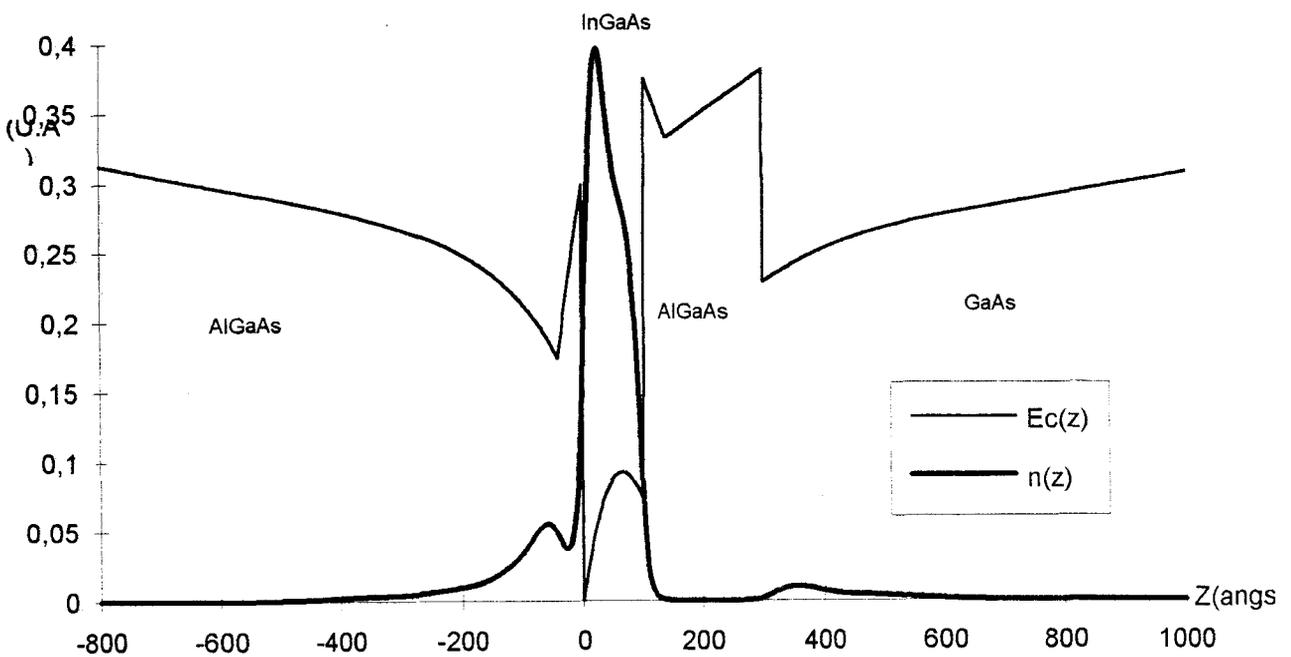


Figure II-11 Type de profil de la BC obtenu pour un dopage biplan



créé par le plan dopé est faiblement peuplé. Quand la valeur de ZP augmente il apparaît un découplage entre les deux puits et la couche AlGaAs est de plus en plus peuplée.

Il apparaît, au travers des remarques formulées, que l'optimisation d'une telle structure nécessite l'intervention de nombreux facteurs tels que N_S la densité d'électrons dans le canal, la mobilité moyenne des porteurs, la commande de charge, etc. Néanmoins, il nous semble qu'un spacer d'environ 50 Å devrait réaliser un bon compromis entre ces différents facteurs. En effet c'est à partir de cette valeur du «spacer» que les électrons du deuxième niveau d'énergie se trouvent répartis sur les deux puits.

2.3.5 Structures à deux plans dopés

Nous venons de voir que pour des densité de dopage du plan supérieur à $3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, beaucoup trop d'électrons se trouvent dans la couche AlGaAs. Pour obtenir un gaz d'électrons plus dense dans le canal nous devons donc envisager une structure où un deuxième plan dopé serait placé de l'autre côté du canal. Nous noterons alors $N2D_1$ et $N2D_2$ les taux de dopage des plans ; ZP_1 et ZP_2 les «spacers» de part et d'autre du canal et Y_3 le taux d'aluminium de la deuxième couche de AlGaAs qui doit rester quasi-déserte à l'équilibre.

La figure II-11 montre un exemple typique du profil de la bande de conduction obtenu par calcul autocohérent. Nous constatons que la couche GaAs peut accumuler des électrons. Cette couche n'étant pas dopée, la dynamique des porteurs qui la peuplent ne détériore pas les performances du composant.

Nous allons, dans un premier temps, fixer tous les paramètres sauf la largeur L_2 du canal afin d'étudier son effet sur la charge accumulée. Sur la figure II-13 nous avons représenté la variation de NS en fonction de L_2 dans le cas où $N2D_1 = N2D_2 = 3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$. Comme nous pouvons le constater la charge accumulée dans le canal est très sensible à la largeur de celui-ci. Pour de grandes valeurs de L_2 , NS tend vers une valeur de saturation que nous noterons NSAT. Cette valeur limite qui est ici de $4,6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ est à comparer avec celle obtenue dans le cas où seul existe le plan dopé $N2D_1$ qui est de $2,3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ pour un «spacer» $ZP_1 = 40 \text{ Å}$. Il est évident que le gain en électrons est, dans le cas traité, très important puisqu'il est de l'ordre de $2,3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ mais reste inférieure à $N2D_2$. autrement dit le taux de dopage du deuxième plan

Evolution de la BC et de la densité d'électrons en fonction de z

Figure II-12[a] T=300K ZP1=40angs ZP2=20angs N2D1=3E+16m-2 N2D2=3E+16m-2
L2=60angs

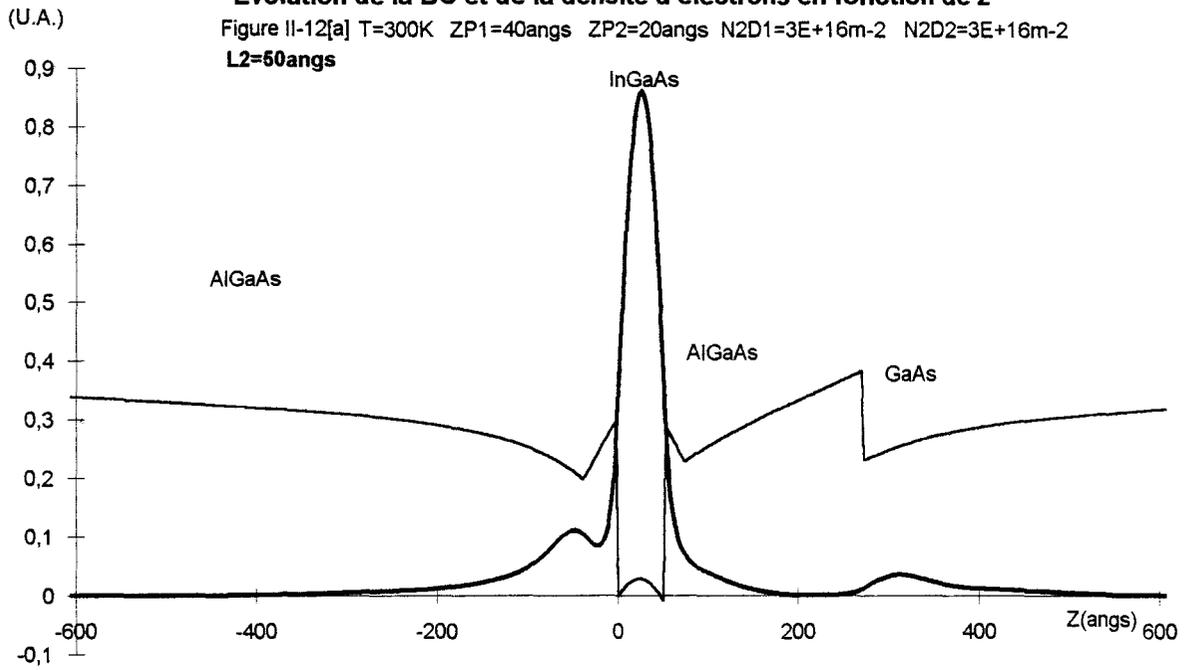
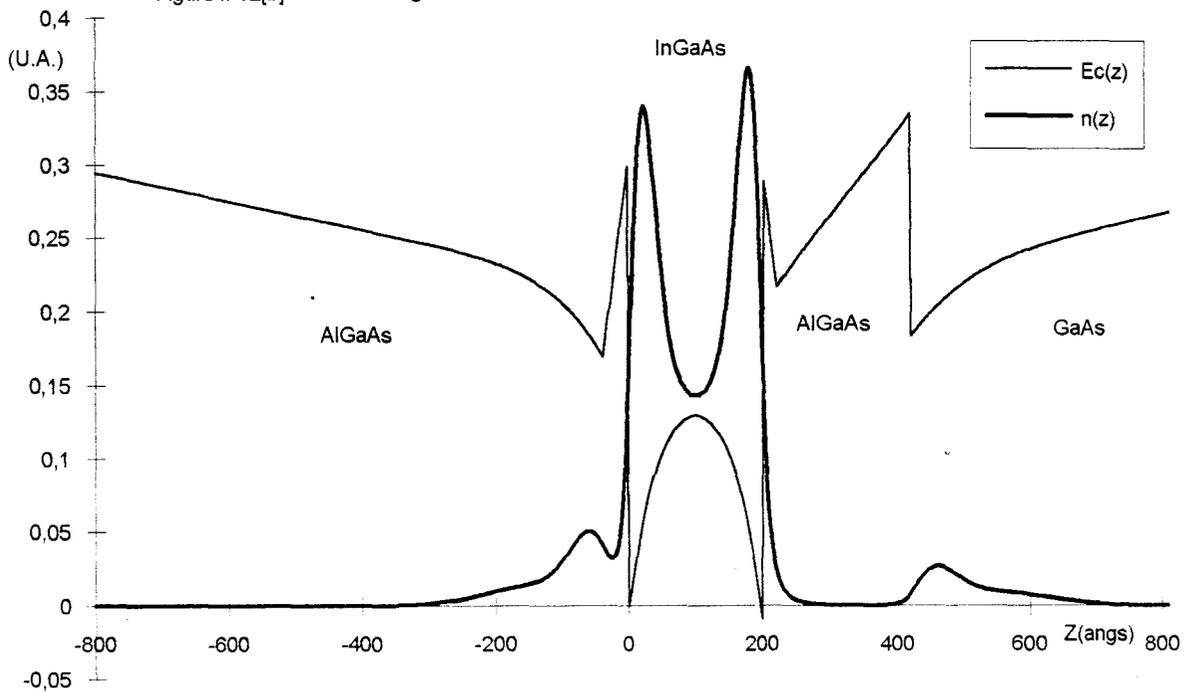
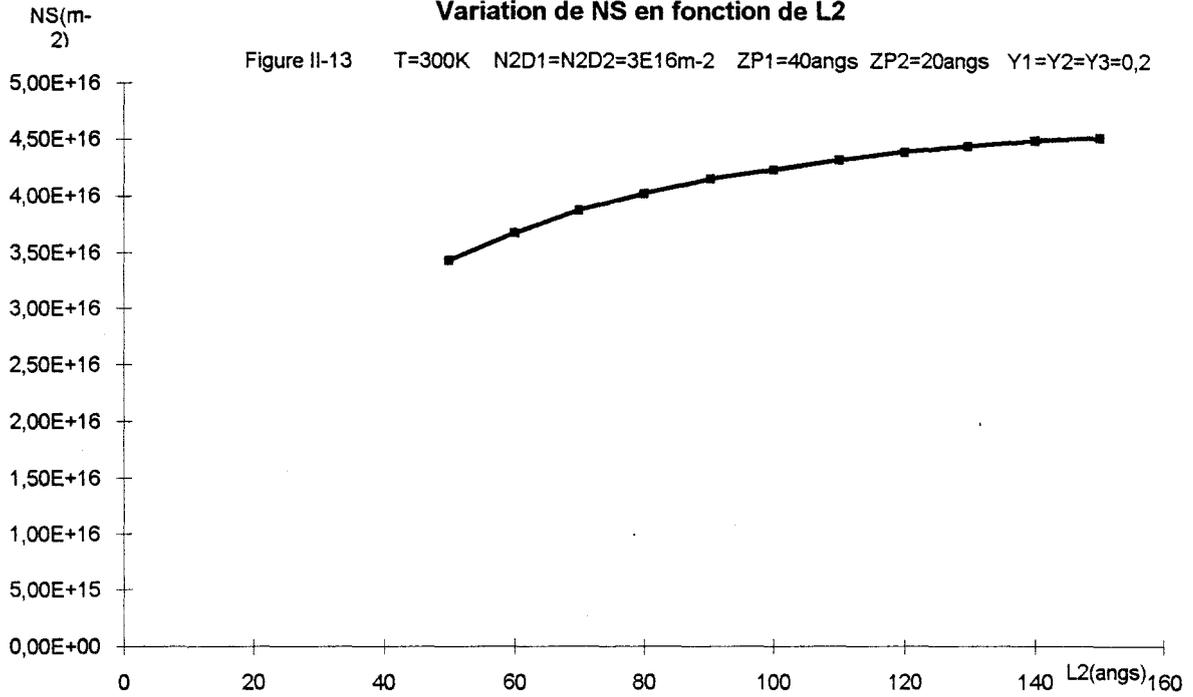


Figure II-12[b] L2=120angs



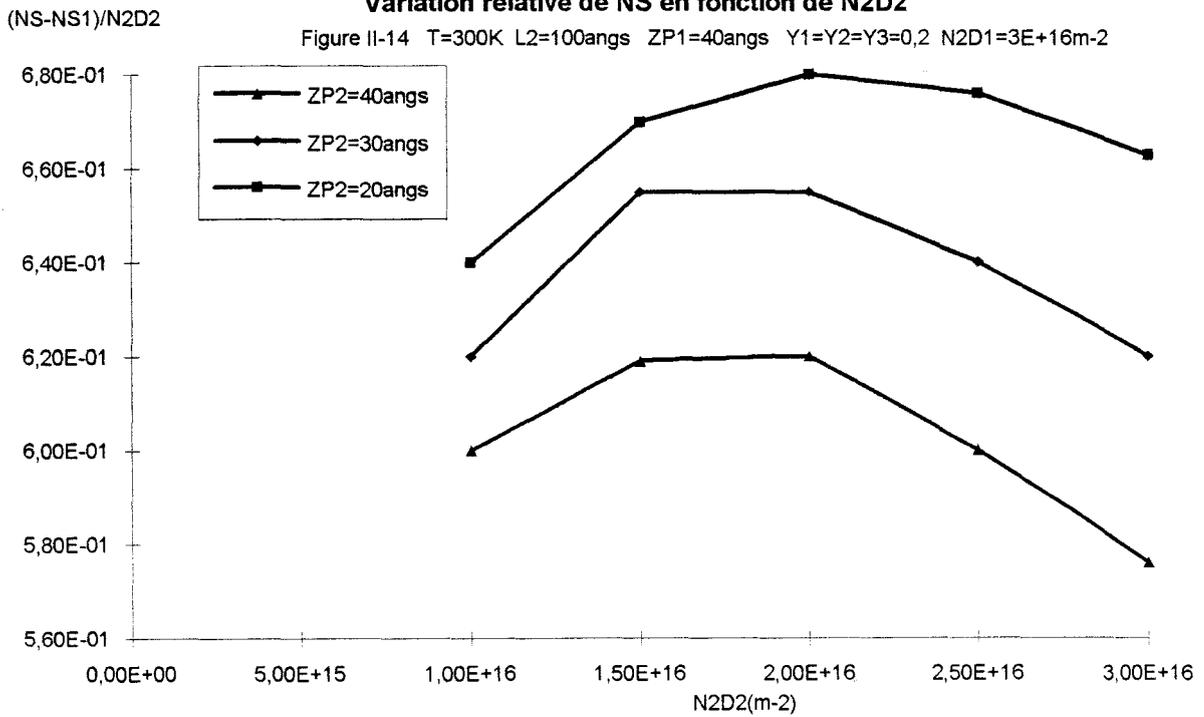
Variation de NS en fonction de L2

Figure II-13 T=300K N2D1=N2D2=3E16m-2 ZP1=40angs ZP2=20angs Y1=Y2=Y3=0,2



Variation relative de NS en fonction de N2D2

Figure II-14 T=300K L2=100angs ZP1=40angs Y1=Y2=Y3=0,2 N2D1=3E+16m-2



est trop important.

D'une part la très forte sensibilité de NS en fonction de L_2 peut se comprendre aisément. Sur la figure II-12 nous avons représenté la densité d'électrons en fonctions de z pour les largeurs du canal de 50 Å et de 120 Å. Cette densité présente un seul extrémum pour de faibles largeurs du puits, ce qui signifie que les deux plans dopés interagissent fortement et influencent mutuellement la charge qu'ils transfèrent dans le canal. Les couches dopées restent alors fortement peuplées. Lorsque L_2 augmente la densité volumique $n(z)$ d'électrons commence à présenter deux extrémums autour de $L_2 = 100$ Å. La valeur de NS croît alors plus lentement jusqu'à saturation. Nous pouvons donc déjà retenir que la largeur du canal devra se situer au delà de 100 Å qui est la valeur minimale pour L_2 .

Notons NS_1 la charge transférée à l'équilibre dans le canal par le plan dopé $N2D_1$ seul. La quantité $\Delta NS = NS - NS_1$ représente alors la densité d'électrons apportés dans le canal pour le deuxième plan dopé $N2D_2$. Sur la figure II-14 nous avons représenté la quantité $\Delta NS/N2D_2$ en fonction de ND_2 pour différentes valeurs de «spacer» ZP_2 . Comme il était prévisible, cette quantité diminue quand ZP_2 augmente. Mais il apparait aussi qu'elle prend sa valeur maximale pour $N2D_2$ de l'ordre de $2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$. Pour $N2D_2 > 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, $\Delta NS/N2D_2$ diminue rapidement. Ces résultats nous permettent de penser que la valeur optimale pour le taux de dopage du deuxième plan doit être $N2D_2 = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$.

Conclusion

En adoptant la densité NS d'électrons transférés dans le canal à l'équilibre comme critère, nos calculs montrent que les transistors à couche active dopée plan présenteront de meilleures performances que ceux dont la couche active est dopée en volume. Nous pouvons noter que dans le cas d'une structure à un seul plan dopé, NS reste important même pour des «spacers» de l'ordre de 100 Å. En effet pour les cas traités (figure II-7) NS est de l'ordre de $1,4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, ce qui est comparable aux résultats obtenus pour des couches dopées en volume avec de faibles «spacer».

Cependant, dans le cas du dopage plan, le grand nombre de niveaux d'énergie introduit une différence importante entre la mobilité réelle des porteurs et la mobilité de Hall, nous

avons en fait $\mu_H > \mu$ [43]. De même il nous est difficile de comparer NS calculé dans notre modèle avec les valeurs expérimentales car toujours d'après [43] la différence entre la densité d'électrons NH mesurée par effet Hall et NS calculé peut être très importante ($NS \geq NH$).

D'autre part, nous avons envisagé au chapitre 1 de tenir compte du terme de corrélation et d'échange dans l'énergie potentielle des électrons. Nous avons effectué ce calcul et avons constaté une augmentation de NS dans ce cas d'environ 10^{15} m^{-2} . Cette augmentation étant relativement faible comparée à NS nous n'en avons pas tenu compte. Nous avons aussi envisagé l'existence d'un effet de non parabolicité des sous-bandes. Les calculs effectués dans ce cas montrent que l'influence sur NS et sur les niveaux d'énergie est tout-à-fait négligeable. Ceci confirme que la discontinuité de la masse effective des électrons d'une couche à l'autre, ne couple pas les différents niveaux d'énergie entre eux.

Chapitre 3

Structures PM-HEMT commandées par un contact Schottky

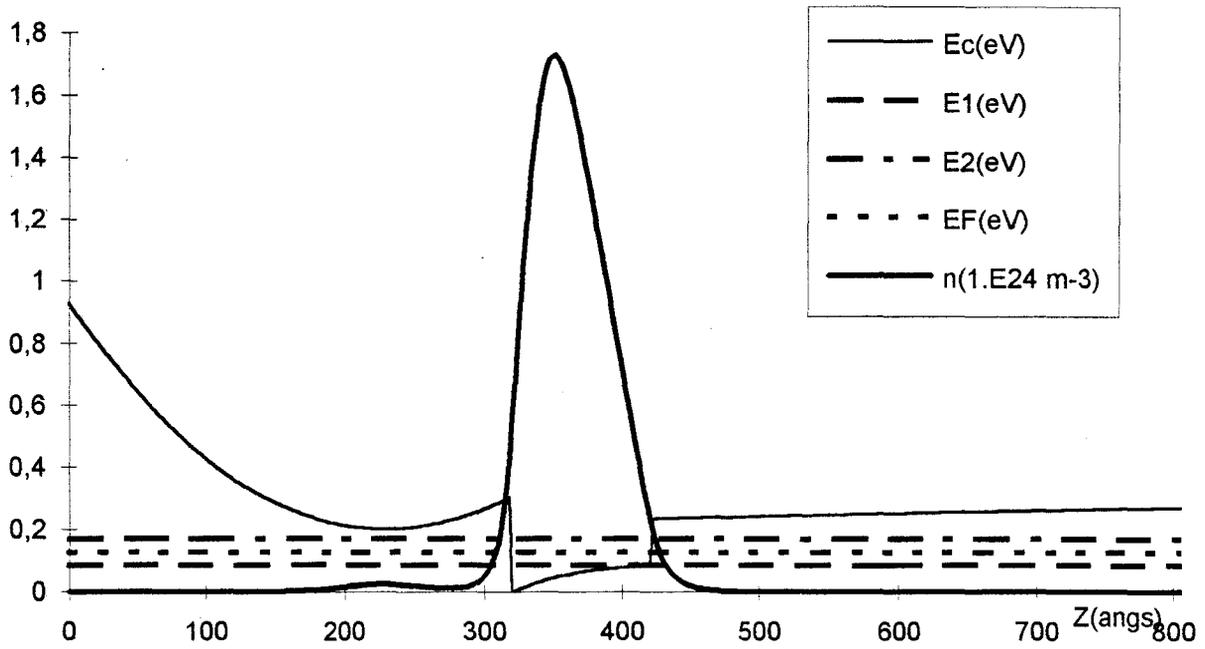
Nous allons nous intéresser maintenant aux couches actives précédemment décrites lorsqu'elles sont commandées par un potentiel V_g appliqué au contact Schottky déposé sur la couche AlGaAs dopée en volume ou dopée plan. Cette étude permettra d'obtenir la capacité de grille C_g en fonction de V_g , qui est une des grandeurs déterminantes dans les performances d'un transistor. Nous étudierons aussi l'évolution des niveaux d'énergie liés au puits InGaAs en fonction de NS la densité d'électrons dans le canal. Le potentiel V_g que nous utilisons ici est défini par la relation $V_g = E_c(0) - E_F$ où $E_c(0)$ est la valeur de la bande de conduction à la grille. L'origine des énergies est choisie au bas de l'hétérojonction AlGaAs/InGaAs.

3.1 Méthode de calcul

3.1.1 Le niveau de Fermi

Lorsque la couche AlGaAs dopée n^+ est mise en contact avec une grille Schottky, il apparaît au voisinage de celle-ci une zone de charge d'espace due aux donneurs ionisés. Cette zone de charge d'espace est d'autant plus importante que la grille est polarisée fortement en inverse. D'autre part, comme le montre la figure III-1, il existe aussi une autre zone de charge d'espace au voisinage du canal InGaAs. L'épaisseur de cette zone augmente quand la densité d'électrons dans le canal croît. Ainsi, tant que NS ne s'approche pas trop de sa valeur de saturation, la couche AlGaAs reste quasi-déserte en porteurs libres. Nous ferons donc l'approximation d'un courant de grille nul. Cette approximation est d'autant plus justifiée qu'expérimentalement ce courant de grille n'est pas observé dans le domaine de polarisation inverse envisagé. Ceci revient en fait à admettre que le niveau de Fermi reste plat dans les zones de charge d'espace.

Figure III-1 Exemple type de profil de la bande de conduction E_c



3.1.2 Calcul des capacités

La détermination expérimentale de la capacité totale de grille C_g se fait en superposant à la tension de polarisation, une tension alternative d'amplitude faible devant kT/q . Nous nous intéressons ici essentiellement à la capacité en haute fréquence de la couche active. Le temps de capture et d'émission des niveaux donneurs est dans ce cas beaucoup plus grand que la période du signal alternatif appliqué à la grille. Par conséquent la capacité due à la neutralisation des donneurs n'intervient pas. Ainsi seules les capacités liées aux variations du nombre des électrons libres dans les différentes couches sont à comptabiliser dans la capacité totale C_g . Nous noterons dans la suite C_s la capacité de la couche InGaAs et C_l celle des autres couches et bien entendu nous avons:

$$C_g = C_l + C_s \quad (3.1)$$

Le calcul des différentes capacités se fera donc comme suit : dans une première étape nous résolvons l'équation de Poisson pour une valeur $V_g = E_C(0) - EF$ donnée, le champ étant pris nul dans le substrat. Dans une deuxième étape nous résolvons l'équation de Poisson pour le signal alternatif d'amplitude $\tilde{v}(z)$:

$$\frac{d}{dz} \epsilon \frac{d\tilde{v}}{dz} = \tilde{n}(z) q \quad (3.2)$$

Pour cette deuxième résolution nous nous fixons toujours un champ nul dans le substrat et $\tilde{v}(0) = \Delta V_g$ où nous avons pris $\Delta V_g = \frac{kT}{10}$ (eV). Dans chaque étape les équations de Poisson et de Schrödinger sont résolues de façon autocohérente.

Si nous appelons N_t la densité totale d'électrons libres dans la couche active et N_l celle des électrons présents dans les couches autres que le canal, nous aurons:

$$C_g = -q \frac{\Delta N_t}{\Delta V_g} \quad (3.3)$$

Evolution de NS en fonction de Vg

Figure III-2[a] T=300K L2=100angs ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y1=Y2=0,20

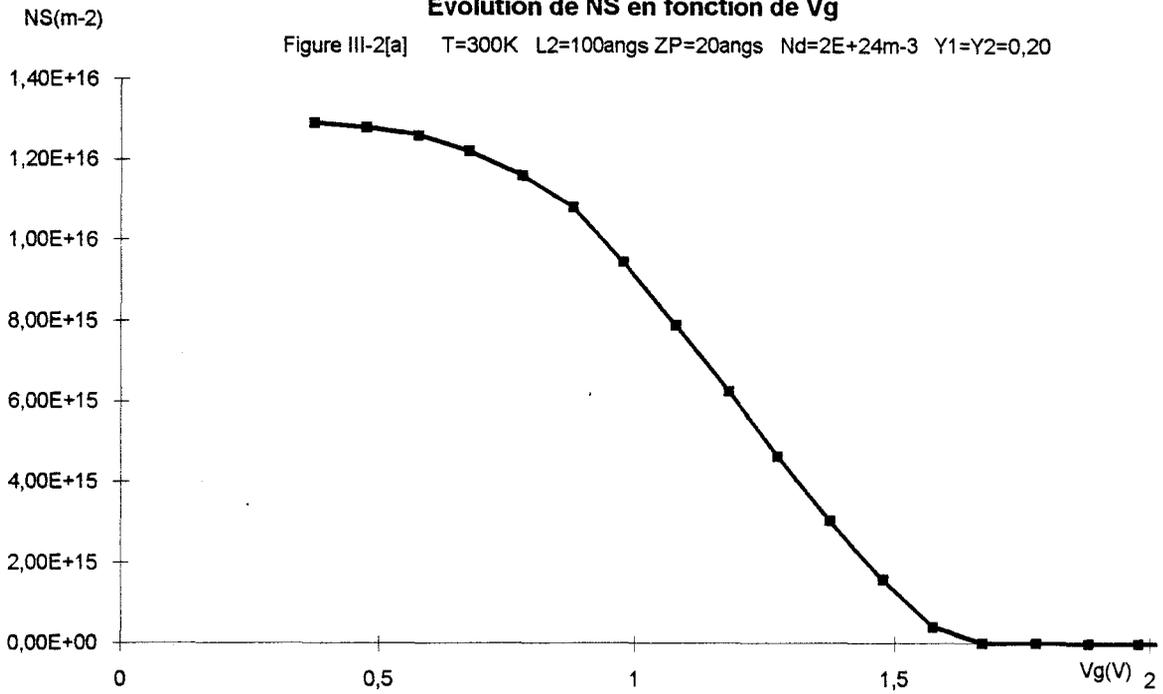
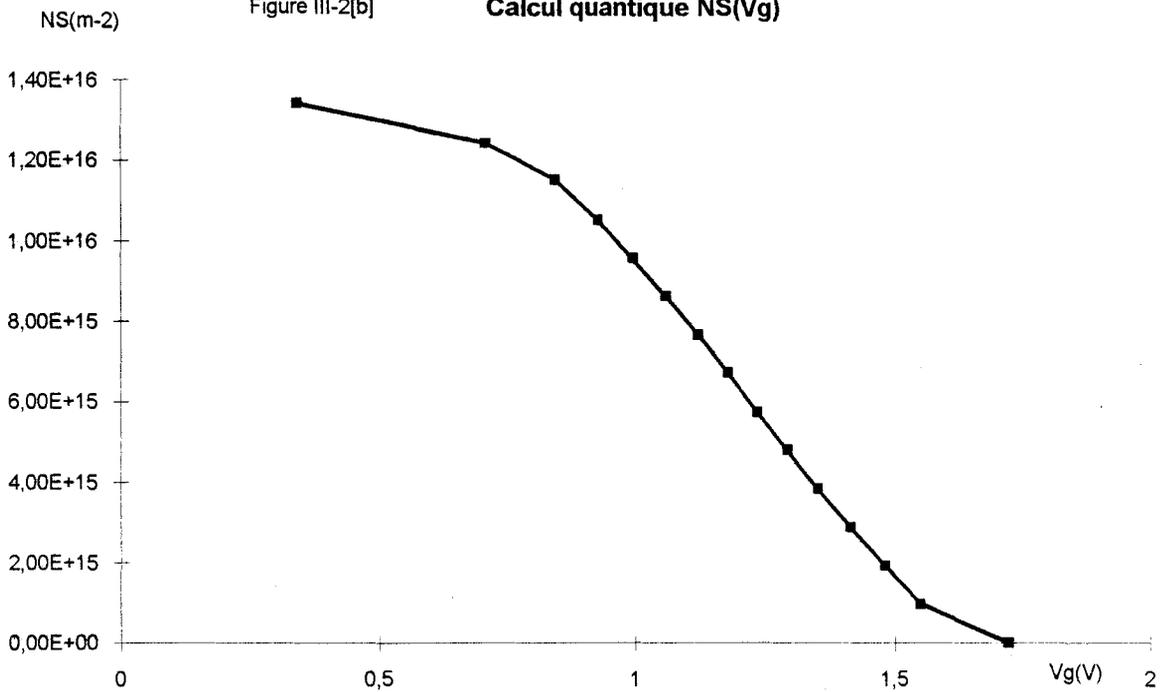


Figure III-2[b]

Calcul quantique NS(Vg)



$$C_1 = -q \frac{\Delta N_1}{\Delta V_g} \quad (3.4)$$

$$C_s = -q \frac{\Delta N_s}{\Delta V_g} \quad (3.5)$$

ces capacités étant exprimées en F.m^{-2} .

3.2 Etude de la commande de charge

3.2.1 Cas du dopage volumique

3.2.1.1 Variations des différentes capacités en fonction de V_g

Sur la figure III-3 est représenté le comportement type des différentes capacités. La capacité C_s du gaz bidimensionnel, très faible au voisinage du potentiel de pincement augmente rapidement pour atteindre une valeur à peu près constante dans une plage de potentiel où la variation de NS est quasi-linéaire en V_g comme le montre la figure III-2. Au voisinage de la valeur de saturation de NS , C_s décroît lentement et la capacité de la couche AlGaAs dopée prend rapidement de l'importance. Nous pouvons donc considérer qu'à partir de l'intersection des capacités (C_1) et (C_s) le potentiel appliqué à la grille ne commande plus efficacement le gaz d'électrons dans le canal. Notons NS_e la densité d'électrons dans le canal au potentiel V_{g_e} d'intersection des courbes (C_1) et (C_s), NS_o la densité de saturation du canal, nous définissons l'efficacité de commande du gaz bidimensionnel par le rapport NS_e/NS_o . Dans l'exemple traité ici nous avons une efficacité de commande d'environ 94%. D'autre part, les courbes représentées sur les figures III-2 et III-3 permettent de déterminer le potentiel de pincement V_p du canal. Dans l'exemple traité ce potentiel vaut environ 1,7 V. En utilisant l'expression approchée $V_p = \Delta E_{C1} + \frac{Ndqld^2}{2\epsilon_1}$, où $ld = 300 \text{ \AA}$ nous obtenons $V_p = 1,6 \text{ V}$, nous avons donc un accord satisfaisant dans ce cas. Ce résultat montre que l'approximation qui consiste à admettre que le niveau de Fermi est situé au bas du puits au pincement est tout à fait correct.

Les courbes représentées sur les figures III-2 et III-3 ont été obtenues en traitant de façon

Evolution des différentes capacités en fonction de V_g

Figure III-3 T=300K L2=100angs ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y1=Y2=0,20

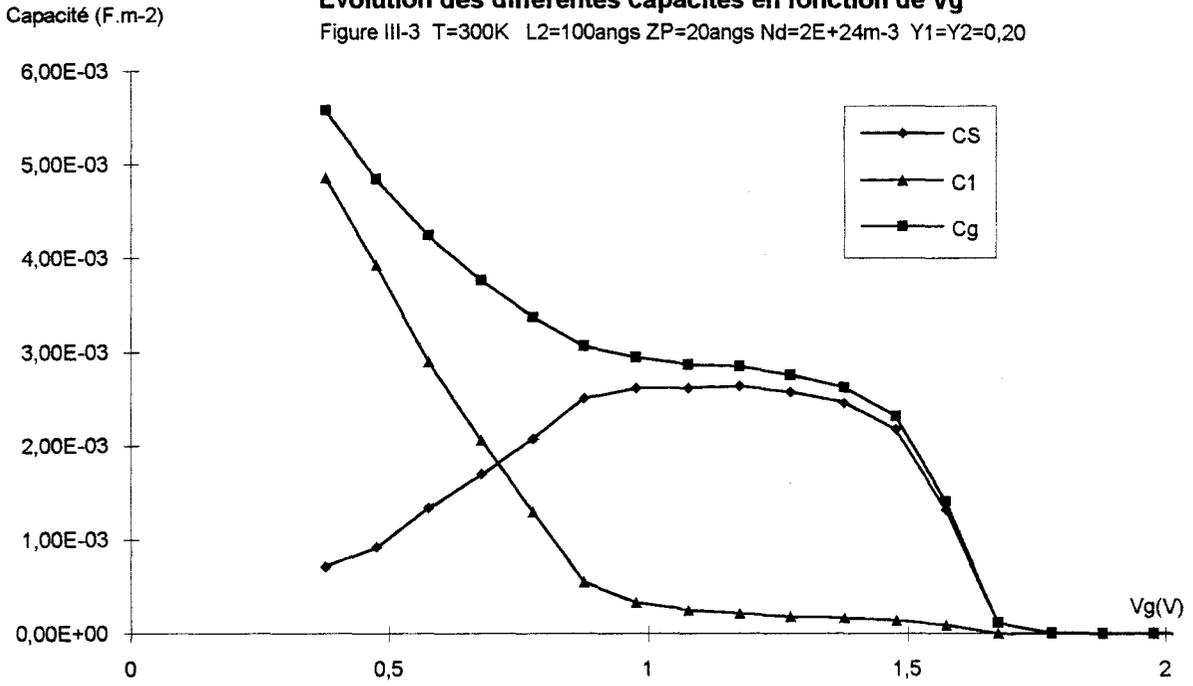
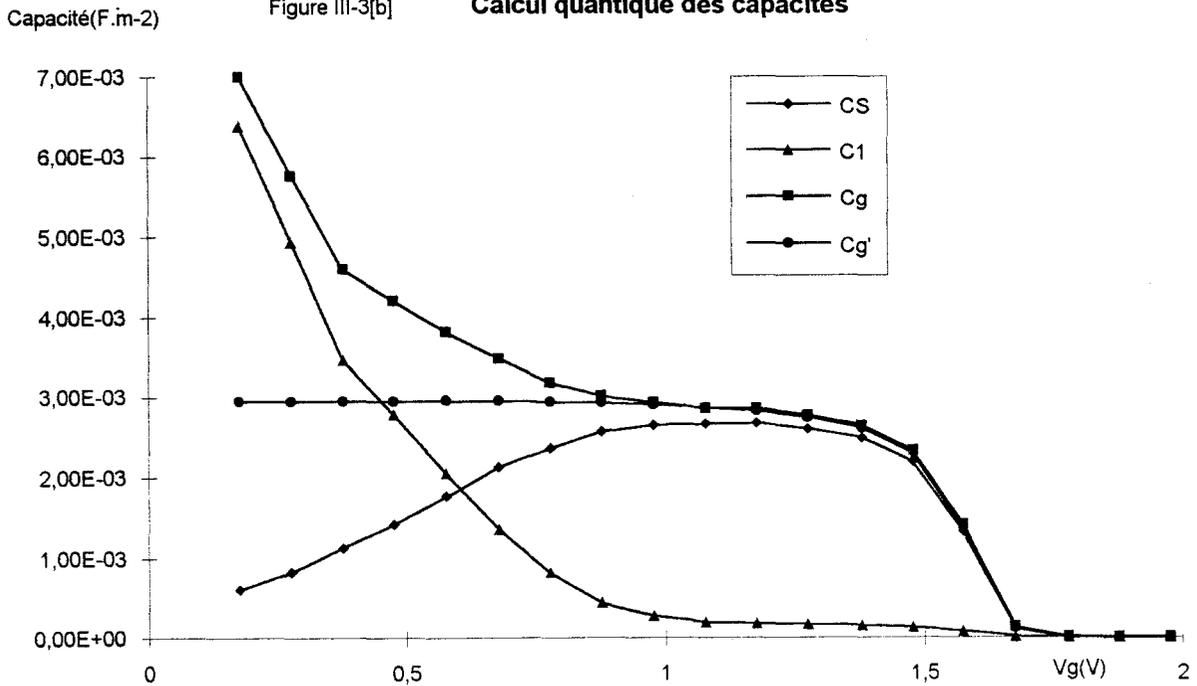
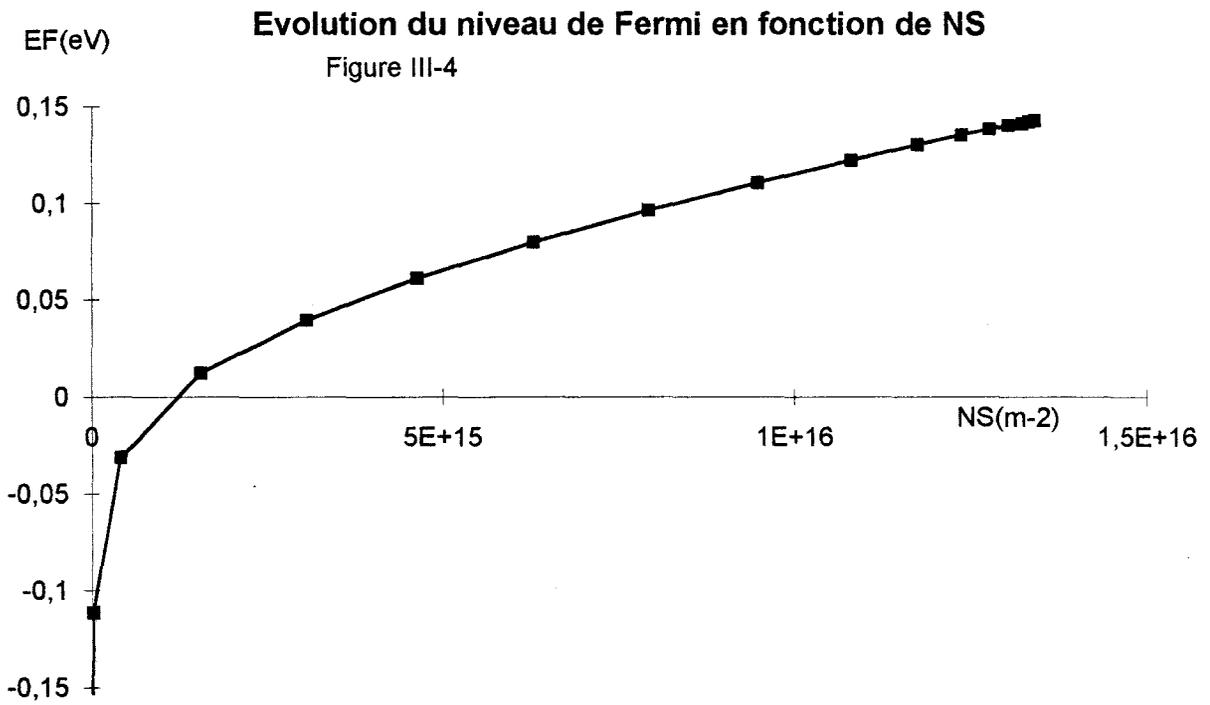


Figure III-3[b]

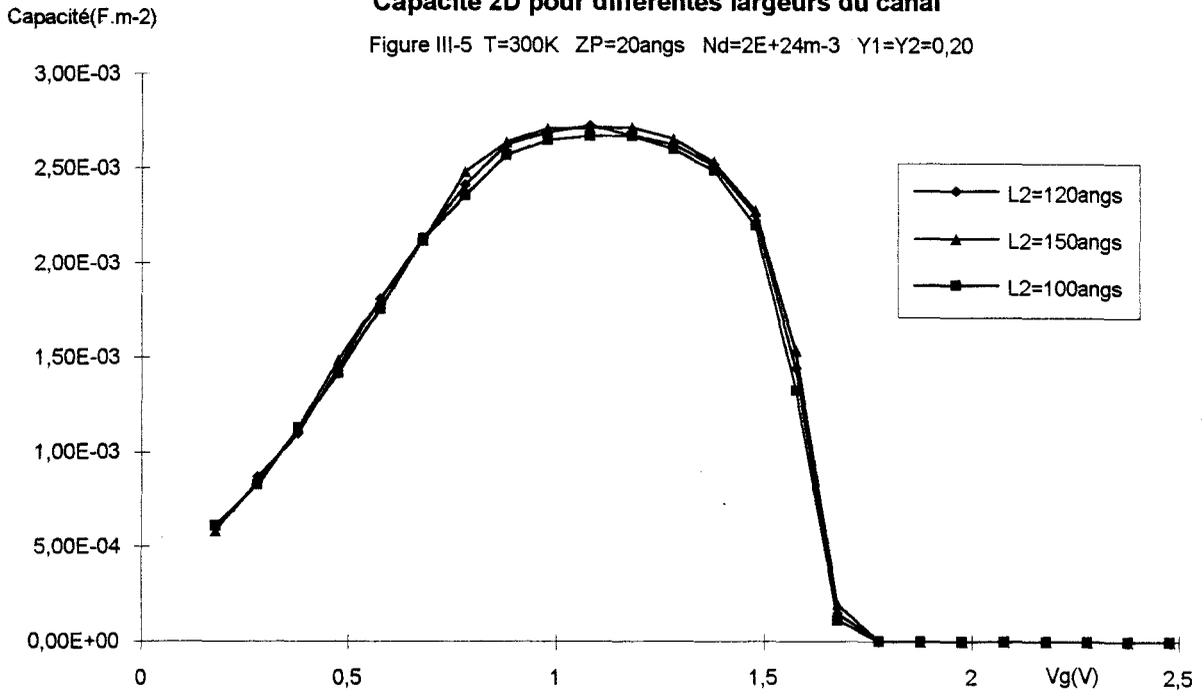
Calcul quantique des capacités





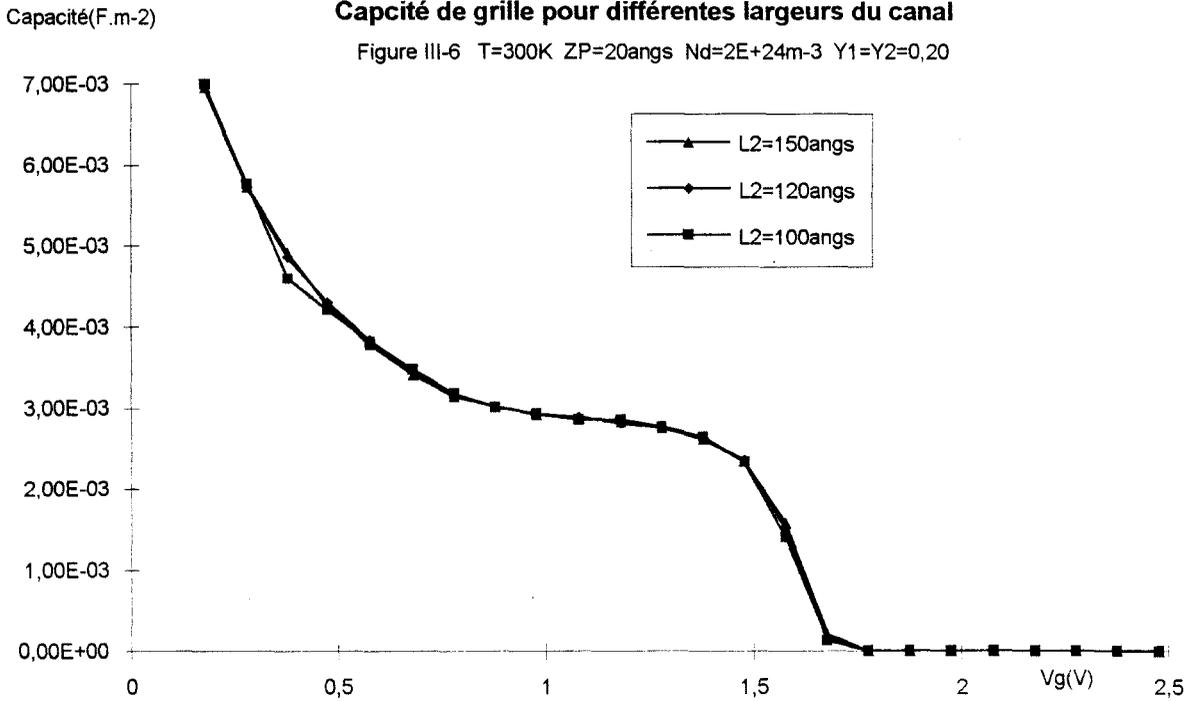
Capacité 2D pour différentes largeurs du canal

Figure III-5 T=300K ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y1=Y2=0,20



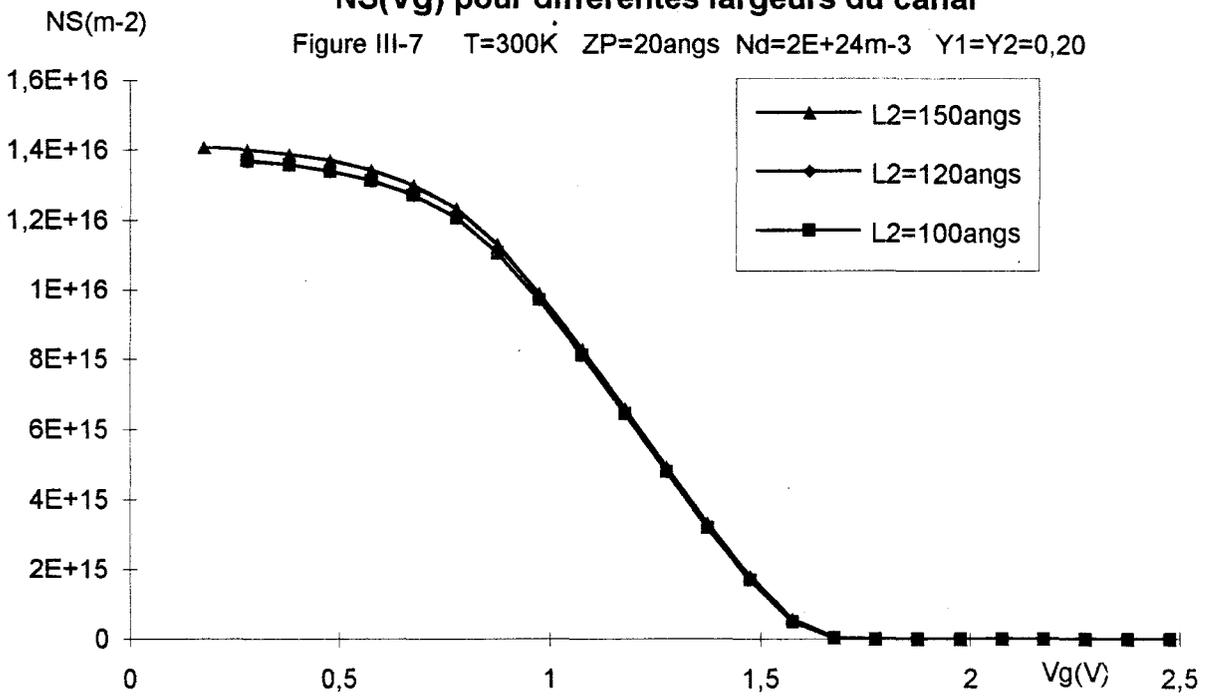
Capacité de grille pour différentes largeurs du canal

Figure III-6 T=300K ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y1=Y2=0,20



NS(Vg) pour différentes largeurs du canal

Figure III-7 T=300K ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y1=Y2=0,20



classique la couche dopée AlGaAs par la statistique de Fermi-Dirac. Nous avons voulu comparer ces résultats à ceux obtenus par un calcul purement quantique qui sont représentés sur les figures III-2b et III-3b. Nous pouvons constater qu'il n'y a aucune différence marquée entre les résultats obtenus par ces deux méthodes. Ainsi, tant que l'épaisseur de la couche dopée reste grande comparée à la longueur d'onde de Broglie (environ 100 Å), l'effet de la quantification de l'énergie d'un électron dans la couche AlGaAs demeure faible.

Nous avons voulu aussi comparer la capacité totale Cg obtenue par le calcul autocohérent à celle obtenue à l'aide de l'approximation [44]:

$$Cg' = \frac{\varepsilon_1}{l_1 + \frac{\varepsilon_1 dEF}{q dN_s}} \quad (3.6)$$

où l_1 est l'épaisseur de la couche AlGaAs. La figure III-3b montre bien que $Cg' \cong Cg$ tant que la couche dopée reste déserte. Par contre Cg' devient constant à l'approche de la saturation du canal car, comme le montre la figure III-4 le terme $\frac{dEF}{dN_s}$ devient lui aussi constant, la longueur $\Delta l = \frac{\varepsilon_1 dEF}{q dN_s}$ étant alors peu différente de 50 Å.

3.2.1.2 Influences de la largeur du canal et de la composition d'alliage

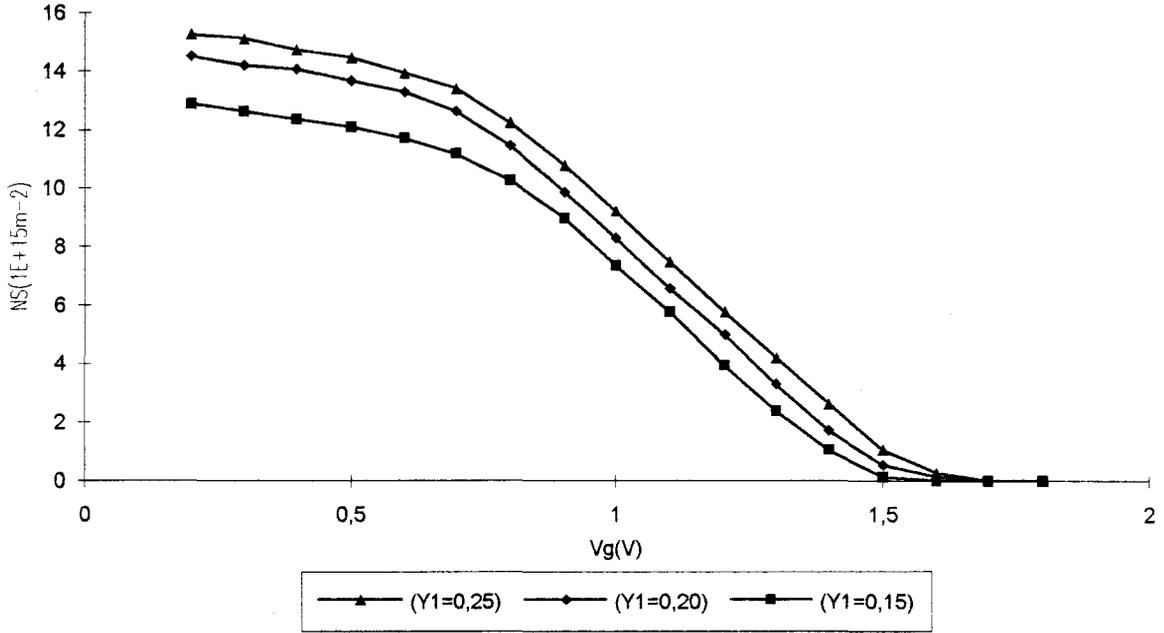
En ce qui concerne la largeur du canal, mis à part l'augmentation faible de la densité de saturation avec L_2 (figure III-7), les différentes capacités ne subissent aucun changement comme le montrent les figures III-5 et III-6.

Les figures III-8a, b, et c montrent l'effet d'une variation du taux d'aluminium Y_I sur la commande de charge $NS(Vg)$ et sur les capacités. Une augmentation de Y_I provoque à la fois un accroissement du potentiel de pincement V_p et de la densité de saturation du canal dû à une augmentation de la discontinuité de bande ΔEC_1 de AlGaAs/InGaAs. Ainsi l'intervalle de potentiel où la capacité 2D reste quasi-constante s'élargit quand Y_I augmente. Nous remarquons aussi que cet élargissement est très net pour $Y_I = 0,25$. Ce résultat est une conséquence de la présence du niveau DX qui piège davantage des électrons ce qui contribue à diminuer la courbure de la bande de conduction dans AlGaAs. Ainsi la population en électrons libres de cette

Figure II-8[a]

Commande de charge pour différentes valeurs de Y1

T=300K L2=120angs ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y2=0,20



CAPACITE 2D EN FONCTION DE Y1

Figure III-8[b]

T=300K L2=120angs ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y2=0,20

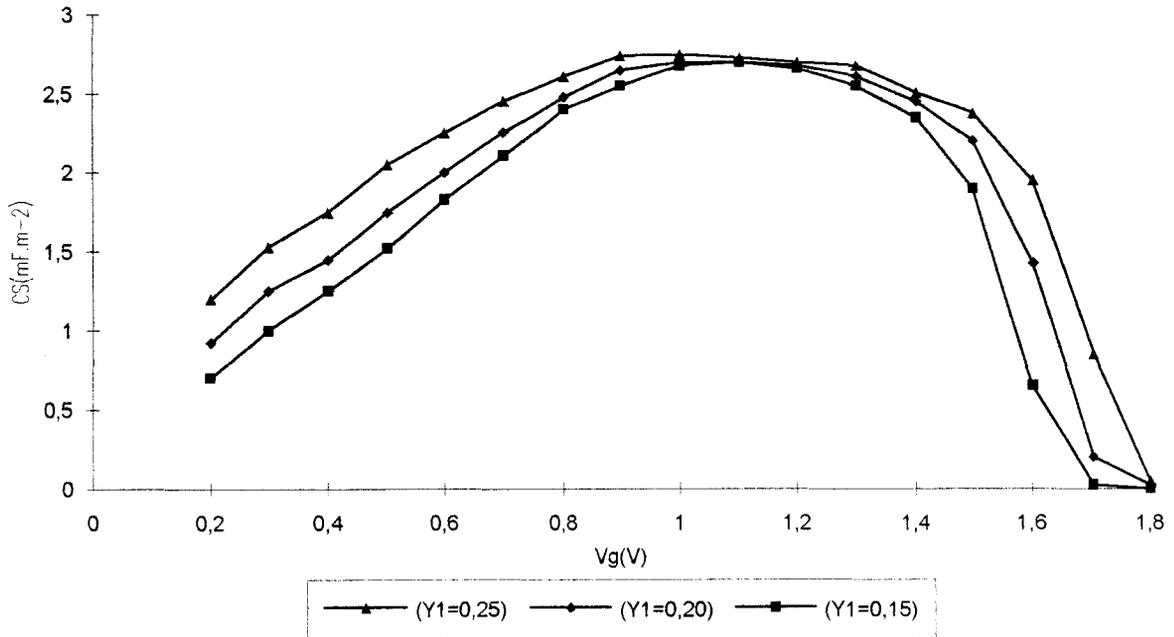
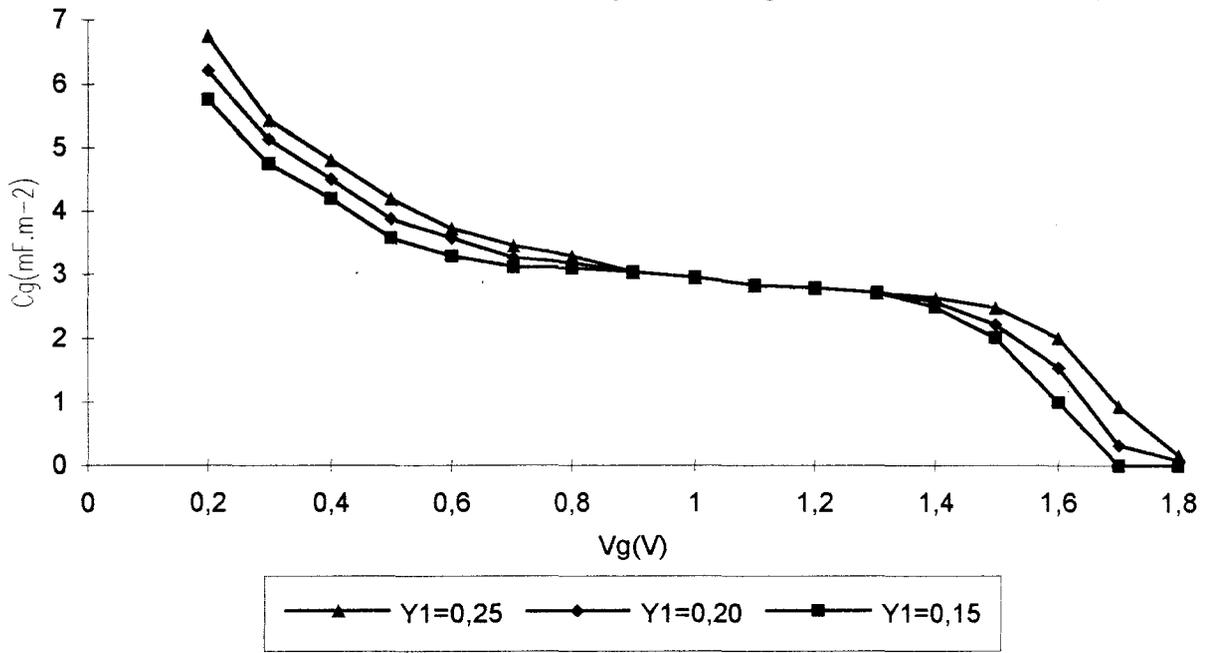


Figure III-8[c]

CAPACITE DE GRILLE EN FONCTION DE Y1

T=300K L2=120angs ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y2=0,20



COMMANDE DE CHARGE POUR DIFFERENTES VALEURS DE Y2
 Y1=0,20 Nd=2E+24m-3 L2=120angs ZP=20angs T=300K

Figure III-9[a]

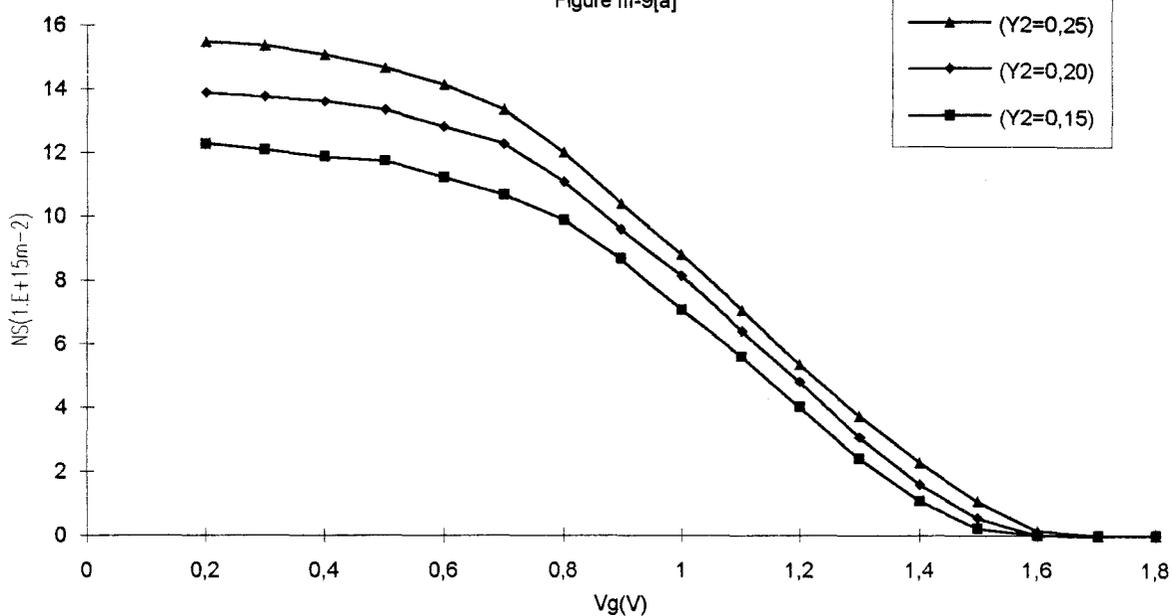


Figure III-9[b]

CAPACITE 2D EN FONCTION DE Y2

T=300K L2=120angs ZP=20angs Y1=0,20 Nd=2E+24m-3

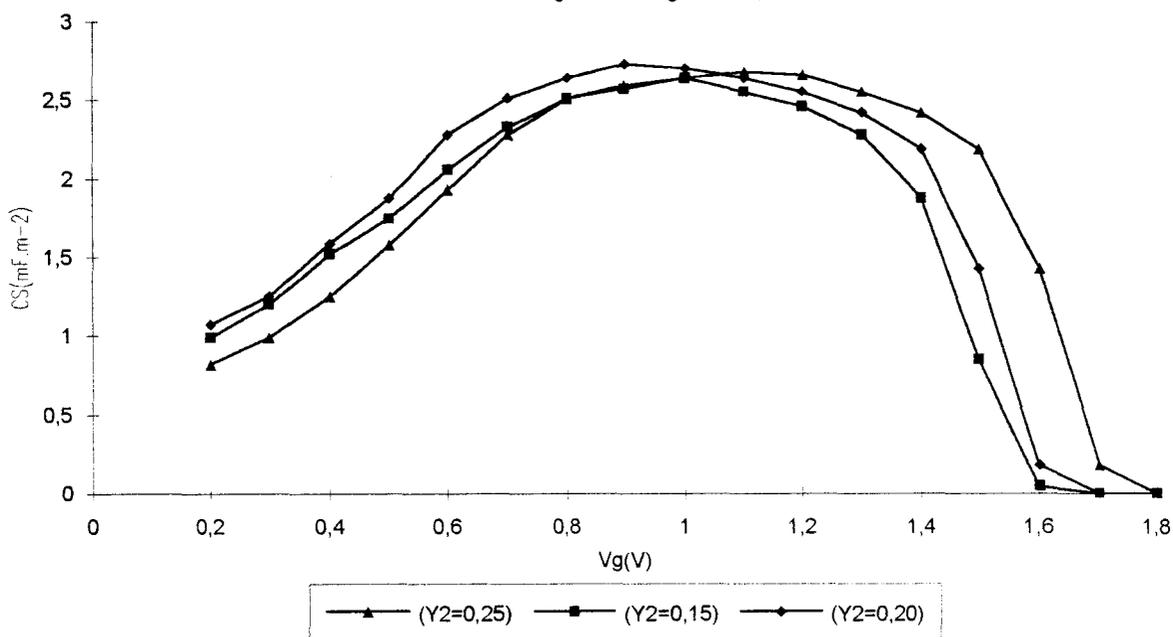
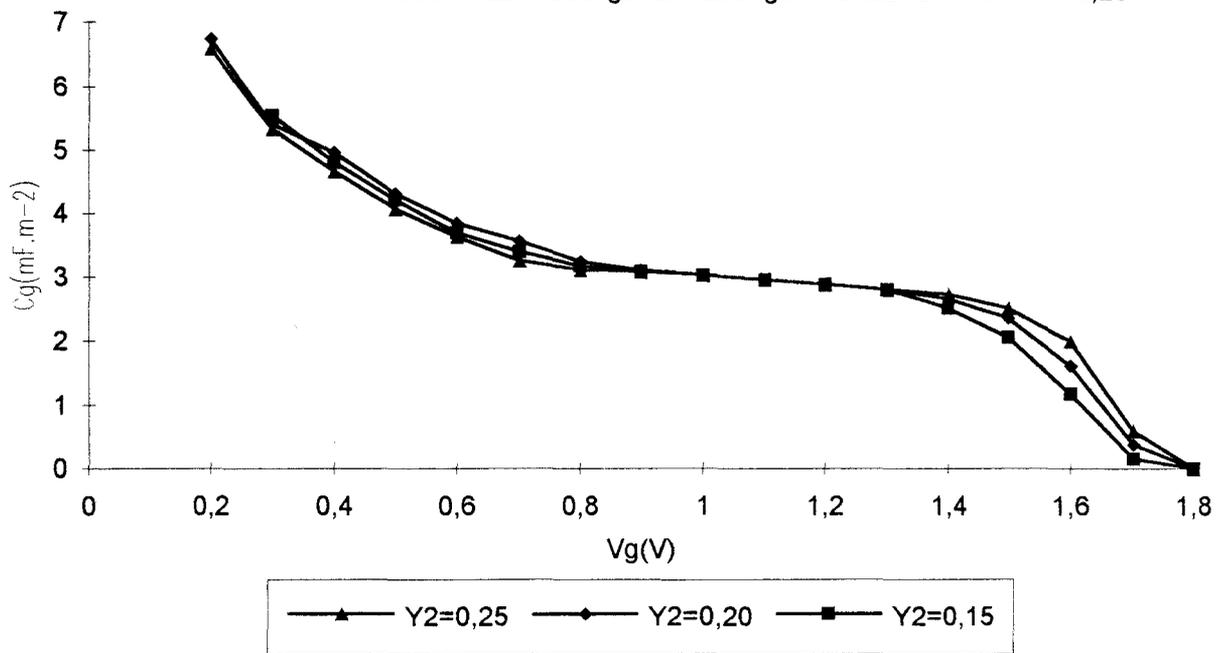


Figure III-9[c]

CAPACITE DE GRILLE EN FONCTION DE Y2

T=300K L2=120angs ZP=20angs Nd=2E+24m-3 Y1=0,20



couche croît moins vite en fonction de V_g d'où une capacité C_I moins importante.

Sur les figures III-9 a b et c sont représentées les évolutions de la commande de charge et des capacités lorsque Y_2 varie, contrairement à Y_1 , le taux d'indium Y_2 n'influe que sur les discontinuités de bandes ΔEC_1 et ΔEC_2 . Un accroissement de Y_2 provoque donc une augmentation de la densité de saturation et du potentiel de pincement. L'effet sur la largeur du plateau de la capacité 2D est moindre. La position du niveau donneur étant indépendante de Y_2 , la capacité totale C_g évolue aussi peu.

3.2.1.3 Influence de la température

La commande de charge représentée sur les figures III-10 présente une linéarité en fonction de V_g plus prononcée à 77 K qu'à 300 K. Les électrons du canal sont donc commandés efficacement sur un intervalle de potentiel V_g plus importante. Cela se traduit au niveau de la capacité par un palier plus large (figure III.11).

Le nombre d'électrons piégés par les niveau donneurs étant plus importants à 77 K, la courbure de la bande de conduction de la couche dopée est donc moins grande, par conséquent la capacité C_I augmente moins vite en fonction de V_g .

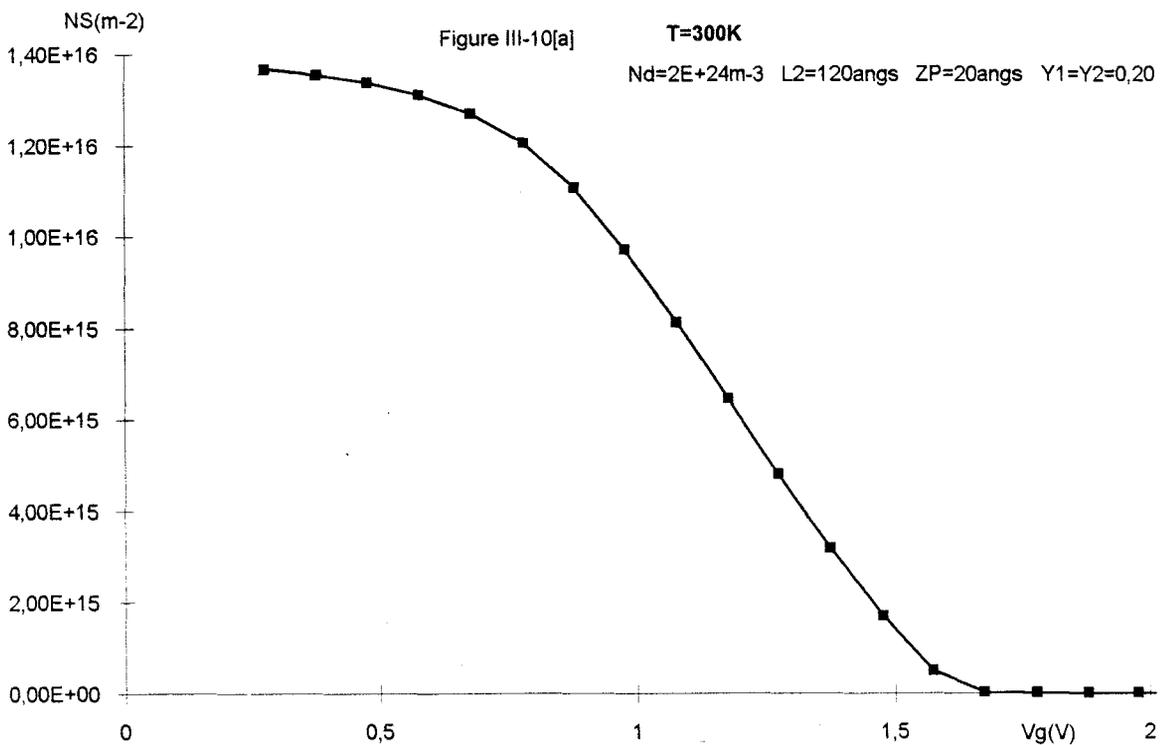
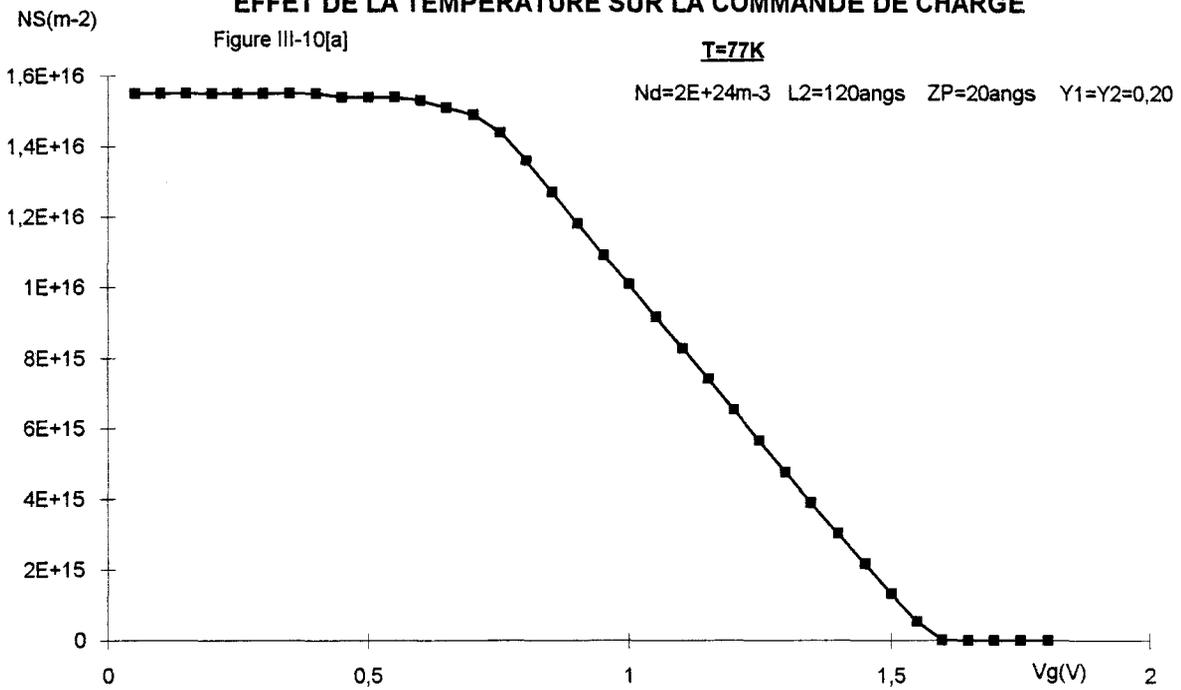
Par contre nous n'observons pas de différence entre les potentiels de pincement, mais une augmentation plus rapide de la capacité au voisinage de ce point à 77 K.

3.2.1.4 Conclusion

Nous avons étudié dans cette partie l'influence des paramètres de la couche active qui nous paraissent les plus significatifs. Ainsi nous avons vu que l'effet sur la capacité de grille, de la largeur du puits est négligeable. L'augmentation de la composition en aluminium a un effet assez faible tant qu'elle reste inférieure à 20%. Au delà l'influence du niveau DX modifie le profil de la capacité en augmentant la largeur du palier sans changer la valeur de la capacité dans cette zone. Par contre une augmentation de la composition en indium provoque essentiellement une légère croissance de cette valeur au palier.

Nous avons aussi constaté que l'approximation de la capacité C_g par la relation [44]

EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LA COMMANDE DE CHARGE



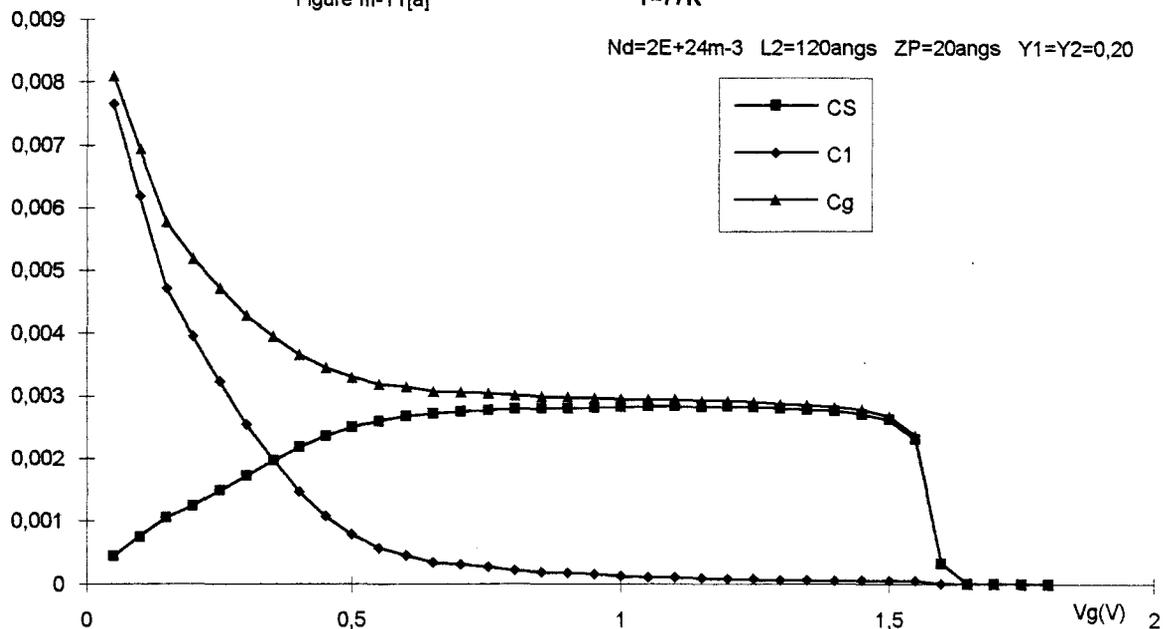
EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES CAPACITES

Capacité (F.m-2)

Figure III-11[a]

T=77K

Nd=2E+24m-3 L2=120angs ZP=20angs Y1=Y2=0,20

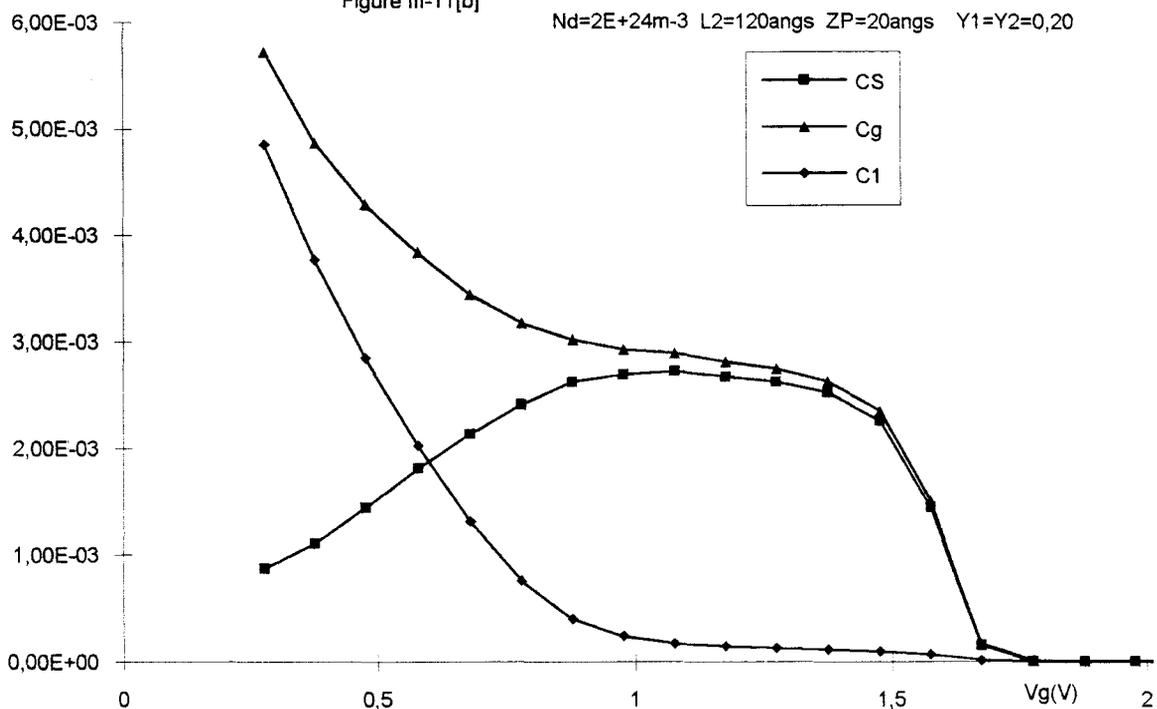


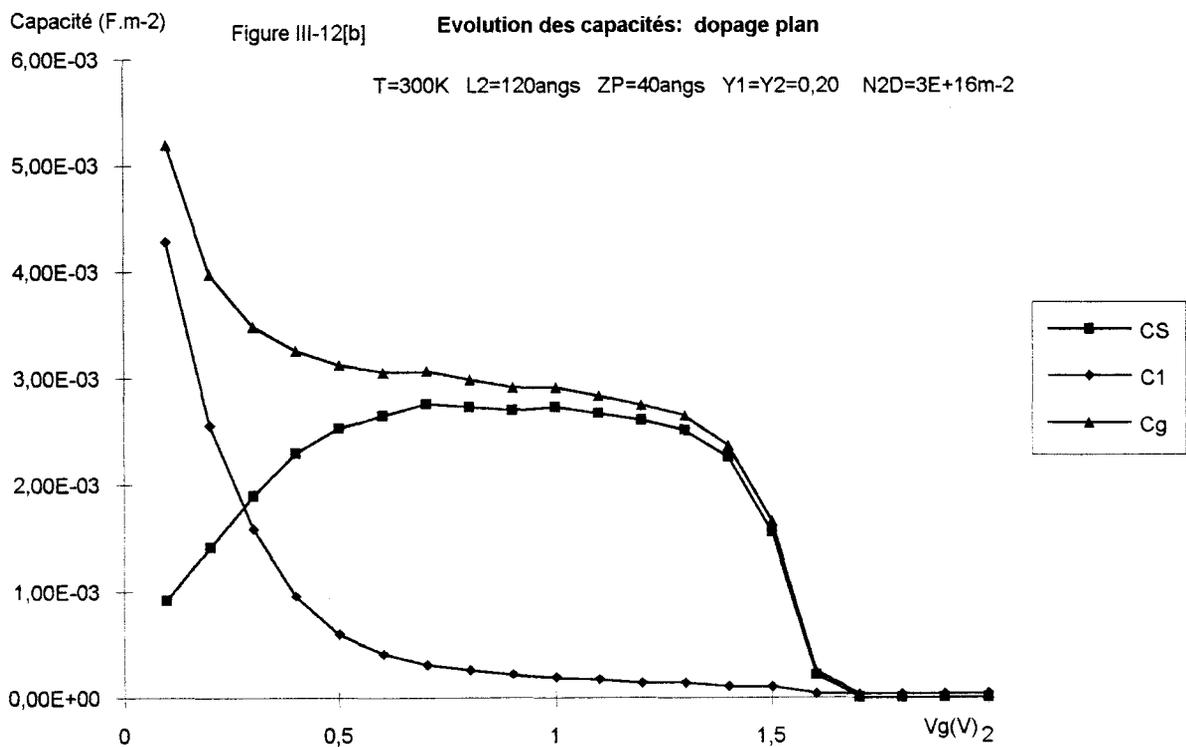
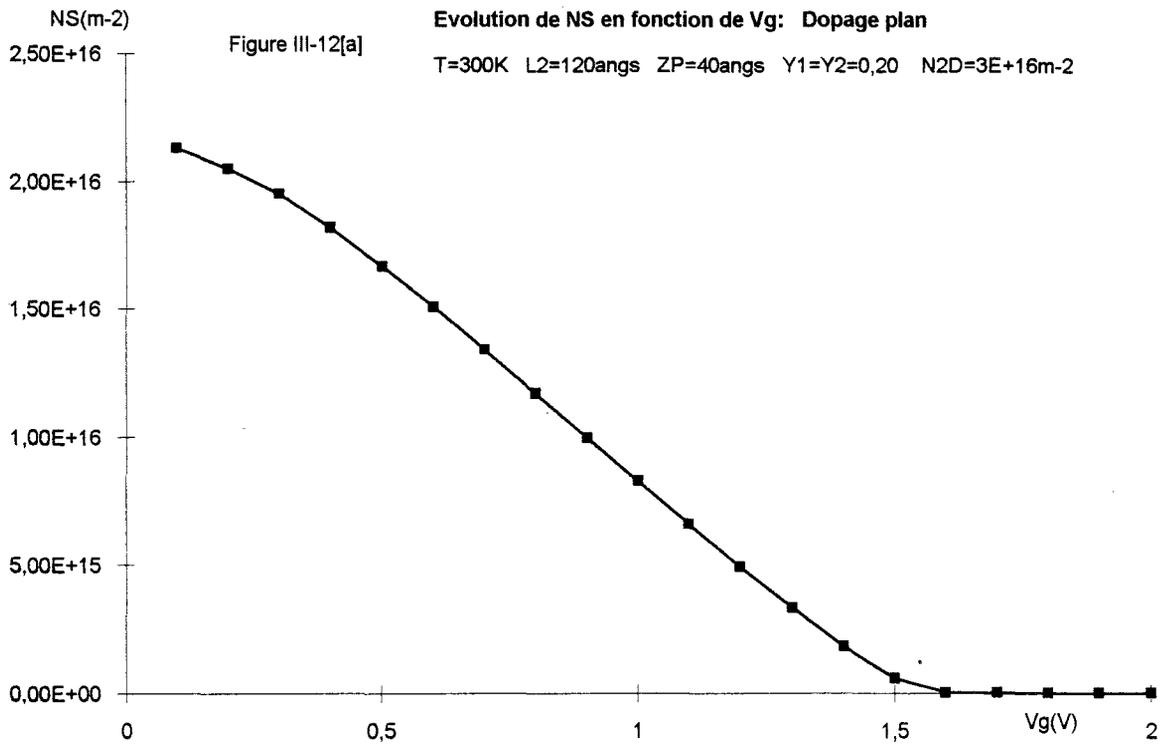
Capacité (F.m-2)

Figure III-11[b]

T=300K

Nd=2E+24m-3 L2=120angs ZP=20angs Y1=Y2=0,20





$Cg' = \frac{\epsilon_1}{qL_{eff}}$ où $L_{eff} = L_1 + \frac{\epsilon_1}{d} \frac{dEF}{dNS}$ permettrait de prévoir sa valeur au palier. Nous avons estimé le terme $\frac{\epsilon_1}{d} \frac{dEF}{dNS}$ à environ 50 Å. Nous remarquons aussi que la valeur de ce terme n'est pas très éloignée de ce qui est obtenu pour une structure conventionnelle AlGaAs/GaAs où elle est estimée à 80 Å. Ainsi la valeur de palier de la capacité est un peu plus élevée pour une structure PM-HEMT que pour une structure conventionnelle ayant les mêmes paramètres pour la couche dopée.

3.2.2 Structures à dopage plan

3.2.2.1 Allures générales de la commande de charge et des capacités

Comme le montrent les figures III-12 a et b nous retrouvons l'allure typique de la commande de charge et des capacités. La largeur du palier pour la capacité Cg est ici plus importante que pour la structure dopée en volume; ce qui signifie que le gaz d'électrons dans la canal est commandé de façon plus efficace et que la couche AlGaAs se peuple moins vite à cause de la quantification de l'énergie dans le puits en forme de V créé par les donneurs ionisés. Par contre la pente de la courbe EF (Ns) (figure III-13) est beaucoup plus importante au voisinage du potentiel de pincement que dans le cas du dopage volumique.

Si nous évaluons le potentiel de pincement par la relation

$$V_p = \Delta E_{C1} + \frac{N2Dq}{\epsilon_1} (L_1 - ZP)$$

nous trouvons pour l'exemple traité $V_p = 1,6$ V, valeur qui est très proche de celle calculée. Nous pouvons donc estimer le potentiel de pincement à l'aide de cette relation.

Dans le domaine de potentiel où la capacité CI est faible nous pouvons admettre que la couche AlGaAs est déserte et écrire Vg sous la forme:

$$Vg = \Delta E_{C1} + \frac{N2Dq}{\epsilon_1} (L_1 - Zp) - \frac{NSq}{\epsilon_1} L_1 - E_F \quad (3.7)$$

Nous retrouvons ainsi la même expression approchée de la capacité de grille $Cg' = \frac{\epsilon_1}{L_{ff}}$ avec $L_{eff} = L_1 + \frac{\epsilon_1}{q} \frac{dEF}{dNS}$. Le calcul de la valeur de Cg au palier conduit à $3,1 \cdot 10^{-3}$ F.m⁻² avec

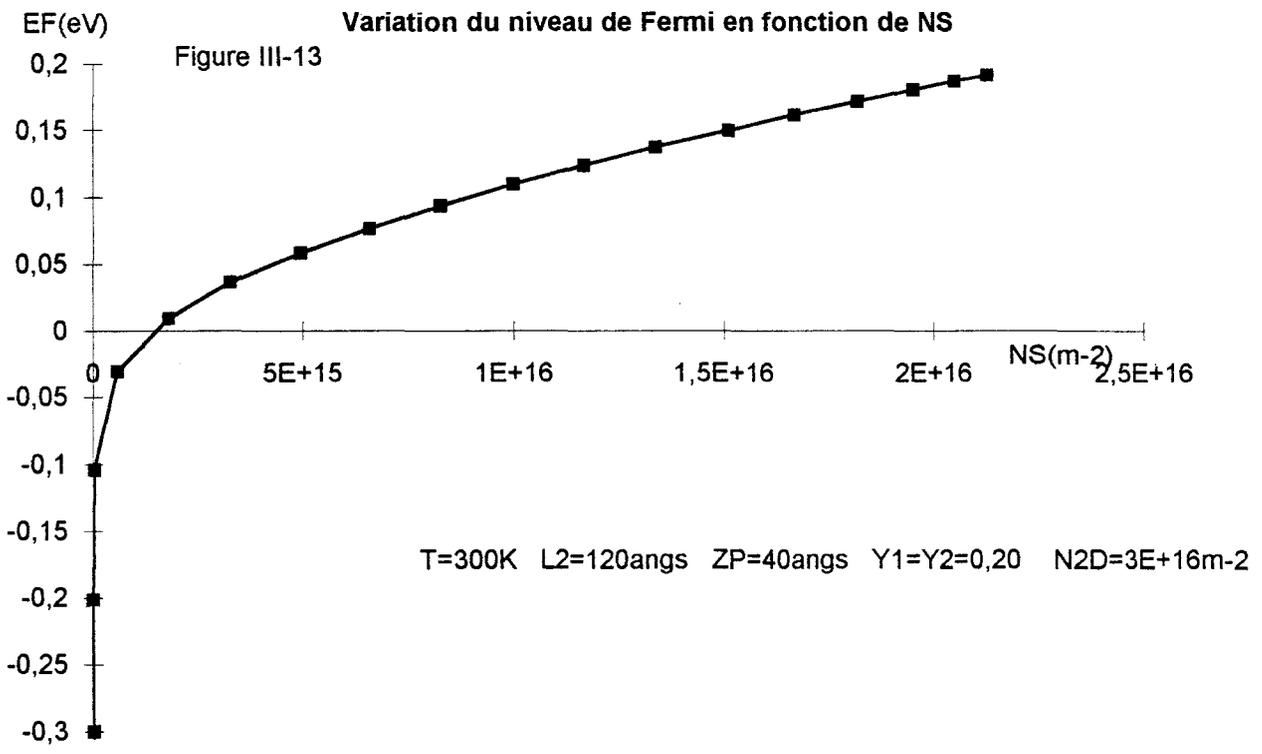


Figure III-14[a]

COMPARAISON DE NS(Vg)
 $Y1=Y2=0,2$ $L2=120\text{angs}$ $T=300\text{K}$

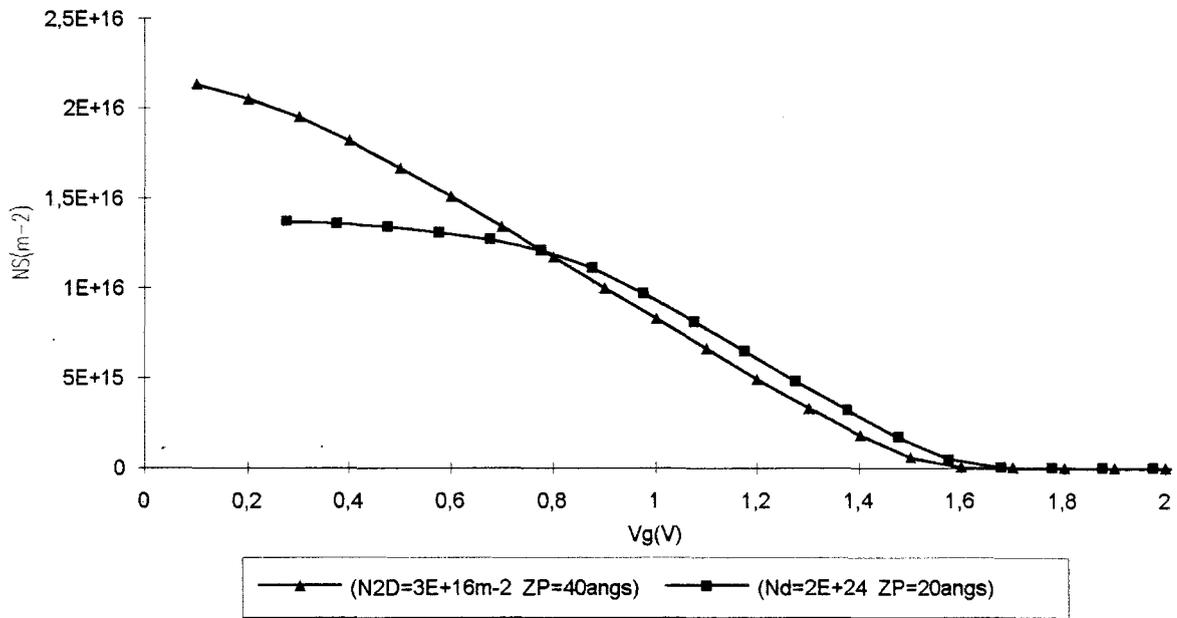
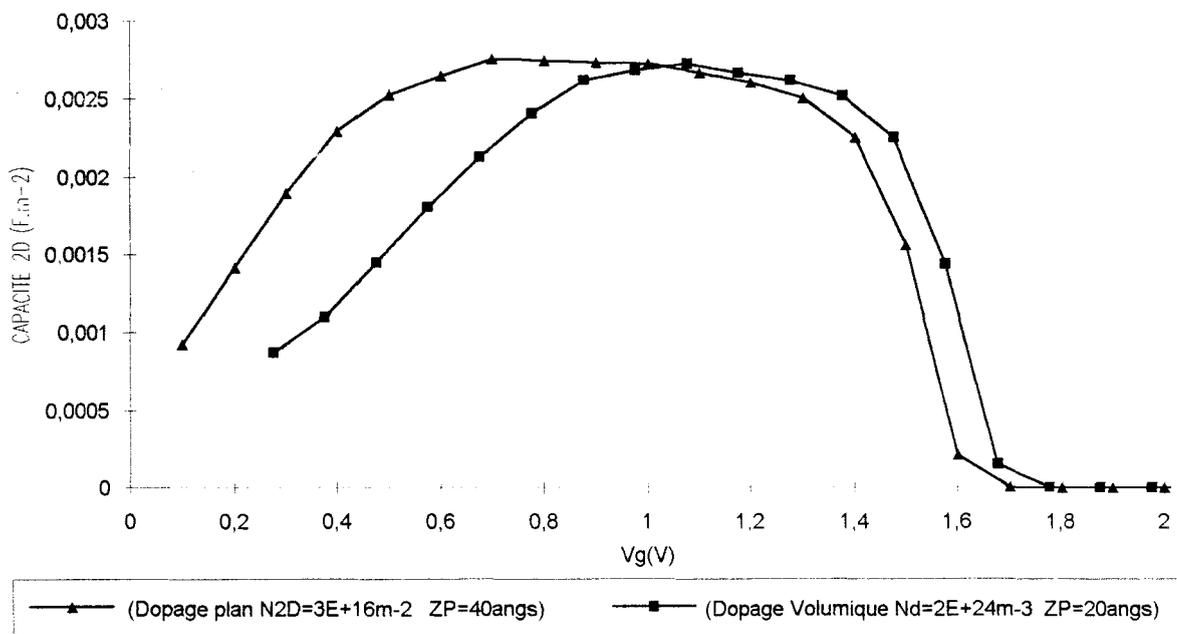


Figure III-14[b]

Capacité 2D



cette relation. En comparant avec la figure 3III12b nous retrouvons la même valeur. Nous pouvons donc utiliser cette approximation pour prévoir la valeur de C_g au palier.

3.2.2.2 Comparaison de la commande de charge et des capacités de deux structures dopées en volume et plan

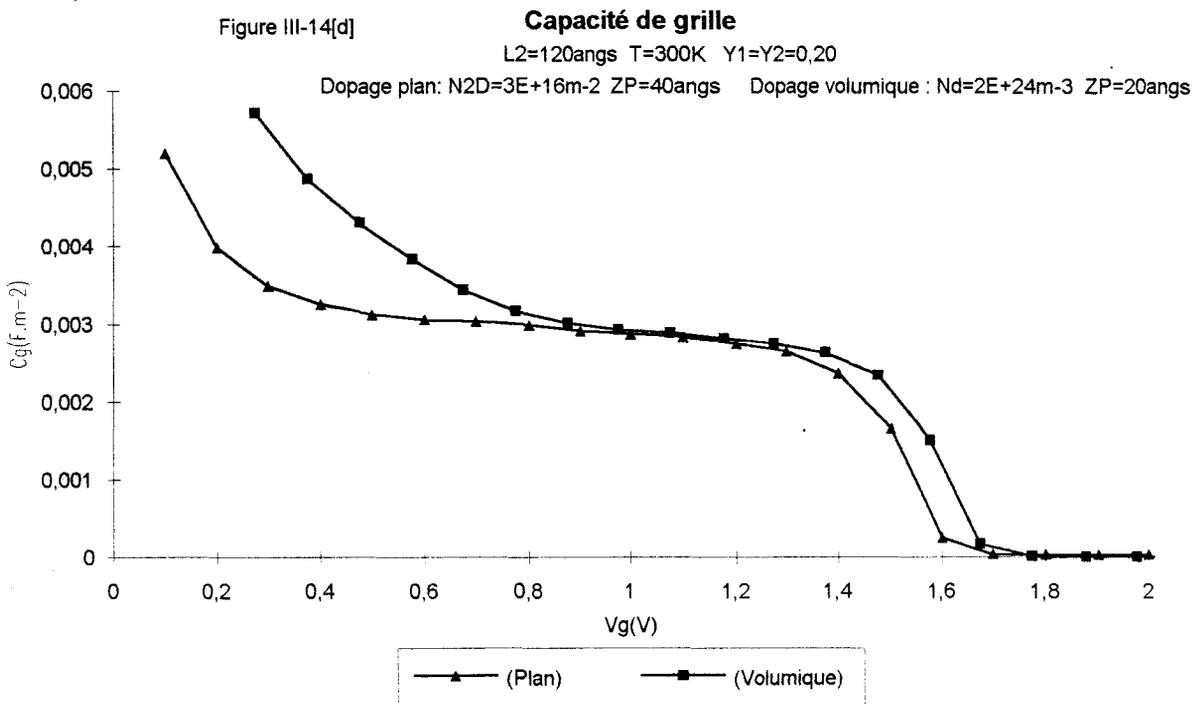
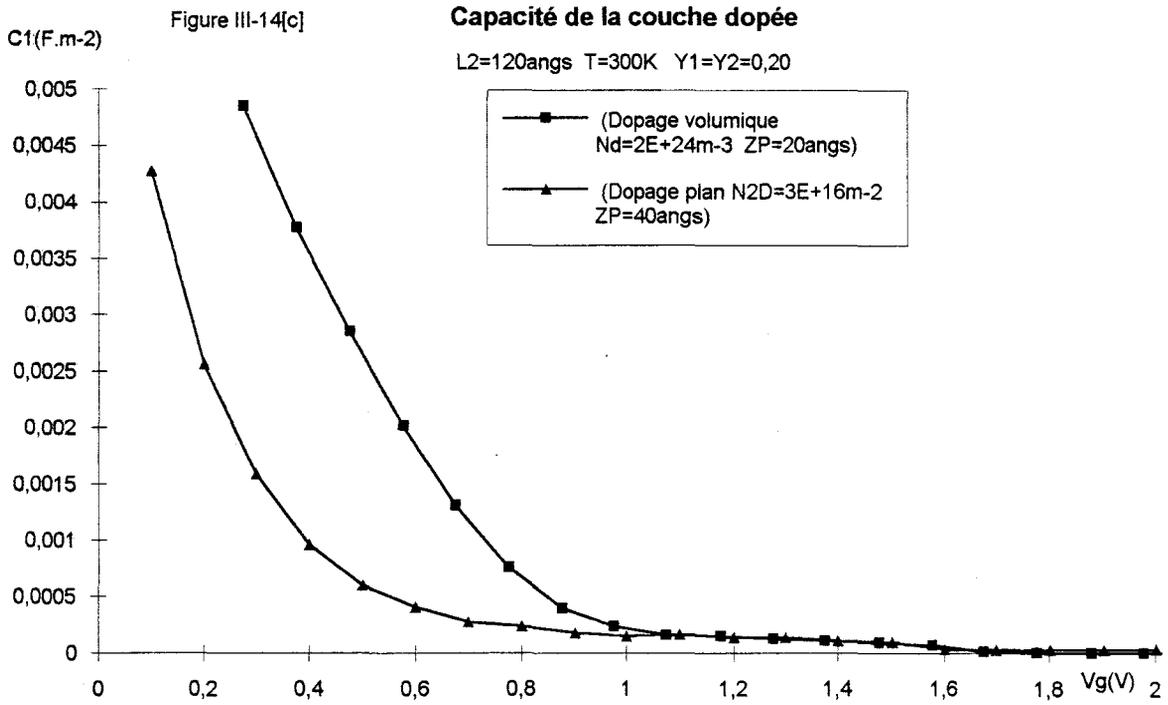
Pour établir cette comparaison nous nous fixons le même potentiel de pincement pour les deux structures. Pour celle dopée en volume les paramètres de la couche active sont: $L = 320 \text{ \AA}$, $ZP = 20 \text{ \AA}$, $L2 = 100 \text{ \AA}$, $Nd = 2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $Y_1 = Y_2 = 0.20$. Pour la structure à dopage plan nous avons $N2D = 3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, les autres paramètres étant identiques à ceux du dopage volumique.

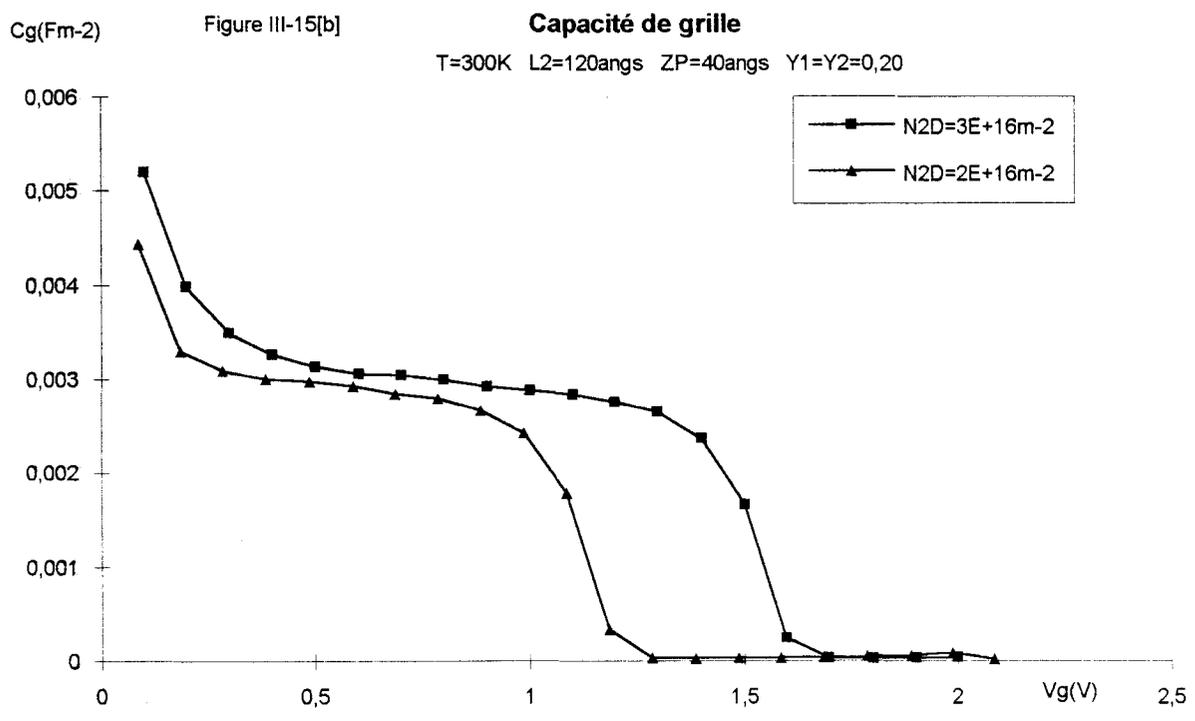
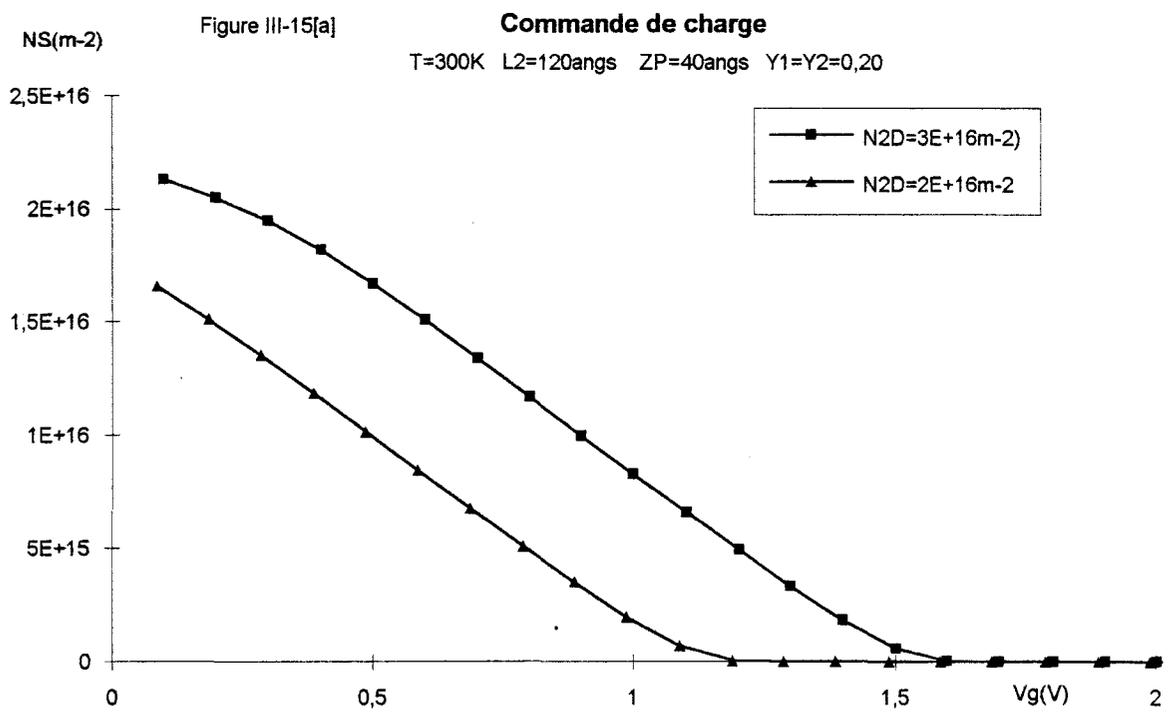
Sur les figures III-14a, b, c et d nous avons reporté les résultats du calcul autocohérent pour les deux structures. Pour une densité totale d'impuretés deux fois moindre la structure à dopage plan présente une densité d'électrons à saturation nettement plus élevée. Ceci laisse penser que la conduction parallèle sera beaucoup plus faible dans ce cas. D'autre part la commande des électrons du canal par le potentiel de grille se fait sur une plage de potentiel plus étendue dans le cas du dopage plan.

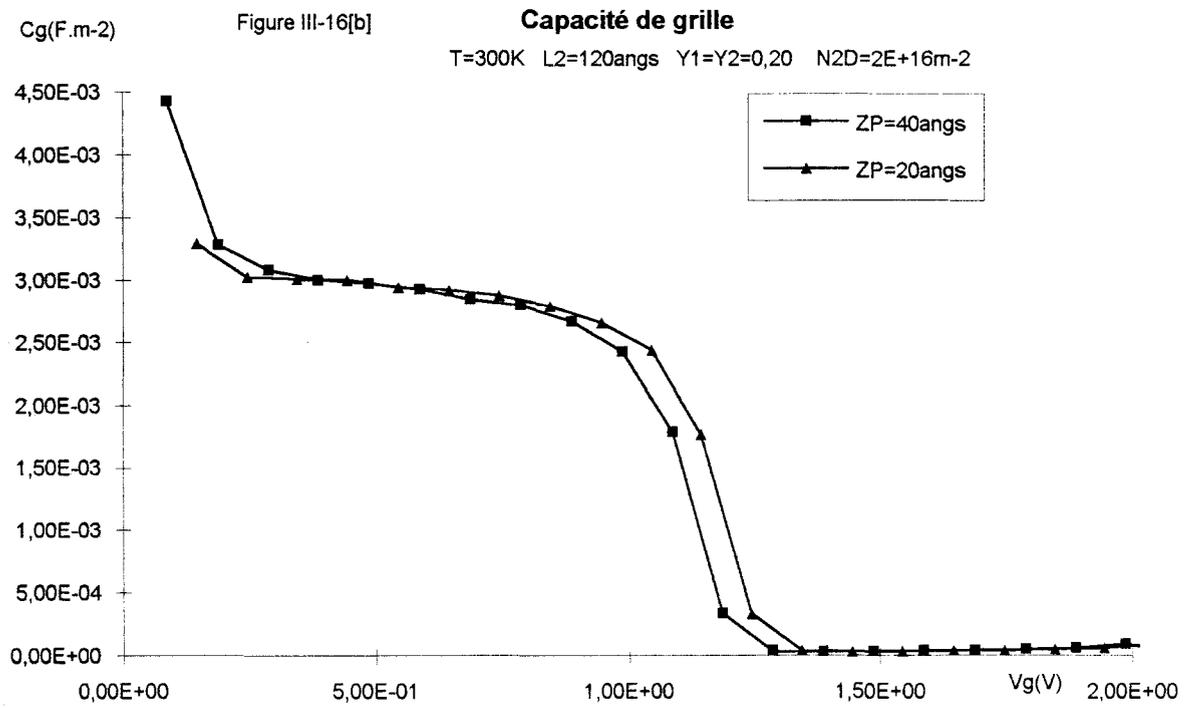
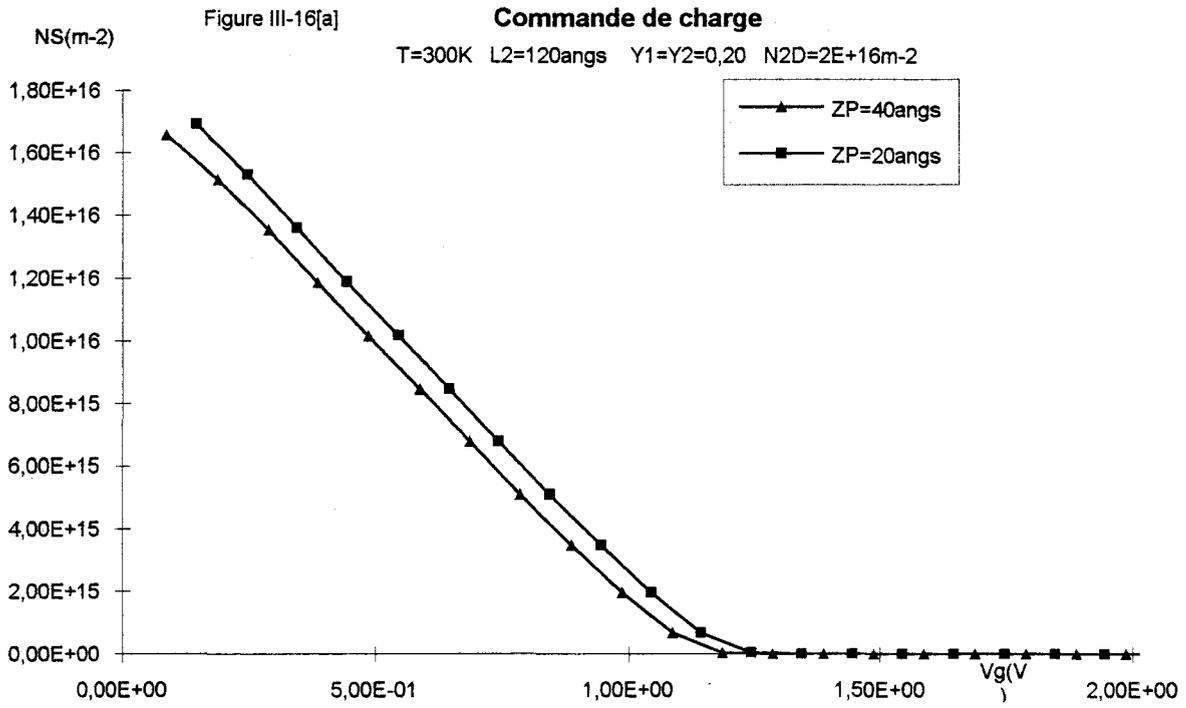
Ainsi, si nous adoptons la commande de charge et la capacité de grille comme critère de performance, la couche active à dopage plan s'avère potentiellement plus intéressante. Le problème de la diffusion des impuretés pour le dopage plan reste tout de même important car l'épaisseur de la couche dopée a une influence non négligeable sur les grandeurs que nous venons de comparer.

Nous avons évoqué au chapitre 2, l'influence de la position du plan dopé sur la mobilité des électrons du canal. Il nous a semblé intéressant de voir comment évoluent la commande de charge et la capacité totale C_g , lorsque l'on modifie les valeurs du «spaceur» ZP et du taux de dopage $N2D$ du plan.

L'influence du taux de dopage $N2D$ est montrée sur les figures III-15 a et b. Mise à part une augmentation de la densité de saturation du canal, nous constatons un élargissement du palier de la capacité de grille et une valeur plus élevée de la capacité de palier quand $N2D$ augmente. La largeur plus importante du palier peut s'interpréter par la présence d'un puits en V







plus profond et plus étroit quand $N2D$ augmente, dans la couche dopée. L'énergie des niveaux de ce puits est plus grande et ceux-ci se peuplent pour des valeurs plus faibles du potentiel de grille. Le gaz d'électrons du canal est donc commandé sur un intervalle plus grand de potentiel.

En maintenant une distance grille- plan dopé constante une augmentation du «spacer» provoque une diminution de la capacité de palier (figure III-16). Mais cette diminution est relativement lente car la capacité au palier évolue, en première approximation, comme l'inverse de l'épaisseur $L1$ de la couche AlGaAs placée sous la grille. Ceci nous laisse supposer que l'utilisation de grand «spacer» tout en améliorant la mobilité des porteurs du canal ne devrait pas trop réduire la capacité

3.2.2.3 Influence de la présence d'un deuxième plan dopé

Nous noterons $N2D1$, $ZP1$ le taux de dopage du plan et valeur de «spacer» côté grille, $N2D2$, $ZP2$ les mêmes grandeurs côté substrat. Nous avons envisagé au chapitre 2 la possibilité d'ajouter un deuxième plan dopé pour augmenter la densité des électrons dans le canal. Nous nous intéressons maintenant à son influence sur la commande de charge et sur les différentes capacités.

Le potentiel de pincement d'une telle structure peut s'exprimer par:

$$V_p = \frac{N2D_2 q}{\epsilon_2} L_2 + \frac{N2D_2 q}{\epsilon_1} ZP_1 + \frac{(N2D_1 + N2D_2) q}{\epsilon_1} (L_1 - ZP_1) + \Delta E_{C1} - \Delta E_{C2} \quad (3.8)$$

Cette relation montre que le taux de dopage $N2D_2$ et la largeur du canal contribuent aussi à déterminer le potentiel de pincement. Ainsi la valeur de $N2D_2$ ne doit pas être trop élevée afin de limiter le potentiel de pincement à des valeurs raisonnables. Nous avons dit au chapitre 2 que la valeur de $N2D_2$ devrait être inférieure à $2 \cdot 10^{16}$.

Sur les figures III-17 a et b sont reportés les résultats du calcul pour $N2D_2 = 10^{16} \text{ m}^{-2}$. La relation ci-dessus donne un potentiel de pincement $VP = 2,2 \text{ V}$ pour la structure traitée, valeur proche de celle trouvée par le calcul autocohérent.

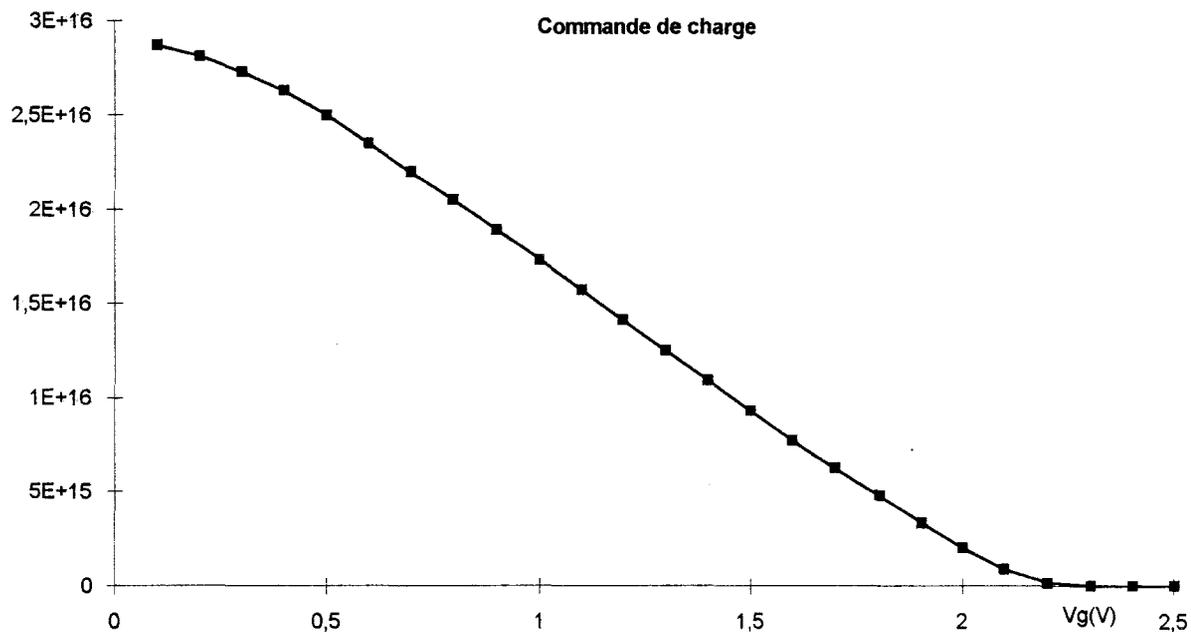
NS(m⁻²)

Figure III-17[a]

STRUCTURE A DOPAGE BIPLAN

T=300K L2=100angs ZP1=40angs ZP2=20angs N2D1=3E+16m⁻² N2D2=1E+16m⁻² Y1=Y2=Y3=0,20

Commande de charge

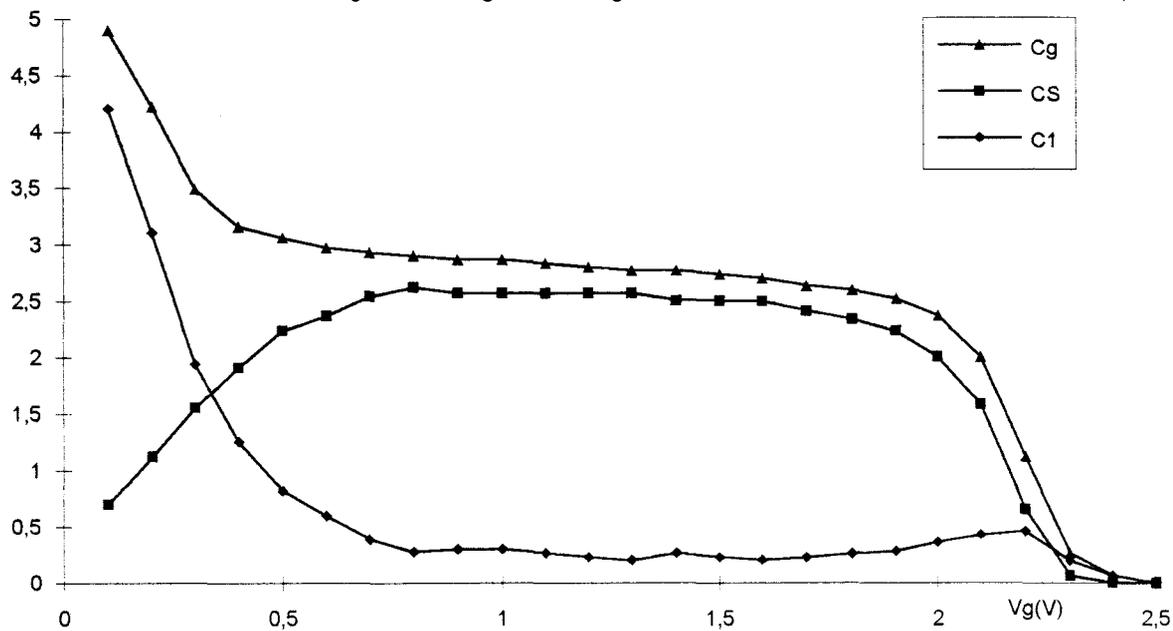


Cg(mF.m⁻²)

Figure 17[b]

Capacités

T=300K L2=100angs ZP1=40angs ZP2=20angs N2D1=3E+16m⁻² N2D2=1E+16m⁻² Y1=Y2=Y3=0,20



Epaisseur (angs)	Concentration en Si (m-3)	Composition en Al ou en In
500	2E+24	0
500	1E+24	0.20
20	--	0.20
120	--	0.15
10000	--	0

Figure III-18[a] PICOGIGA N° 208-71

500	2E+24	0
360	1.2E+24	0.20
20	nid	0.20
120	nid	0.15
10000	nid	0

Figure III-18[b] Paramètres ajustés

La présence du deuxième plan dopé augmente sensiblement l'étendue du palier de la capacité. Cependant, au voisinage du pincement, la capacité CI est plus importante car une faible fraction des porteurs s'accumulent dans le buffer GaAs.

La valeur de la capacité au palier peut être estimée par la relation: $C'g = \frac{\epsilon l}{L_{eff}}$, et nous trouvons $2,910^{-3} \text{ Fm}^{-2}$ ce qui est relativement proche de la valeur donnée par le graphique III-13. Comparé au résultat obtenu pour un seul plan dopé, la présence d'un second plan ne modifie que très peu cette valeur.

3.2.3 Comparaison théorie-expérience

Nous allons utiliser notre modèle pour déterminer plus précisément les paramètres d'une couche active dont nous connaissons la capacité et la commande de charge. Ce travail de modélisation nous permettra de connaître le profil de dopage et l'épaisseur de la couche AlGaAs dopée.

Afin de mener cette comparaison nous imposons à la couche expérimentale et à la couche ajustée d'avoir la même capacité de palier et la même tension de pincement. La capacité de palier permet de déterminer L_{eff} , donc l'épaisseur LI de la couche AlGaAs. LI étant fixé, nous ajustons la valeur du taux de dopage de façon à obtenir la même tension de pincement. Cette tension de pincement U_p étant liée au potentiel de pincement V_p par:

$$V_p = V_b - U_p \quad (3.9)$$

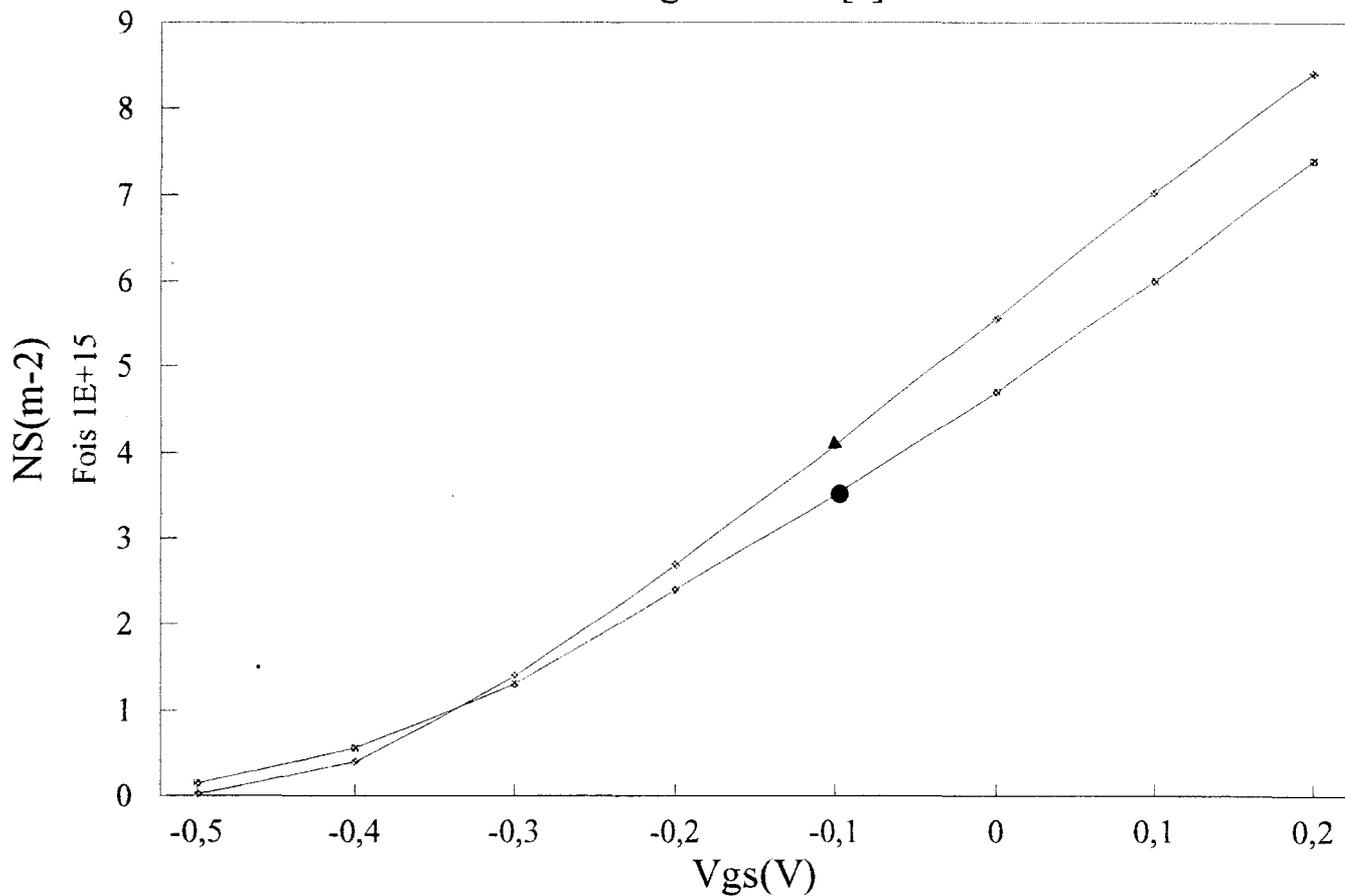
où V_b désigne la barrière Schottky du contact métal semiconducteur de la grille V_b est ici estimé à 1V.

3.2.3.1 Cas d'une couche dopée en volume

Les figures III-18a et b montrent la structure de la couche fournie par le constructeur et celle de la couche utilisée dans la modélisation. Les résultats obtenus sont reportés sur les fi-

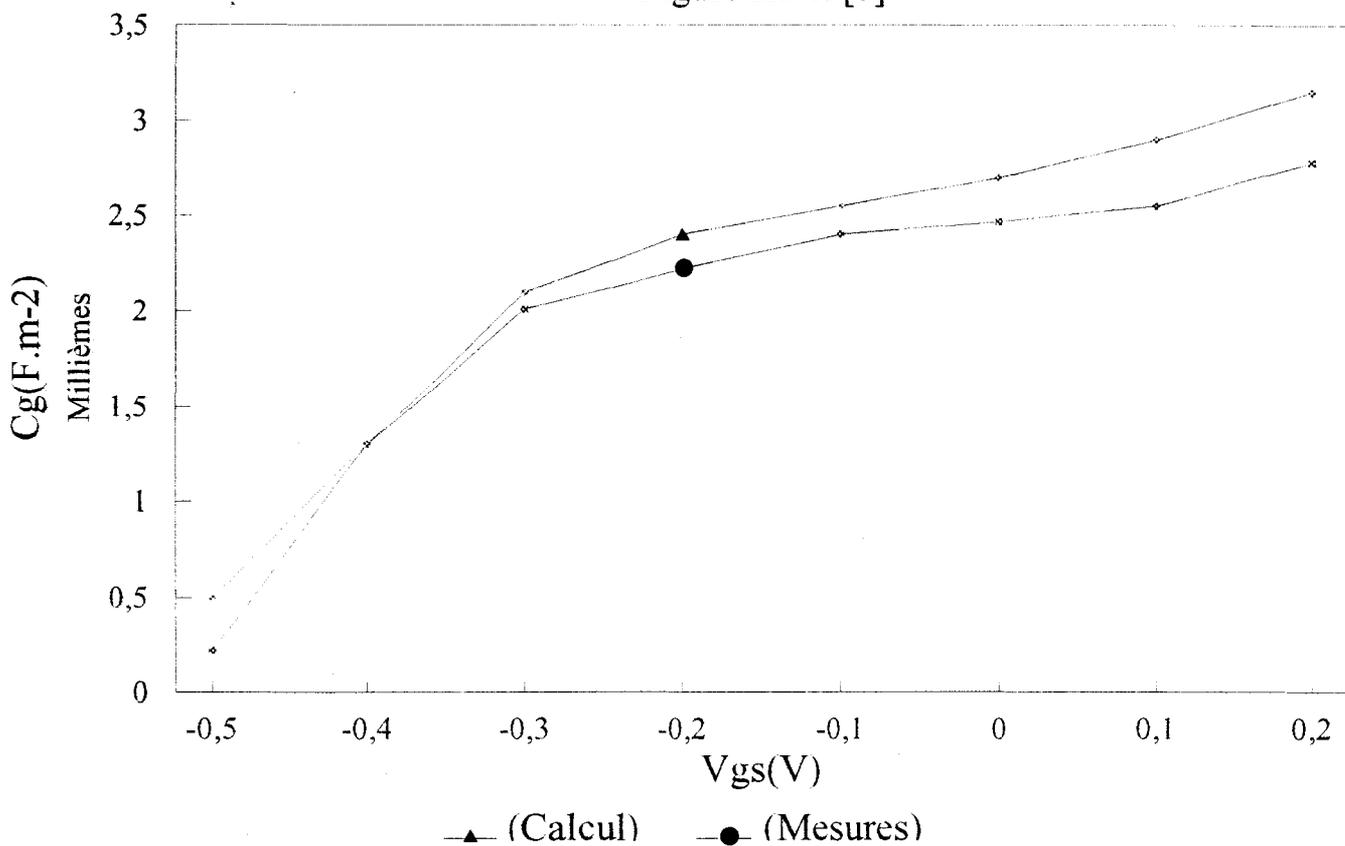
Comparaison théorie-expérience: commande de charge

Figure III-19[a]



Comparaison théorie-expérience: capacité de grille

Figure III-19[b]



Epaisseur (angs)	Concentration en Si (m-3)	Composition en Al ou en In
600	2E+24	0
350	--	0.20
20	--	0.20
120	--	0.15
10000	--	0

<[Si]=3E16m-2

Figure III-20[a] PICOGIGA N° 208-205

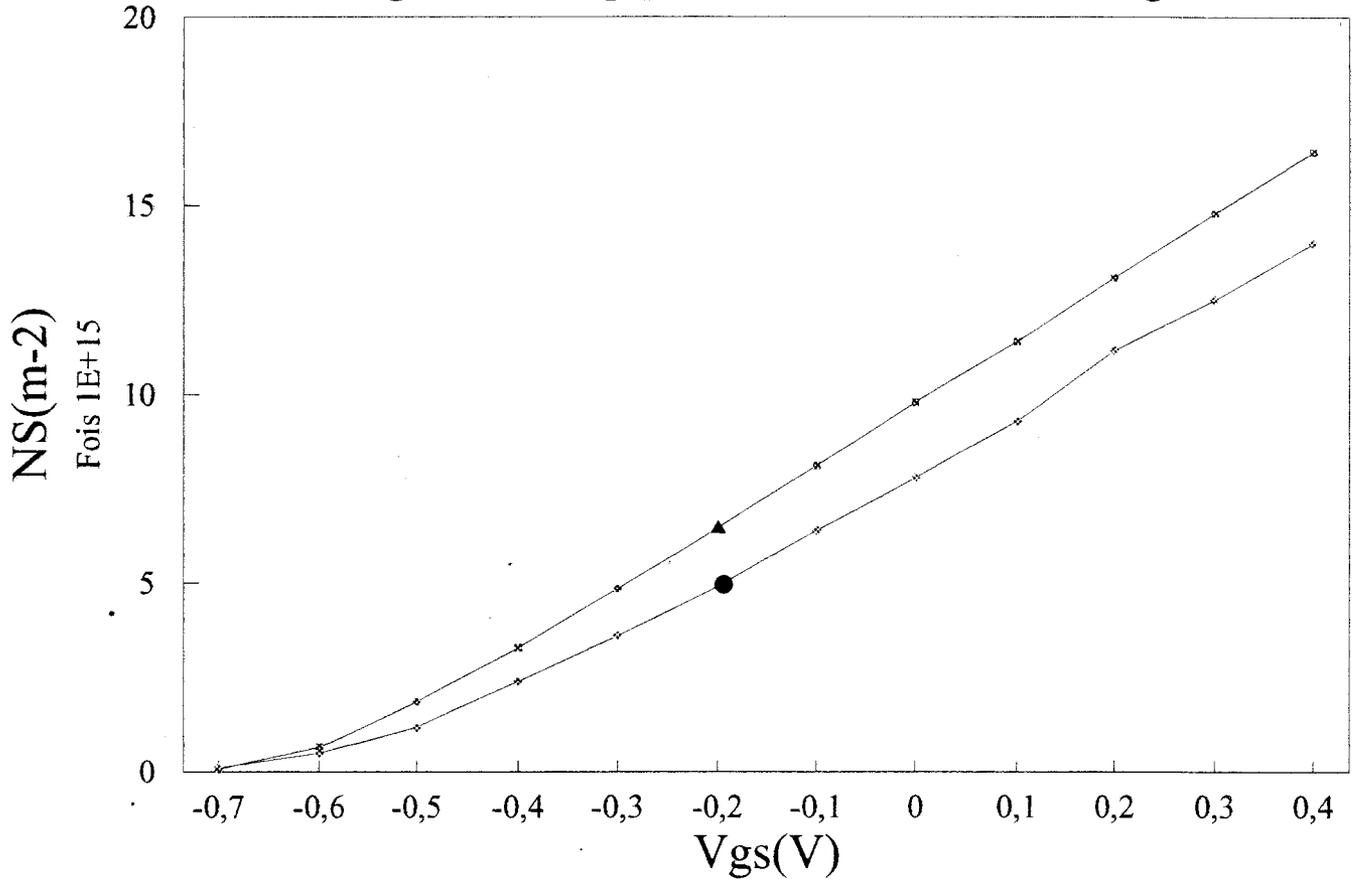
600	2E+24	0
300	nid	0.20
20	nid	0.20
120	nid	0.15
10000	nid	0

<[Si]=3.8E16m-2

Figure III-20[b] Paramètres ajustés

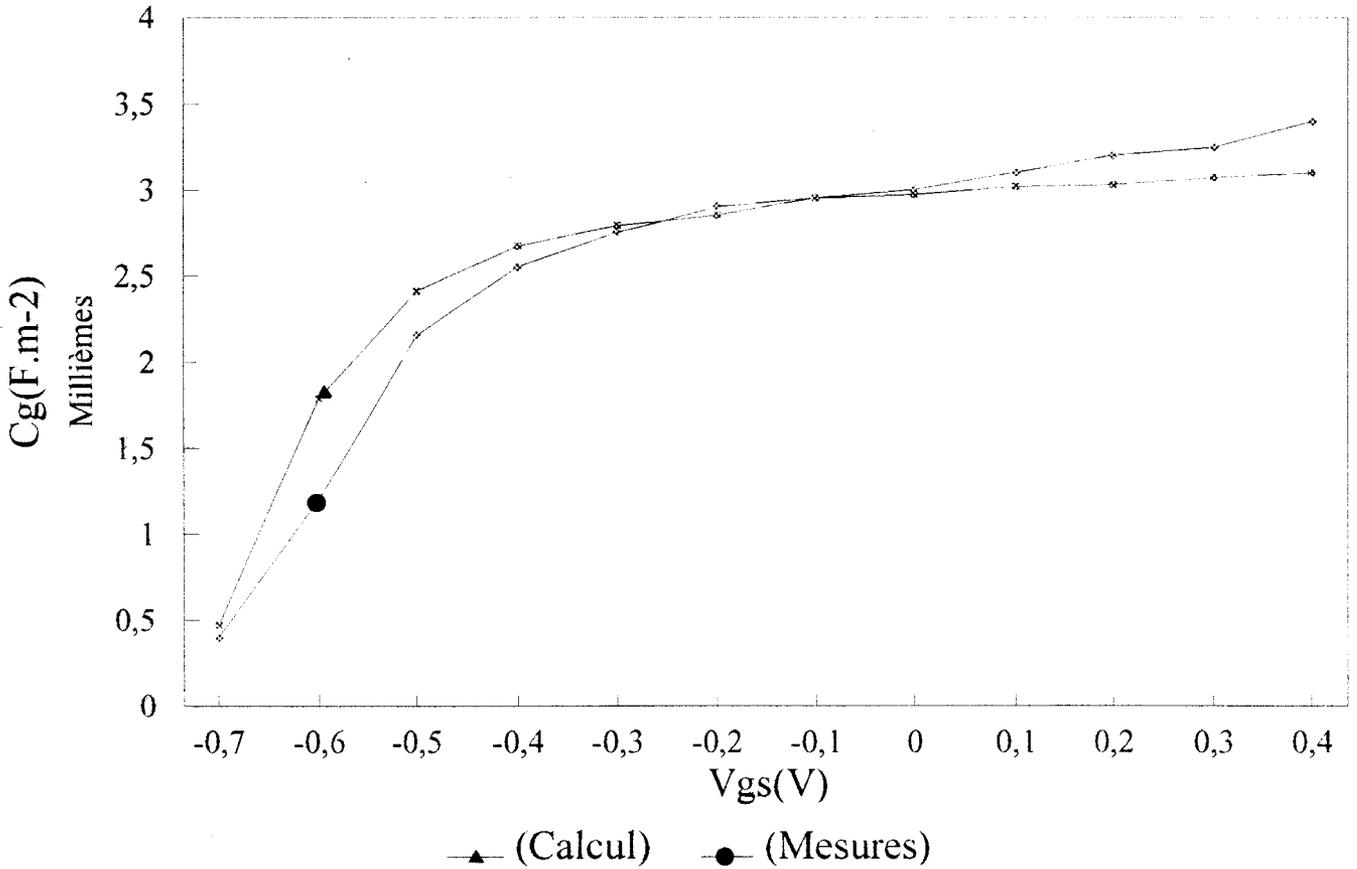
COMPARAISON THEORIE- EXPERIENCE: DOPAGE PLAN

Figure III-21[a] Commande de charge



Capacité de grille

Figure III-21[b]



▲ (Calcul) ● (Mesures)

gures III-19 a et b. C'est le meilleur ajustement que nous obtenons en gardant les autres paramètres (compositions d'alliage, largeur du canal, spacer) identiques à ceux du constructeur.

3.2.3.2 Cas d'une couche à dopage plan

La couche active décrite figure III-20 a présente une capacité de palier expérimentale de 3 mF.m^{-2} , ce qui conduit à une valeur de L_{eff} d'environ 370 \AA . En estimant $\frac{\epsilon_1}{q} \frac{dEF}{dNS}$ à 50 \AA nous obtenons une épaisseur de AlGaAs sous la grille de 320 \AA . Avec un potentiel de pincement $V_p = 1,9 \text{ V}$ et une barrière Schottky $V_b = 1 \text{ V}$, nous obtenons un taux de dopage $N_{2D} \cong 3,8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$. Les figures III-21 a et b montrent la comparaison entre les mesures et le calcul de la capacité de grille C_g et la commande de charge NS (V_{gs}). Les résultats que donne notre modèle ne sont pas trop éloignés des mesures, mais nous constatons un écart important pour le taux de dopage.

Dans notre calcul nous traitons un dopage plan idéal où les impuretés ne diffusent pas en volume. Le nombre de paramètres intervenant dans une telle structure est grand. Nous pouvons toujours les ajuster pour trouver des valeurs pour lesquelles il y a un bon accord entre théorie et expérience, il est bien évident dans ce cas que ces valeurs peuvent n'avoir aucune signification physique.

3.2.4 Conclusion

Les résultats que nous donne notre modèle montre que les structures à dopage plan sont potentiellement plus performantes pour les raisons suivantes:

- La charge commandée par le potentiel de grille est beaucoup plus importante pour une densité totale d'impuretés plus faible que dans le cas du dopage volumique,
- la plage de potentiel où les électrons du canal sont efficacement commandés est sensiblement plus importante
- le problème de la conduction parallèle dans les couches dopées est moins important car elles sont moins peuplées en porteurs libres.

Cependant l'expérience montre une plus faible mobilité des porteurs dans le cas du do-

page plan. Cet effet peut être lié à une augmentation de la diffusion coulombienne due aux donneurs ionisés situés dans le plan.

L'introduction d'un deuxième plan dopé va évidemment rendre plus important un tel effet. D'autre part, une difficulté supplémentaire intervient dans la réalisation d'une bonne hétérojonction InGaAs/AlGaAs.

Par contre l'augmentation de la charge accumulée dans le canal laisse prévoir un courant de saturation important. Ces structures présentent donc un intérêt certain pour les applications de puissance.

3.3 Modélisation quasi-analytique des structures PM-HEMT

Les résultats que nous avons obtenus jusque là ont nécessité de long temps de calcul. La difficulté en fait réside dans le caractère non linéaire de l'équation de Poisson. Nous pourrions donc accélérer grandement le calcul en cherchant des approximations analytiques de l'énergie potentielle dans chaque couche. Nous pourrions ainsi établir une relation quasi-analytique entre les niveaux d'énergie liés au canal et la densité d'électrons NS . Cette relation nous permettra de calculer beaucoup plus rapidement la commande de charge et la capacité. Enfin, nous estimerons la charge accumulée dans le canal à l'équilibre d'une façon beaucoup plus simple et rapide qu'au chapitre 2. Il nous paraît utile de souligner que l'élaboration d'un tel modèle simplifié présente un grand intérêt dans des applications telles que la CAO (Conception Assistée par Ordinateur).

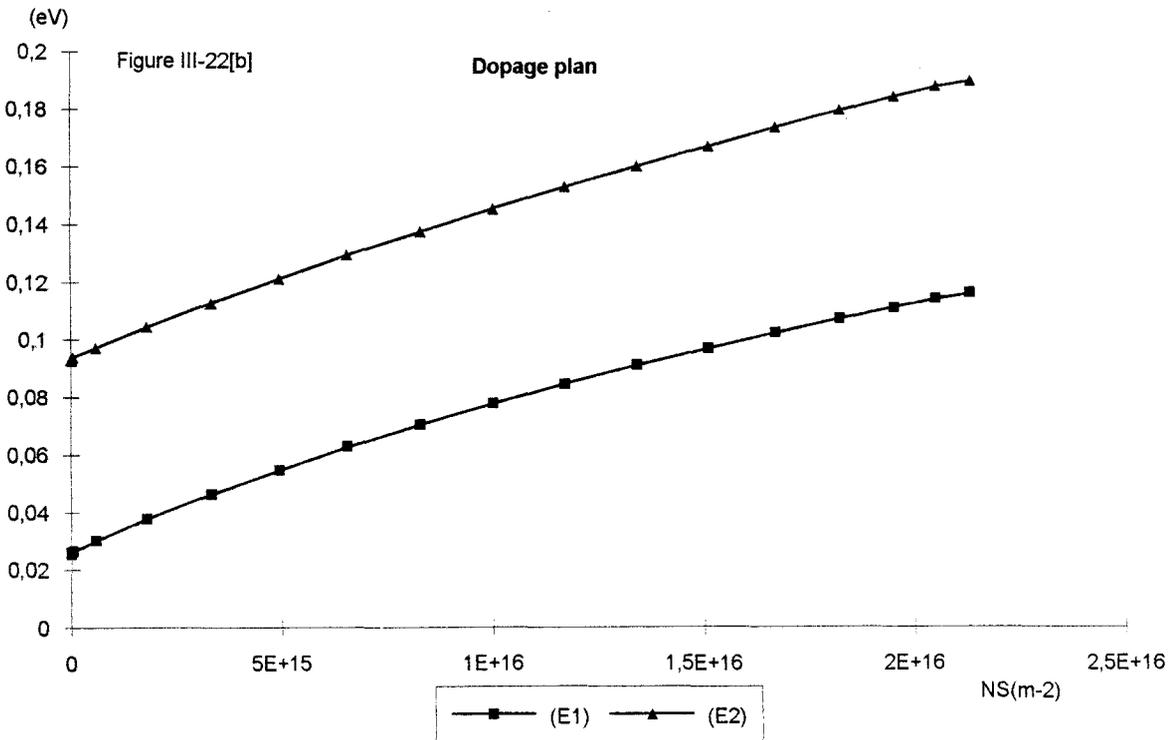
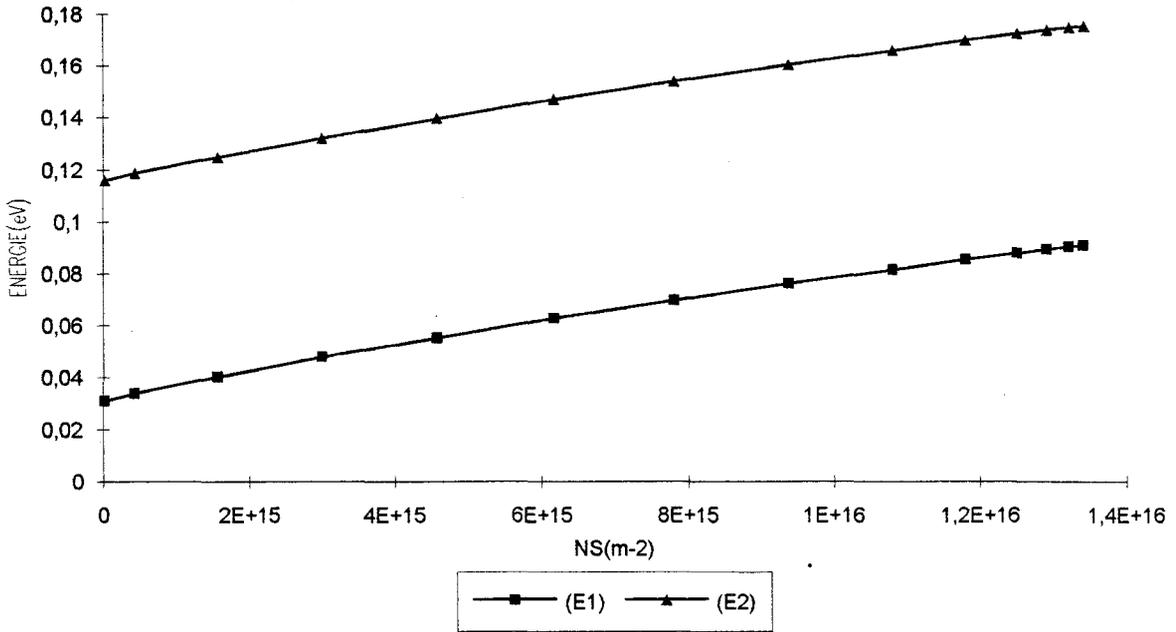
3.3.1 Modélisation des niveaux d'énergie

3.3.1.1 Approximation analytique de l'énergie potentielle

Sur les figures III-22a, b, et c nous avons représenté les évolutions en fonction de NS , des deux premiers niveaux d'énergie liés au canal, pour différentes couches actives. Globalement malgré des profils de dopage fort différents, l'allure des niveaux d'énergie semble être la même

EVOLUTION DES PREMIERS NIVEAUX LIES EN FONCTIONS DE NS

Figure III-22[a] Dopage volumique



dans tous les cas. Cette remarque suggère qu'une même forme analytique pourra être utilisée pour décrire l'énergie potentielle dans les puits pour les trois cas de dopage étudié.

Pour obtenir cette forme, nous faisons l'approximation que les électrons sont uniformément répartis dans le canal avec une densité volumique $n_o = \frac{NS}{L_2}$. Une telle approximation est suggérée par la dépendance linéaire de l'énergie potentielle à la deuxième hétérojonction en fonction de NS. Nous obtenons ainsi un profil parabolique pour l'énergie potentielle créée par les électrons libres dans le canal. Soit en prenant l'origine des énergies et des abscisses à la première hétérojonction (AlGaAs/InGaAs):

$$v(z) = z \left[\left(\frac{F_2 - F_1}{2L_2} \right) z + F_1 \right] \quad (\text{eV}) \quad (3.10)$$

où F_1, F_2 sont les champs dans les puits respectivement à la première et à la deuxième hétérojonction $v(z)$ étant l'énergie potentielle dans le canal.

Dans les autres couches il y a peu d'électrons libres tant que NS n'est pas proche de sa valeur de saturation. Par conséquent nous aurons pour:

$$z < 0 \quad v(z) = \frac{\epsilon_2 F_1}{\epsilon_1} z$$

$$z > L_2 \quad v(z) = \left[\frac{F_2 + F_1}{2} \right] L_2$$

3.3.1.2 Calcul des états quantiques du puits

Notre but est de calculer les fonctions d'onde et les niveaux d'énergie liés au canal, sans effectuer d'itérations. Pour cela nous écrivons l'énergie potentielle en chaque point comme la somme de celle créée par les impuretés totalement ionisées et de celle créée par les électrons

Figure III-22[c] Dans le cas d'un dopage biplan

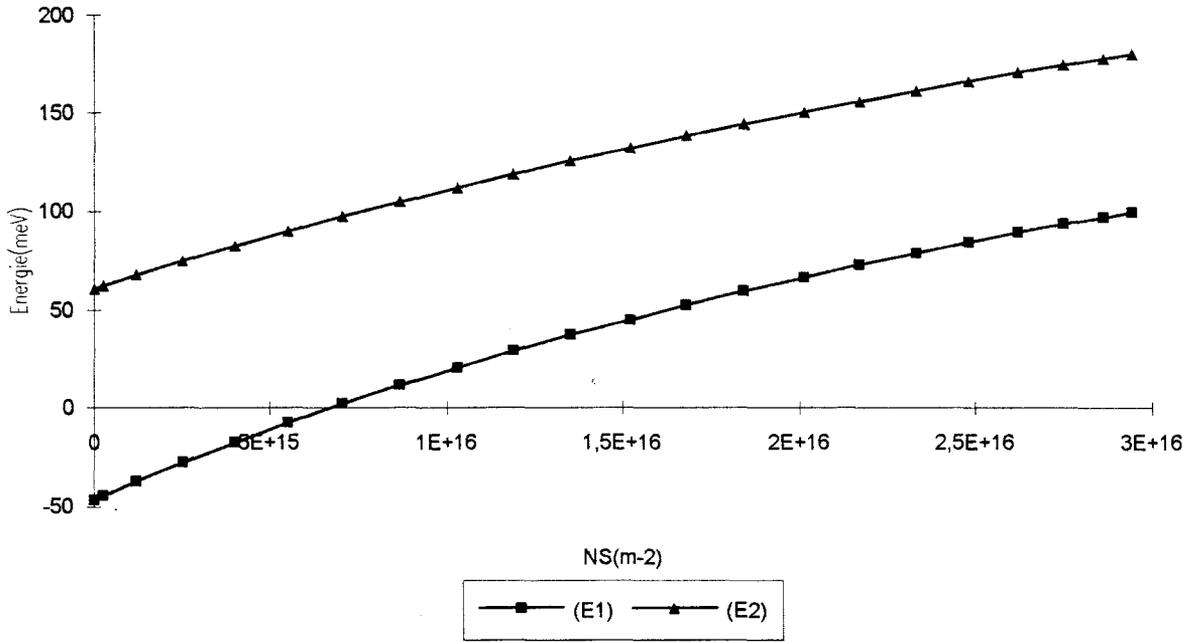
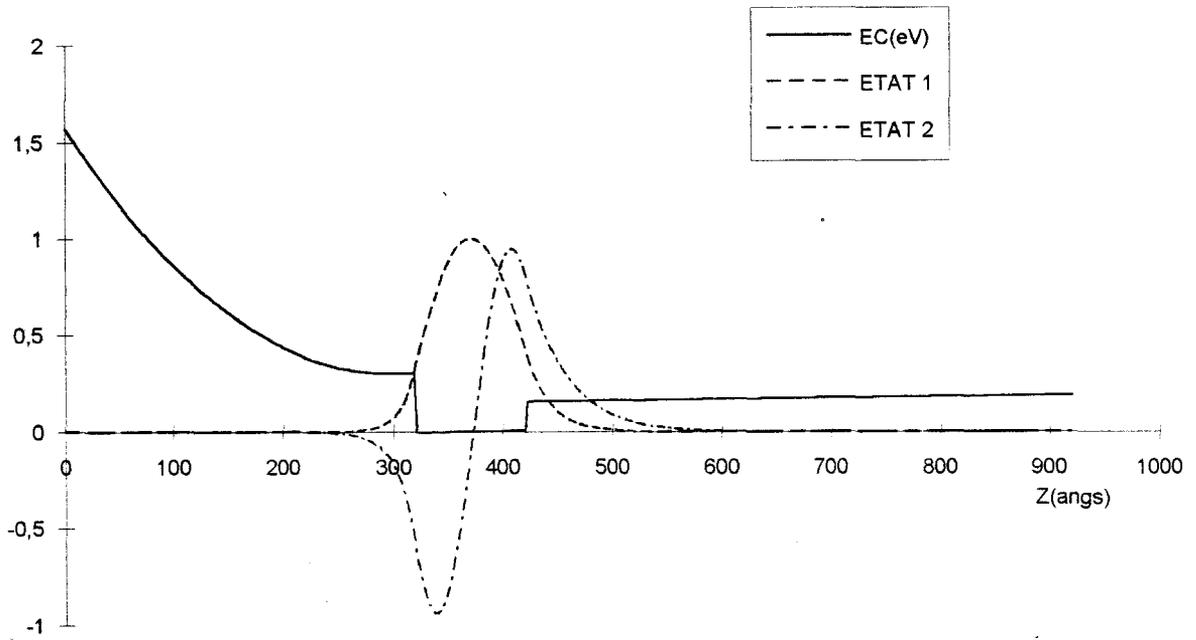


Figure III-23 Profil de bande et fonctions d'onde au pincement



de la couche active. Soit alors :

$$E_c(z) = E_c^{(i)}(z) + E_c^{(n)}(z) \quad (3.11)$$

où $E_c^{(i)}$ et $E_c^{(n)}$ obéissent aux équations :

$$\frac{d}{dz} \varepsilon \frac{d}{dz} E_c^{(i)} = q(nd - na) \quad (3.12)$$

$$\frac{d}{dz} \varepsilon \frac{d}{dz} E_c^{(n)} = -q(nd^o + n) \quad (3.13)$$

Dans ces équations nd^o et n représentent les densités volumiques d'électrons liés aux donneurs et d'électrons libres. Le terme $E_c^{(i)}$ représente tout simplement l'énergie potentielle au pincement.

L'équation de Schrödinger s'écrit alors :

$$\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m_\perp} \frac{d}{dz} \chi + (E_c^{(i)} + E_c^{(n)}) \chi = E \chi \quad (3.14)$$

En notant H_p l'hamiltonien au pincement nous obtenons

$$H_p = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m_\perp} \frac{d}{dz} + E_c^{(i)} \quad (3.15)$$

et par conséquent l'équation de Schrödinger devient :

$$(H_p + E_c^{(n)}) |\chi\rangle = E |\chi\rangle \quad (3.16)$$

Ici nous faisons l'hypothèse que les fonctions propres de H_p constituent une base de dé-

veloppement pour les fonctions propres de l'hamiltonien total $H = H_p + E_c^{(n)}$. En nous limitant aux deux premiers états liés au canal nous écrivons :

$$H_p |u_1\rangle = \alpha_1 |u_1\rangle$$

$$H_p |u_2\rangle = \alpha_2 |u_2\rangle$$

D'autre part, tant que la densité d'électrons libres NS du canal n'est pas trop proche de sa valeur de saturation, nous pouvons négliger la densité d'électrons présents dans les autres couches. Ainsi le terme $E_c^{(n)}$ est peu différent de l'énergie potentielle $v(z)$ précédemment définie. Cette approximation est justifiée, dans la mesure où les fonctions d'onde des états liés au puits s'annulent très vite en dehors du canal (voir figure III-23). Nous pouvons ainsi écrire

$$H = H_p + v \quad (3.17)$$

ce qui permet d'écrire la matrice de l'hamiltonien H dans la base $|u_1\rangle, |u_2\rangle$ sous la forme:

$$[H] = \begin{pmatrix} \alpha_1 + v_{11} & v_{12} \\ v_{12} & \alpha_2 + v_{22} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

dans laquelle nous avons noté:

$$v_{11} = \langle u_1 | v | u_1 \rangle$$

$$v_{22} = \langle u_2 | v | u_2 \rangle$$

$$v_{12} = \langle u_1 | v | u_2 \rangle$$

En diagonalisant

$$E_1 = \frac{1}{2} [A - B]$$

$$E_2 = \frac{1}{2} [A + B]$$

où

$$A = \alpha_1 + v_{11} + \alpha_2 + v_{22}$$

$$B^2 = (\alpha_2 + v_{22} - \alpha_1 - v_{11})^2 + 4v_{12}^2$$

De même pour les vecteurs propres nous avons:

$$|\chi_1\rangle = A_1 \cdot [B_1 |u_1\rangle + |u_2\rangle]$$

$$|\chi_2\rangle = A_2 \cdot [B_2 |u_2\rangle + |u_1\rangle]$$

Les coefficients A_1, B_1, B_2 ont pour expressions

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_{12}}{\alpha_1 + v_{11} - E_1}\right)^2}} \quad (3.19)$$

$$A_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_{12}}{\alpha_2 + v_{22} - E_2}\right)^2}} \quad (3.20)$$

$$B_1 = -\frac{v_{12}}{\alpha_1 + v_{11} - E_1} \quad (3.21)$$

$$B_2 = -\frac{v_{12}}{\alpha_2 + v_{22} - E_2} \quad (3.22)$$

Le calcul effectué montre qu'à partir de la forme approximative de l'énergie potentielle $v(z)$ et des fonctions d'onde $|u_1\rangle$ et $|u_2\rangle$, nous pouvons déterminer les états quantiques des électrons confinés dans le canal pour chaque valeur de NS .

3.3.1.3 Calcul du niveau de Fermi

Pour une valeur donnée de NS nous savons calculer $E_1(NS)$, $E_2(NS)$ ainsi que les fonctions d'onde associées χ_1 et χ_2 .

En définissant les masses effectives moyennes dans les états $|\chi_1\rangle$ et $|\chi_2\rangle$ par les relations :

$$\frac{1}{m_1} = \langle \chi_1 | \frac{1}{m_{||}} | \chi_2 \rangle \quad (3.23)$$

$$\frac{1}{m_2} = \langle \chi_2 | \frac{1}{m_{||}} | \chi_2 \rangle \quad (3.24)$$

les densités effectives d'états bidimensionnelles D_1 et D_2 s'écrivent :

$$D_1 = \frac{m_1 kT}{\pi \hbar^2} \ln(1 + e^{\beta(E_F - E_1)}) \quad (3.25)$$

et

$$D_2 = \frac{m_2 kT}{\pi \hbar^2} \ln(1 + e^{\beta(E_F - E_2)}) \quad (3.26)$$

En écrivant que NS est la densité d'électrons libres dans le canal, nous obtenons la relation :

$$NS = D_1 \int_0^{L_2} \chi_1^2 dz + D_2 \int_0^{L_2} \chi_2^2 dz \quad (3.27)$$

Ainsi, connaissant NS , χ_1 , χ_2 , E_1 et E_2 nous pouvons calculer la position du niveau de Fermi E_F .

3.3.1.4 Le profil de bande dans la couche dopée

Pour tous les calculs, nous faisons l'approximation que le substrat GaAs est déserté, ce qui nous permet d'écrire $F_2 = 0$. Le champ F_1 est alors donné par :

$$F_1 = \frac{NSq}{\epsilon_2} \quad (3.28)$$

En assurant la continuité du déplacement électrique à l'hétérojonction AlGaAs/InGaAs, le champ électrique, dans AlGaAs à cette même hétérojonction, est donné par :

$$F(0) = F_1^- = \frac{NSq}{\epsilon_1} \quad (3.29)$$

D'autre part, avec l'origine que nous avons fixée pour l'énergie, nous avons :

$$E_C(0) = \Delta E c_1 \quad (3.30)$$

A l'aide de ces deux conditions, nous pouvons résoudre l'équation de Poisson dans AlGaAs :

$$\frac{d^2 Ec}{dz^2} = \frac{q}{\epsilon_1} (n_d^+ - n) \quad (3.31)$$

avec :

$$n = Nc_1 F_{1/2}(z) + D_1 \chi_1^2(z) + D_2 \chi_2^2(z) \quad (3.32)$$

Cette équation est résolue entre la première hétérojonction et la grille. Nous obtenons ainsi le potentiel à la grille $Vg = Ec(-L_1) - E_F$. (L_1 étant l'épaisseur de la couche AlGaAs). La résolution de cette équation conduit ainsi à la commande de charge $NS(Vg)$.

Le calcul des capacités s'effectue en admettant une variation δVg du potentiel de grille. Si δVg est suffisamment petit devant kT , la variation δE_F du niveau de Fermi peut être liée à δNS par :

$$\delta NS = \delta D_1 \int_0^L \chi_1^2 dz + \delta D_2 \int_0^L \chi_2^2 dz \quad (3.33)$$

En écrivant :

$$\delta D_1 = \frac{m_1 kT}{\pi \hbar^2} \times \frac{\beta \delta E_F}{1 + e^{\beta(E_1 - E_F)}} \quad (3.34)$$

$$\delta D_2 = \frac{m_2 kT}{\pi \hbar^2} \times \frac{\beta \delta E_F}{1 + e^{\beta(E_1 - E_F)}} \quad (3.35)$$

En fixant la valeur de $\beta \delta E_F$ à 1/10, nous déterminons δNS . A l'aide des conditions à la première hétérojonction :

$$F(0) = \frac{(NS + \delta NS) q}{\epsilon_1} \quad \text{et} \quad Ec(0) = \Delta Ec_1 \quad (3.36)$$

DOPAGE VOLUMIQUE: $N_d=2E+24m^{-3}$ $N_a=1.E+20m^{-3}$ $T=300K$ $L_2=100\text{angs}$ $ZP=20\text{angs}$

COMPARAISON DES MODELES SIMPLIFIE ET AUTOCOHERENT
Niveaux d'énergie du puits

Figure III-24[a]

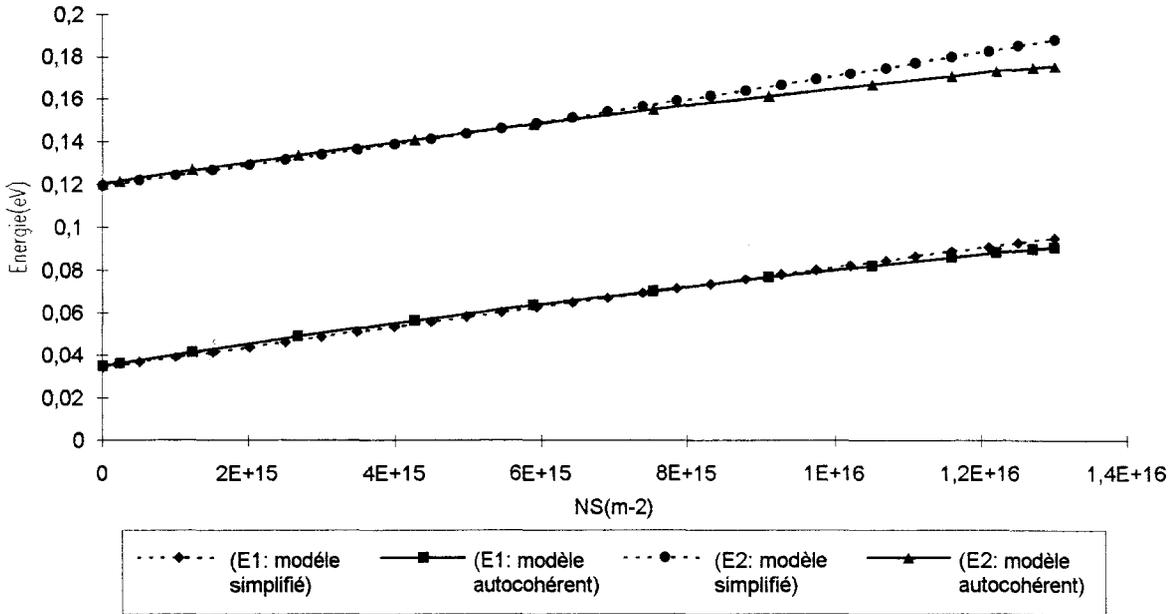


Figure III-24[b]

Niveau de Fermi en fonction de NS

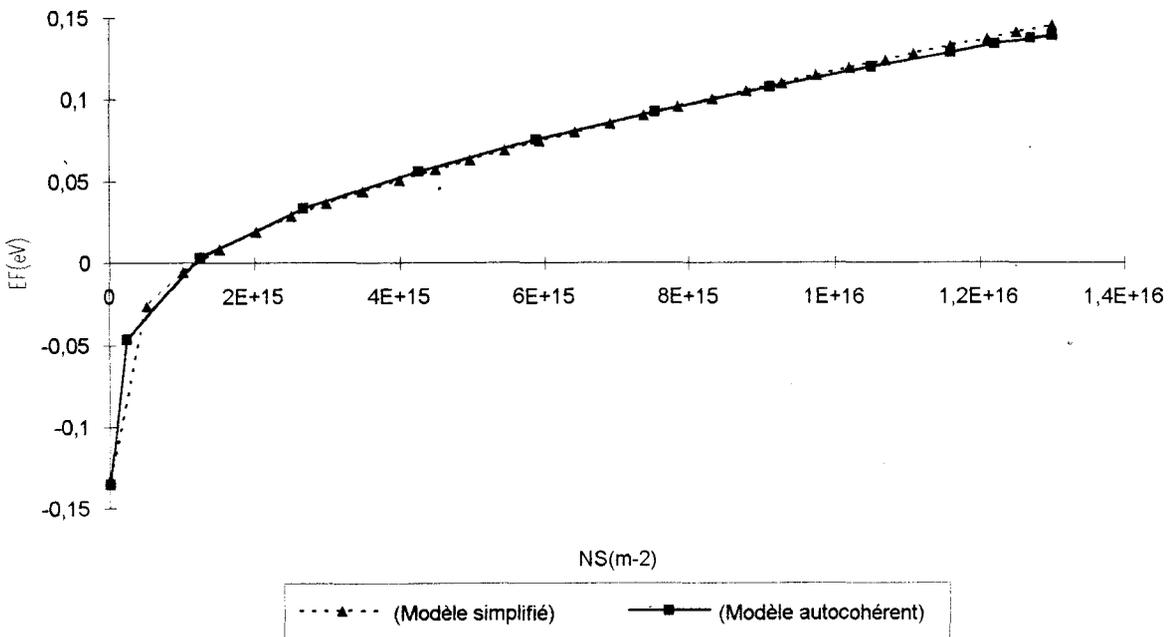


Figure III-24[c]

Commande de charge NS(Vg)

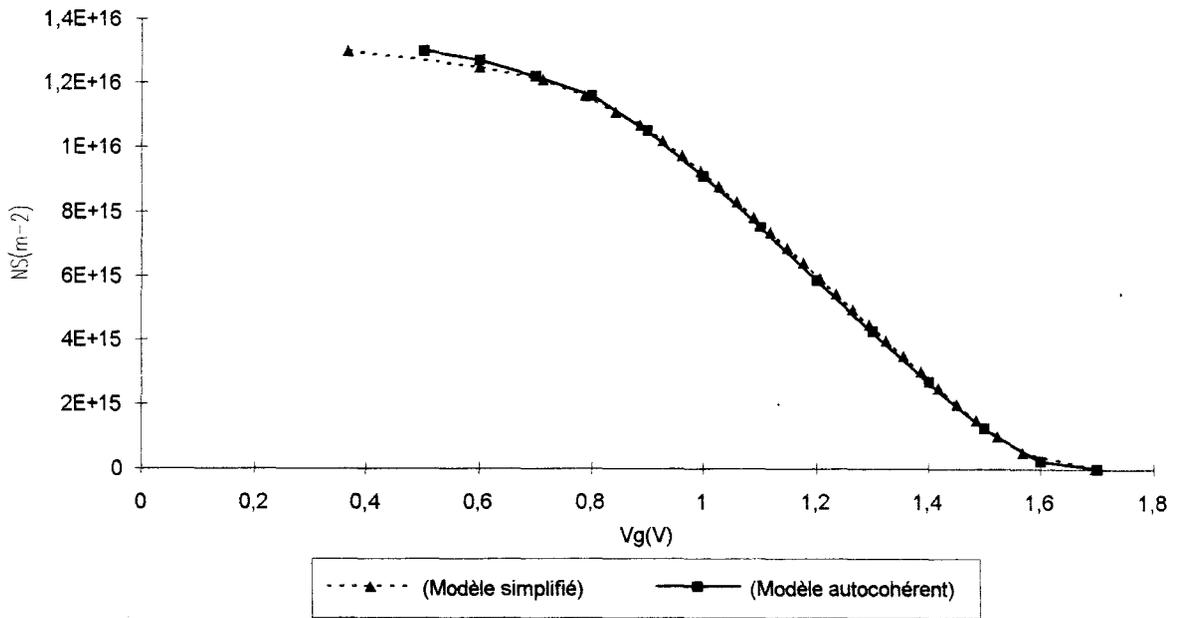


Figure III-24[d]

Capacité 2D en fonction de Vg

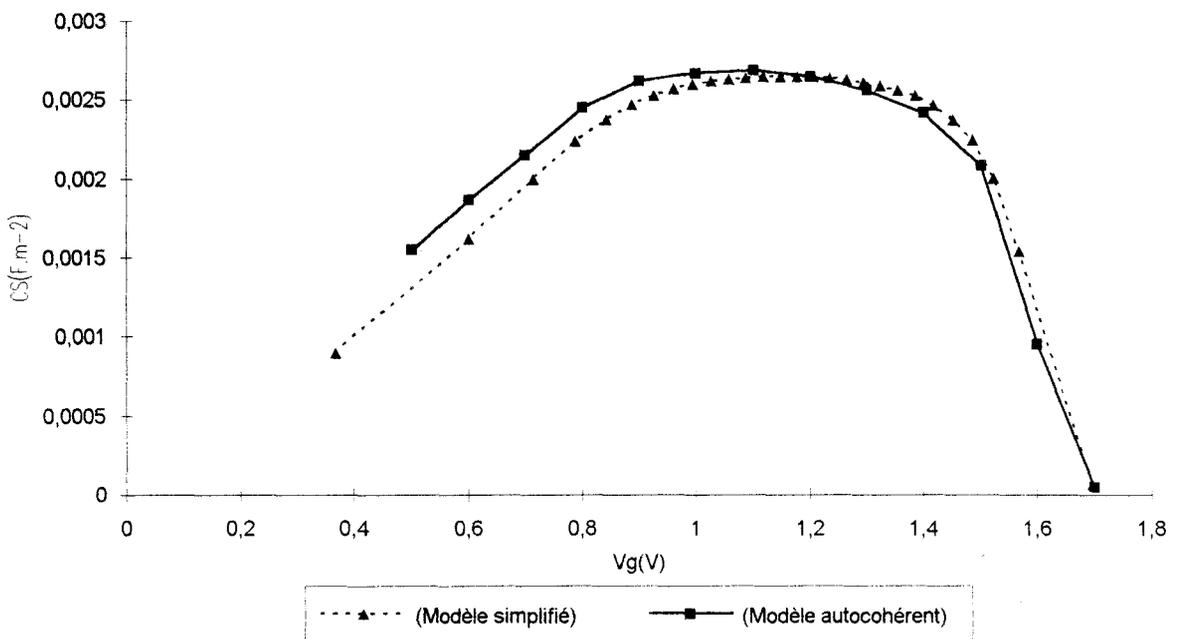
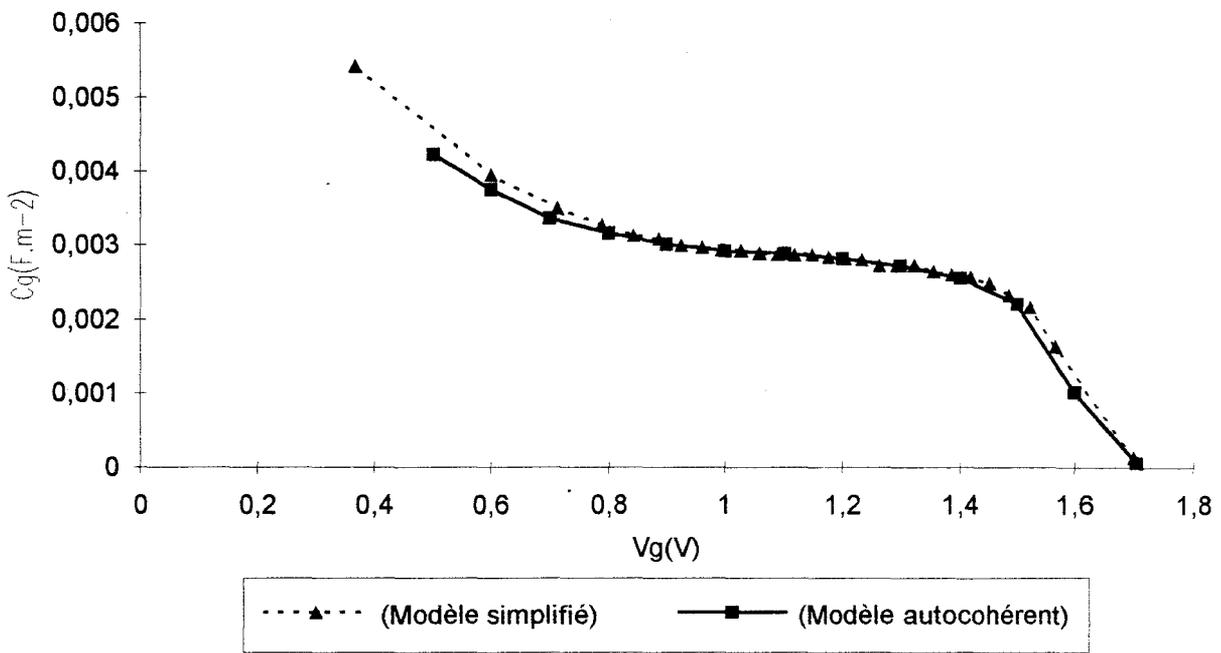


Figure III-24[e]

Capacité totale $C_g(V_g)$



nous résolvons à nouveau l'équation de Poisson dans AlGaAs, ce qui permet de connaître δV_g . Les capacités C_S , C_I et C_g sont calculées à l'aide des relations déjà présentées dans la première partie de ce chapitre.

3.3.2 Applications du modèle simplifié

3.3.2.1 Calcul de la commande de charge et des capacités

Nous nous attachons ici à comparer les résultats obtenus par la méthode autocohérente et le modèle simplifié. Les figures (III-24, 25, 26) montrent les résultats obtenus pour différents cas de dopage. Nous noterons que l'accord obtenu est satisfaisant pour les grandeurs importantes comme la commande de charge $NS(V_g)$ et les capacités C_S et C_g .

En ce qui concerne les niveaux d'énergie, nous parvenons, par cette méthode à modéliser correctement le niveau fondamental E_1 . Par contre le niveau E_2 présente un écart surtout à l'approche de la saturation du canal. Mais ce niveau étant faiblement peuplé par rapport à E_1 , l'incidence sur $NS(V_g)$, $C_S(V_g)$ et $C_g(V_g)$ est relativement peu important.

Ces exemples montrent que nous pouvons traiter les structures envisagées de façon plus rapide et plus simple à l'aide de ce modèle.

3.3.2.2 Calcul de la charge accumulée dans le canal à l'équilibre

Les résultats obtenus à l'aide du modèle simplifié nous montrent que les deux états liés au canal que nous prenons en compte sont faiblement couplés par le potentiel $v(z)$. Ainsi la dépendance des énergies E_1 et E_2 peut être représentée par une relation affine en NS . Ceci signifie que nous pouvons nous limiter à un calcul de perturbation à l'ordre un de E_1 et E_2 . Nous

DOPAGE PLAN: $N2D=3E+16m^{-2}$ $L2=120\text{angs}$ $ZP=40\text{angs}$ $T=300K$ $Na=1E+20m^{-3}$

Figure III-25[a]

Comparaison des modèles simplifié et autocohérent

Commande de charge

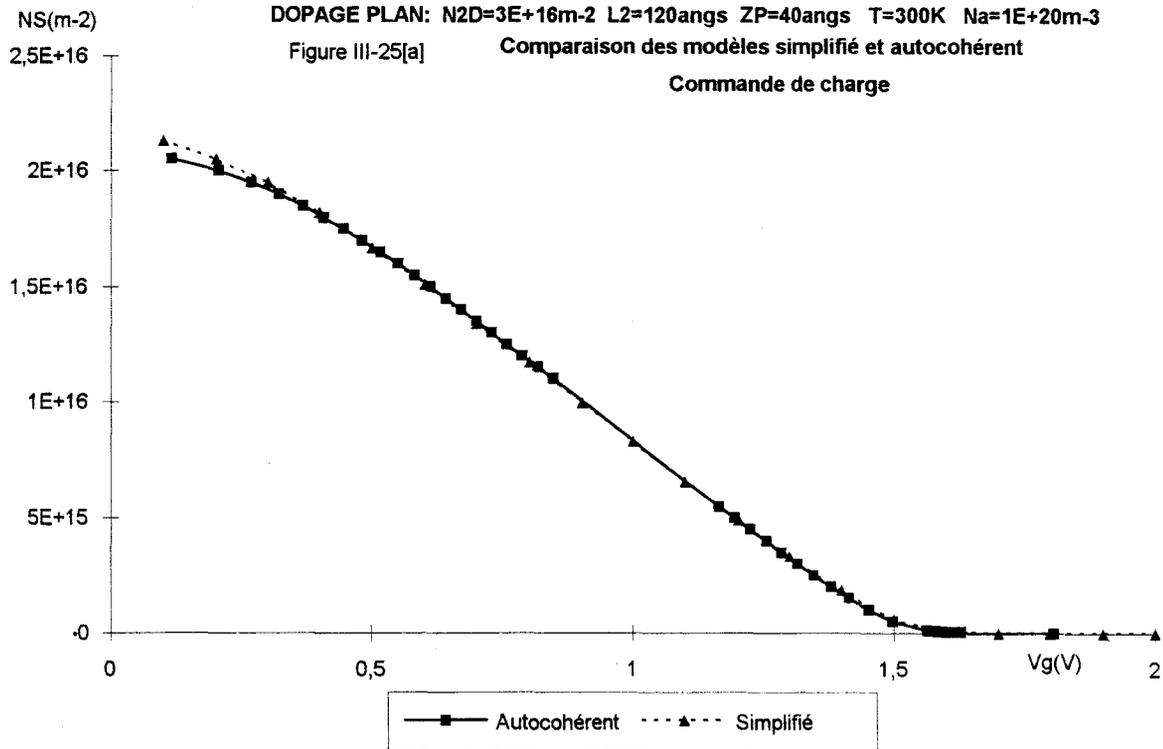
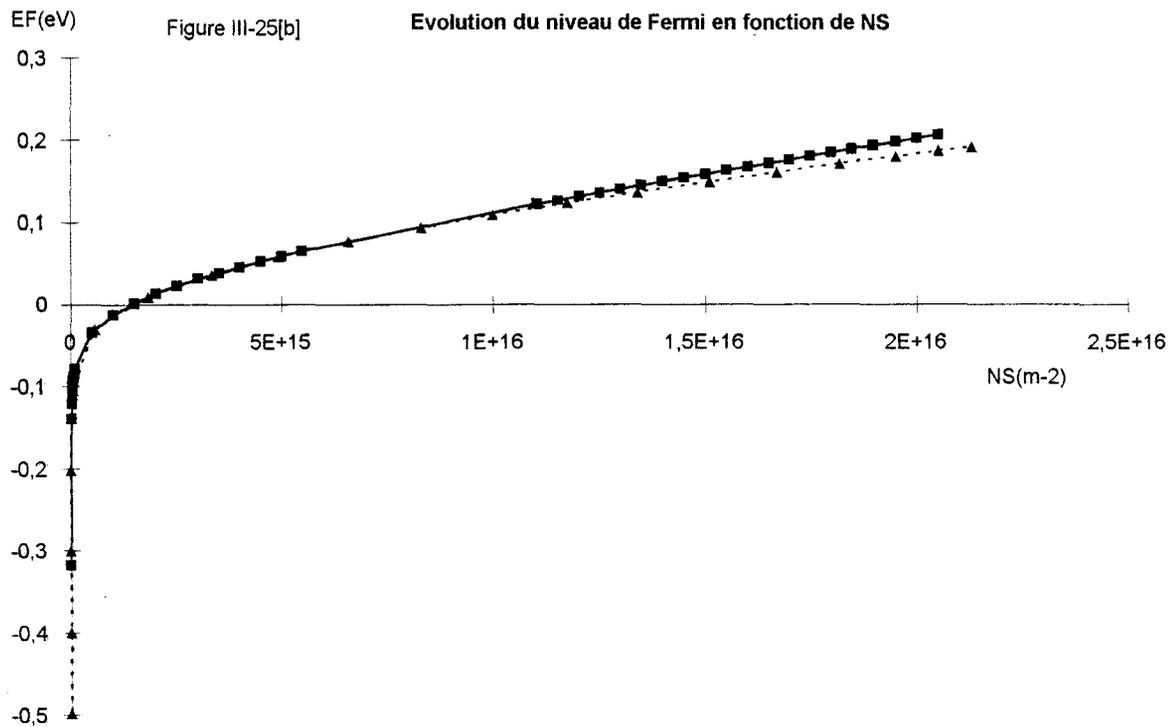
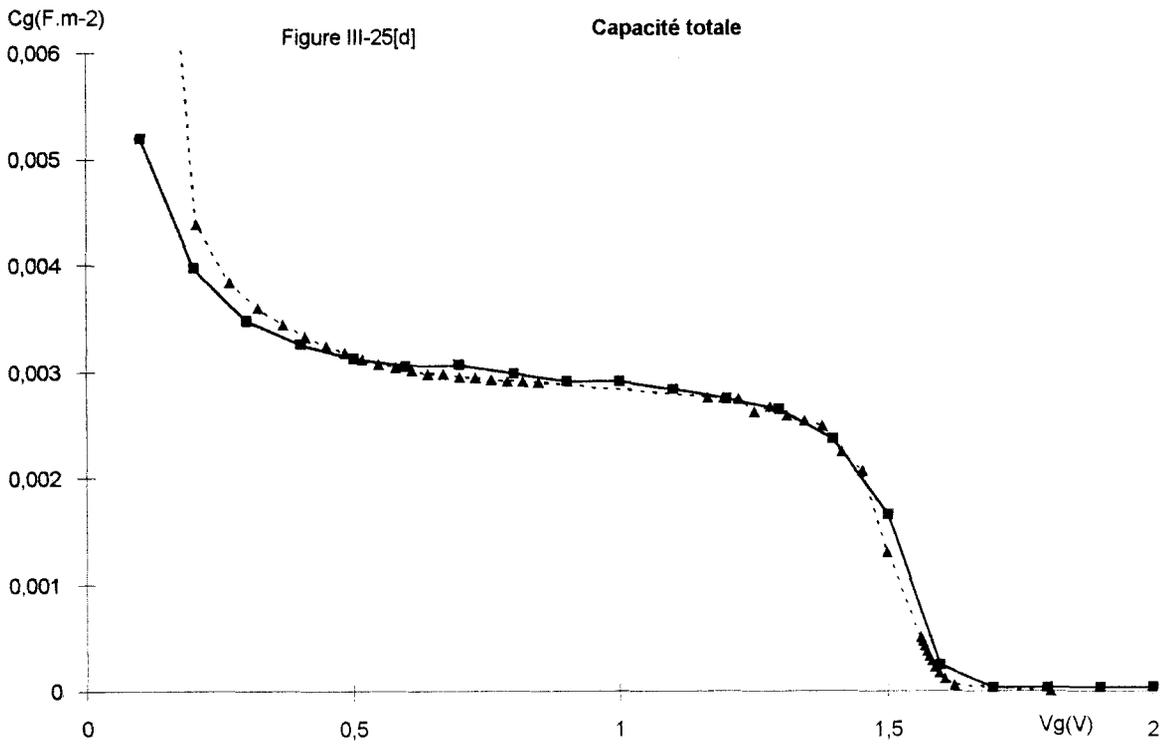
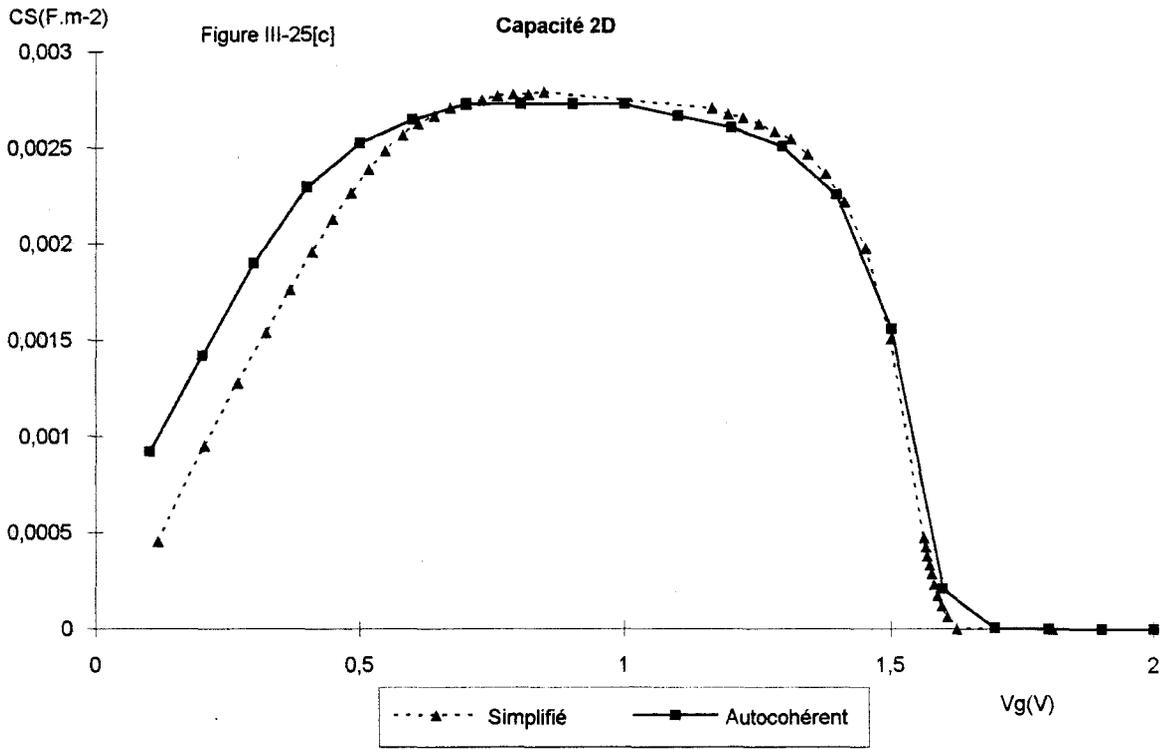


Figure III-25[b]

Evolution du niveau de Fermi en fonction de NS





DOPAGE BIPLAN: L2=100angs ZP1=40angs ZP2=20angs N2D1=3E+16m-2 N2D2=1E+16m-2 Na=1E+20m-3
Y1=Y2=Y3=0,20

Comparaison des modèles pour un dopage biplan
Figure III-26[a] Comande de charge

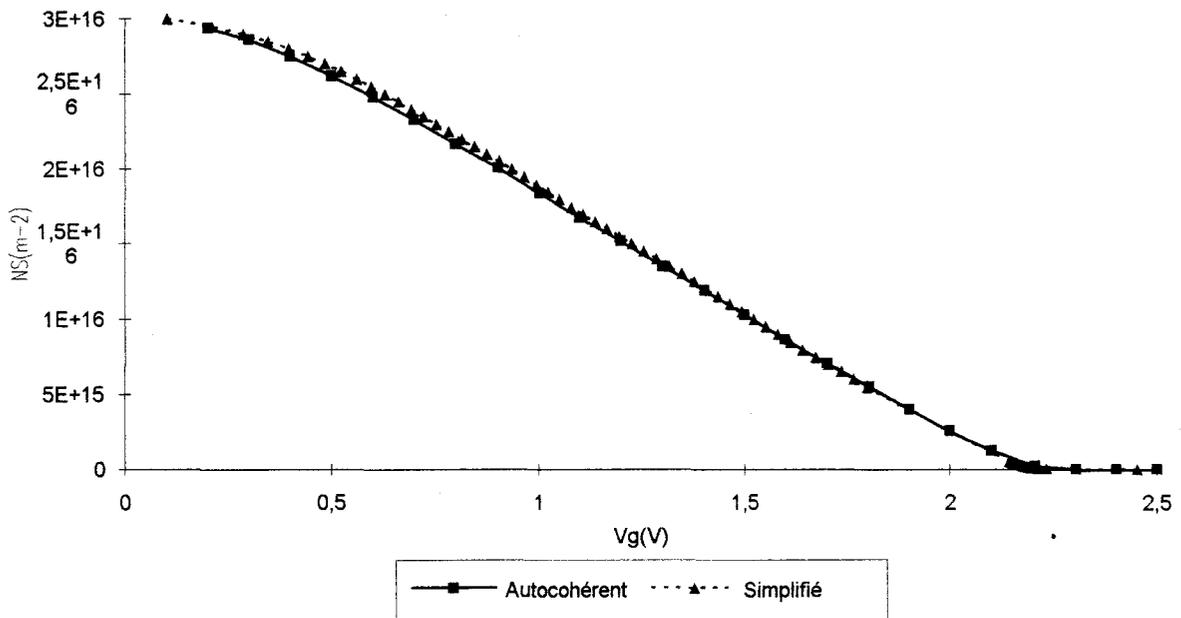


Figure III-26[b] Variation de EF en fonction de NS

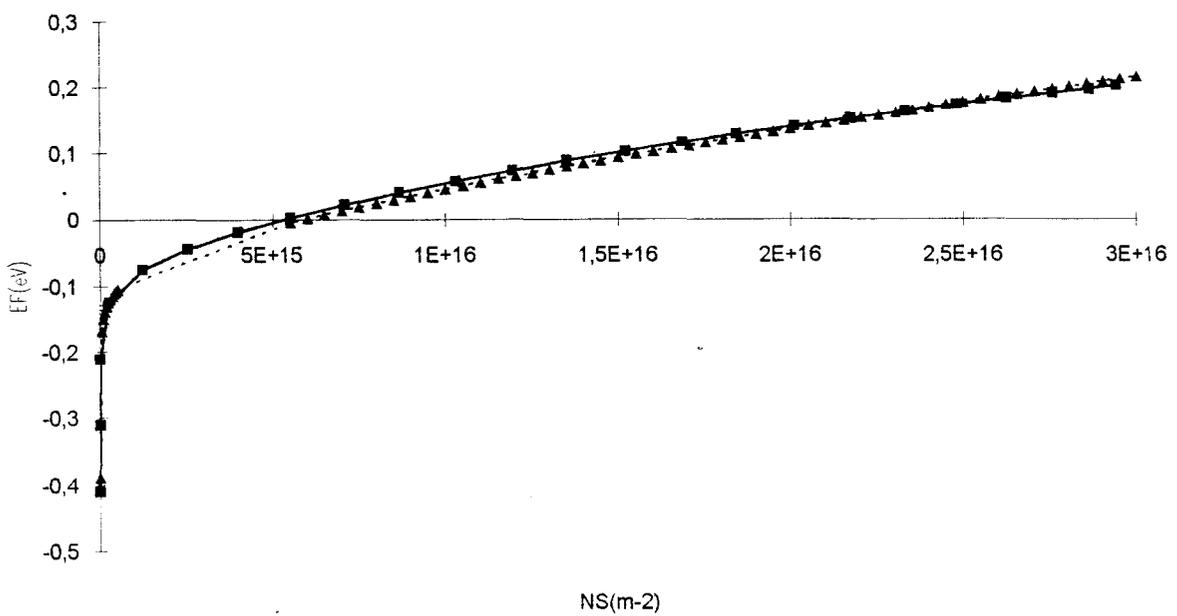
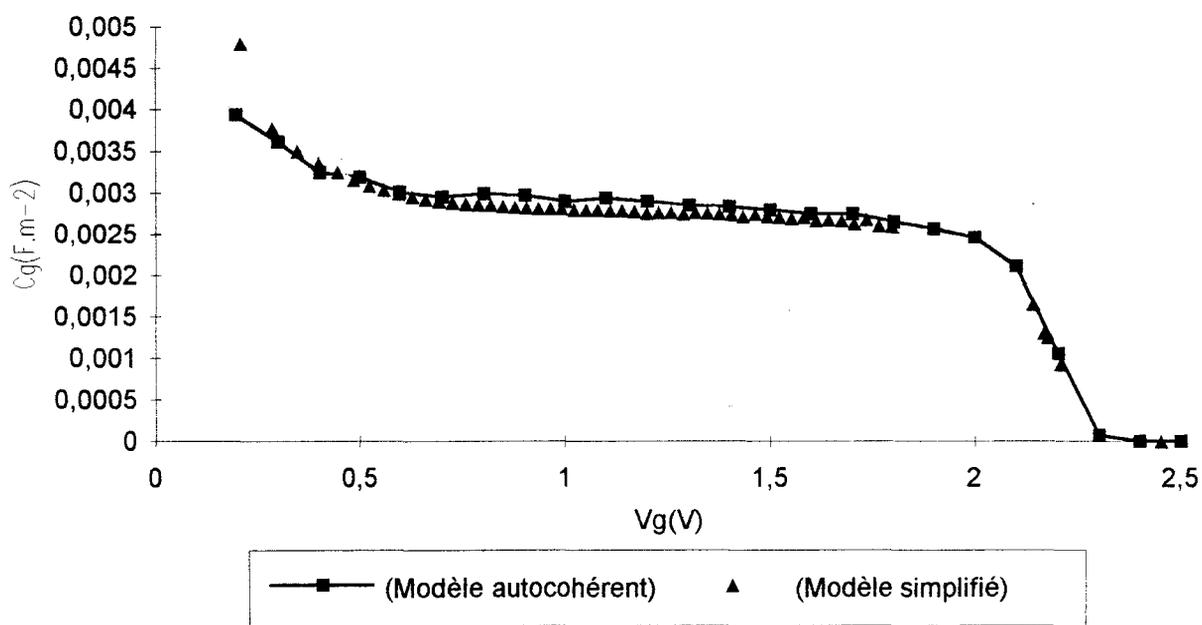


Figure III-26[c]

Capacité totale



écrivons alors :

$$E_1 = \alpha_1 + \beta_1 NS \quad (3.37)$$

$$E_2 = \alpha_2 + \beta_2 NS \quad \text{Les coefficients } \beta_1 \text{ et } \beta_2 \text{ s'obtiennent tout simplement par :} \quad (3.38)$$

$$\beta_1 = \frac{d}{dNS} \langle u_1 | v | u_1 \rangle \quad (3.39)$$

$$\beta_2 = \frac{d}{dNS} \langle u_2 | v | u_2 \rangle \quad (3.40)$$

Les calculs que nous avons effectués montrent que les coefficients β_1 et β_2 sont pratiquement indépendants de la composition d'alliage et que leurs valeurs sont très proches.

D'autre part, nous pouvons obtenir une expression analytique approchée pour β_1 et β_2 en prenant les fonctions d'onde du puits infini pour u_1 et u_2 soit :

$$u_1 = \sqrt{\frac{2}{L_2}} \sin(kz) \quad (3.41)$$

$$u_2 = \sqrt{\frac{2}{L_2}} \sin(2kz) \quad (3.42)$$

Les expressions de β_1 et β_2 sont alors :

$$\beta_1 = \frac{2q}{L_2 \epsilon_2} \int_0^{L_2} z \left(1 - \frac{z}{2L_2}\right) \sin^2(kz) dz \quad (3.43)$$

$$\beta_2 = \frac{2q}{L_2 \epsilon_2} \int_0^{L_2} z \left(1 - \frac{z}{2L_2}\right) \sin^2(2kz) dz \quad (3.44)$$

Nous obtenons donc :

$$\beta_1 = \frac{qL_2}{3\epsilon_2} \left(1 + \frac{3}{4\pi}\right) \quad (3.45)$$

$$\beta_2 = \frac{qL_2}{3\epsilon_2} \left(1 + \frac{3}{8\pi}\right) \quad (3.46)$$

3.3.2.2.1 Cas du dopage volumique

Nous traitons la couche dopée AlGaAs par l'équation de Poisson où seules les densités volumiques de charge classiques interviennent, c'est-à-dire que nous écrivons :

$$\frac{d^2 E_c}{dz^2} = \frac{q}{\epsilon_1} (nd + (z) - Nc_1 F_{1/2}(z)) \quad (3.47)$$

A l'équilibre, nous pouvons calculer la différence $E_c(-\infty) - E_F$ grâce à la condition de neutralité électrique :

$$Nd + (-\infty) = Nc_1 F_{1/2}(-\infty) \quad (3.48)$$

Notons V_0 cette différence, $V_D = E_c(z_p) - E_F$ à la limite de la zone dopée et du spacer et $V_1 = \Delta E_{c1} - E_F$ à l'hétérojonction AlGaAs/InGaAs. L'équation de Poisson permet de calculer le champ F_1 à l'hétérojonction, soit :

$$F_1^2 = \frac{2qkT}{\epsilon_1} \left[n_d \ln \frac{1 + \frac{1}{2} e^{\beta(V_D - E_D)}}{1 + \frac{1}{2} e^{\beta(V_0 - E_D)}} - \frac{Nc_1}{kT} \int_{V_0}^{V_1} F_{1/2}(V) dV \right] \quad (3.49)$$

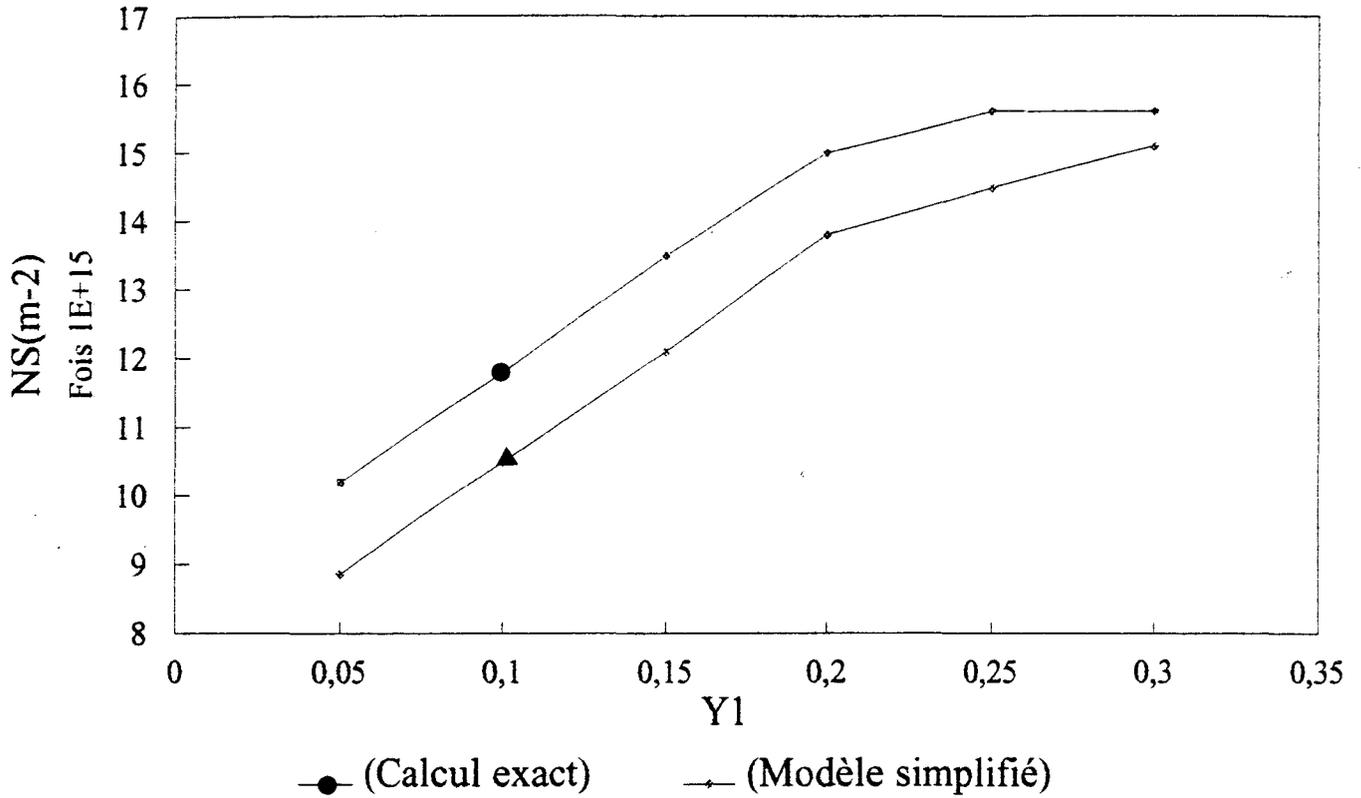
D'autre part, pour une valeur donnée de NS nous avons :

$$F_1 = \frac{NSq}{\epsilon_1} \quad (3.50)$$

Nous pouvons ainsi chercher NS tel que les deux expressions de F_1 conduisent à la même valeur du champ à l'hétérojonction. Cette valeur de NS est donc la charge accumulée dans le canal à l'équilibre.

NS en fonction de Y1 pour Y2=0,20

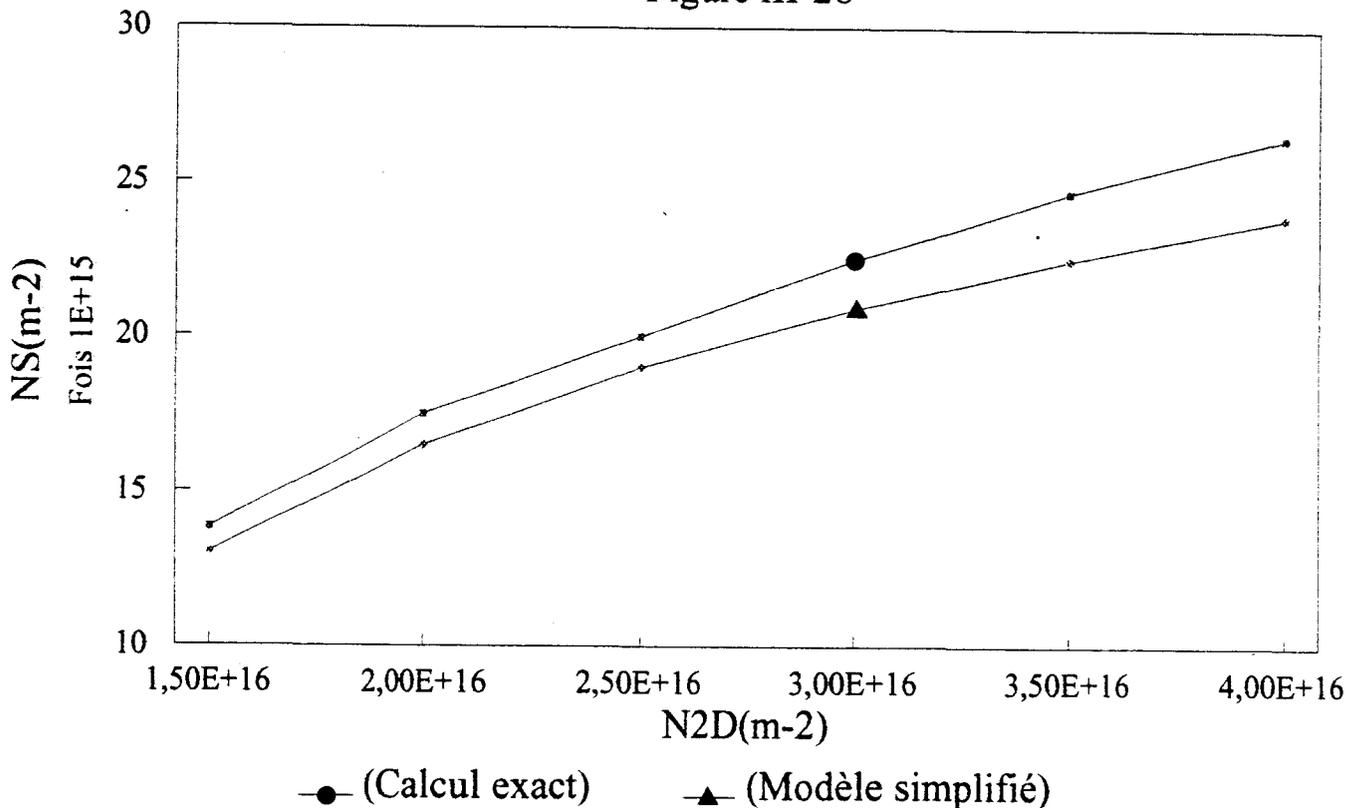
Figure III-27



Nd=2E+24m-3 ZP=20angs
L2=100angs T=300K

Evolution de NS en fonction de N2D

Figure III-28



L2=100angs ZP=20angs
T=300K Y1=Y2=0,20

Pour effectuer les calculs, nous avons fait l'approximation

$$V_D = V_1 - \frac{NSq}{\epsilon_1} ZP \quad (3.51)$$

qui est correcte tant que le spacer ZP ne devient pas trop important.

A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure III-27 la variation de NS en fonction de Y_1 pour un taux d'indium fixé à $Y_2 = 0,20$. Les résultats du calcul autocohérent et du modèle simplifié, présentent un écart d'environ 10%, ce qui nous paraît raisonnable pour une estimation rapide de la charge accumulée dans le canal à l'équilibre.

3.3.2.2.2 Cas du dopage plan

La méthode de calcul est la même que précédemment. La seule différence réside dans la discontinuité du champ de part et d'autre du plan dopé. En désignant par F_D^+ et F_D^- les champs à droite et à gauche du plan, par $N2D$ le taux de dopage du plan, nous avons les relations :

$$(F_D^-) = \frac{2qkT}{\epsilon_1} \left[Nv_1 (e^{\beta(V_D - E_{g1})} - e^{\beta(V_0 - E_{g1})}) - \frac{Nc_1}{kT} \int_{V_0}^{V_D} F_{1/2}(V) dV - \frac{Na}{kT} (V_D - V_0) \right] \quad (3.52)$$

$$F_D^+ = F_D^- + \frac{N2D \times q}{\epsilon_1} \quad (3.53)$$

$$(3.54)$$

$$F_1^2 = F_D^{+2} + \frac{2qkT}{\epsilon_1} \quad (3.55)$$

$$\left[Nv_1 (e^{\beta(V_1 - E_{g1})} - e^{\beta(V_D - E_{g1})}) - \frac{Nc_1}{kT} \int_{V_D}^{V_1} F_{1/2}(V) dV - \frac{Na}{kT} (V_1 - V_D) \right]$$

D'autre part F_I est donné par :

$$F_I = \frac{NS \times q}{\epsilon_1} \quad (3.56)$$

et le niveau de Fermi par l'équation :

$$NS = D_1 \ln(1 + e^{\beta(E_F - E_1)}) + D_2 \ln(1 + e^{\beta(E_F - E_2)}) \quad (3.57)$$

Sur la figure III-28, nous avons représenté l'évolution de NS en fonction de $N2D$ pour les modèles simplifié et autocohérent. Les résultats semblent en accord tant que le taux de dopage du plan n'exède pas 3.10^{16} m^{-2} .

L'écart est dû au fait que dans le modèle simplifié, nous avons négligé la quantification de l'énergie dans le puits créé par le plan dopé, le modèle conduit donc à une sous-estimation de NS .

3.3.2.3 Efficacité de commande

Lorsque la couche active est commandée par le potentiel V_g appliqué à la grille, en diminuant V_g à partir du pincement, les résultats montrent que la capacité totale C_g est pratiquement égale à la capacité C_s du gaz bidimensionnel tant que la couche dopée reste dépeuplée.

Nous estimons que cette couche dopée sera dépeuplée tant que la différence $E_c - E_F$ minimale dans AlGaAs sera plus grande ou de l'ordre de 3 kT. Appelons V_m cette différence $E_c - E_F$ minimale. Nous définirons la charge efficacement commandée par la densité d'électrons libres NSe accumulés dans le canal pour $V_m = 3 \text{ kT}$.

Afin d'évaluer NSe , nous nous limiterons à un modèle à un niveau E_I . En écrivant $E_I =$

$\alpha_1 + \beta_1 NS$ nous obtenons la relation :

$$E_F = \alpha_1 + \beta_1 NS + kT \ln (e^{NS/D1} - 1) \quad (3.58)$$

Connaissant l'expression de $Ec(z)$ dans AlGaAs dépeuplé, nous en déduisons E_F , ce qui nous permet de calculer NS_e .

3.3.2.3.1. Application au cas du dopage volumique

Dans ce cas, lorsque la couche dopée est dépeuplée Vm s'exprime simplement en fonction du taux de dopage Nd et du spacer ZP par :

$$Vm = \Delta EC_1 - \frac{NSqZP}{\epsilon_1} - \frac{NS^2q}{2\epsilon_1 Nd} - E_F \quad (3.59)$$

Nous obtenons alors l'équation :

$$\Delta EC_1 - \frac{NSqZP}{\epsilon_1} - \frac{NS^2q}{2\epsilon_1 Nd} - Vm = \alpha_1 + \beta_1 NS + kT \ln (e^{NS/D1} - 1) \quad (3.60)$$

La solution de cette équation conduit à la valeur de NS_e . Si nous assimilons la densité maximale d'électrons accumulés dans le canal à sa valeur à l'équilibre NS_0 nous pouvons calculer le rapport NS_e/NS_0 .

Les calculs que nous avons effectués montrent que ce rapport diminue quand le taux de dopage $N2D$ ou le spacer ZP augmentent. A titre d'exemple, pour Nd variant de 1.10^{24} m^{-3} à 3.10^{24} m^{-3} le rapport NS_e/NS_0 diminue en passant de 90% à 80%. En ce qui concerne l'influence de ZP , le rapport NS_e/NS_0 passe de 85% pour $ZP = 20\text{\AA}$ à 74% pour $ZP = 40\text{\AA}$.

3.3.2.3.2. Application au dopage plan

Dans le cas du dopage plan l'expression de V_m est plus simple. Nous avons effet :

$$V_m = \Delta E_{c1} - \frac{NSqZP}{\epsilon_1} - E_F \quad (3.61)$$

L'équation donnant NS_e est alors :

$$\Delta E_{c1} - \frac{NSqZP}{\epsilon_1} - V_m = \alpha_1 + \beta_1 NS + kT \ln (e^{NS/(D_1)} - 1) \quad (3.62)$$

La densité effective d'états D_1 est en général de l'ordre de 5.10^{15} m^{-2} , dans le cas du dopage plan la valeur de NS efficacement commandée sera relativement grande comparée à D_1 . Ainsi l'équation prend une forme un peu plus simple :

$$\Delta E_{c1} - \frac{NSqZP}{\epsilon_1} - V_m = \alpha_1 + \beta_1 NS + \frac{NS}{D_1} kT \quad (3.63)$$

soit :

$$NS_e = \frac{\Delta E_{c1} - \alpha_1 - V_m}{\beta_1 + \frac{qZP}{\epsilon_1} + \frac{kT}{D_1}} \quad (3.64)$$

Dans le cas du plan dopé, la quantification de l'énergie des électrons libres dans AlGaAs nous permet d'être moins exigeant sur la valeur de V_m que nous prenons nulle. L'expression de NS_e devient alors :

$$NS_e = \frac{\Delta E_{c1} - \alpha_1}{\beta_1 + \frac{qZP}{\epsilon_1} + \frac{kT}{D_1}} \quad (3.65)$$

Cette expression montre que NS_e est indépendant du taux de dopage N_{2D} . Pour une composition d'alliage $y_1 = y_2 = 0,20$, un spacer $ZP = 40\text{\AA}$, une largeur du canal $L_2 = 100\text{\AA}$ nous obtenons $NS_e = 2.10^{16} \text{ m}^{-2}$. Ainsi pour $N_{2D} = 3.10^{16} \text{ m}^{-2}$, le rapport NS_e/N_{2D} est égal à 67%. Une augmentation du taux de dopage ne conduira ni à une amélioration de la capacité C_g ni à une charge efficacement commandée NS_e plus grande. Ceci confirme notre observation, qu'il

n'est pas utile de doper la couche au-delà de $3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ pour les compositions d'alliages usuelles.

3.3.2.3.3 Optimisation du dopage biplan

Dans une telle structure, nous souhaitons que, dans le domaine de potentiel V_g où le gaz d'électrons du canal est commandé efficacement, la deuxième couche dopée AlGaAs soit déserte. Si nous nous plaçons à la limite de la commande efficace, la charge transférée par le premier plan dopé est égale à NS_e . Pour assurer que le deuxième plan soit dépeuplé, nous imposons à la bande de conduction de la couche d'être au moins à 3 kT au-dessus du niveau de Fermi.

La position du niveau de Fermi est donnée comme précédemment par :

$$E_F = \Delta E_{c1} - \frac{NS_e ZP_1 q}{\epsilon_1} \quad (3.66)$$

En prenant un potentiel parabolique dans le canal, la position de la bande de conduction dans la deuxième couche AlGaAs dopée est :

$$E_{c2} = \frac{NS_e L_2 q}{2\epsilon_2} - ND_2 \left(\frac{L_2}{2\epsilon_2} + \frac{ZP_2}{\epsilon_3} \right) + \Delta E_{c2} \quad (3.67)$$

Nous voulons que la différence $E_{c2} - E_F \geq 3 \text{ kT}$, ce qui conduit à la condition :

$$ND_2 \cdot ZP_2 \leq NS_e \left[\frac{\frac{ZP_1}{\epsilon_1} + \frac{L_2}{2\epsilon_2}}{\frac{1}{\epsilon_3} + \frac{1}{2\epsilon_2} + \frac{L_2}{ZP_2}} \right] + \frac{\Delta E_{c2} - \Delta E_{c1} - 3kT}{\frac{q}{2\epsilon_2} + \frac{L_2}{ZP_2} + \frac{q}{\epsilon_3}} \quad (3.68)$$

A titre d'exemple, pour une composition d'alliage identique pour les deux couches Al-

GaAs, $ZP_1 = 40\text{\AA}$, $ZP_2 = 20\text{\AA}$ nous obtenons : $ND_2 \leq 1,8.10^{16}\text{ m}^{-2}$. De façon générale, la deuxième couche AlGaAs devra donc être faiblement dopée.

Conclusion

La modélisation que nous avons effectuée dans cette partie montre que les grandeurs telles que la commande de charge $NS(Vg)$ et les différentes capacités peuvent être calculées avec une précision satisfaisante, de façon plus simple. L'approximation des niveaux liés au canal par la relation

$$E_i = \alpha_i + \beta_i NS \quad (3.69)$$

a été introduite dans le logiciel HELENA [46] et conduit à des résultats satisfaisants.

Il faut tout de même noter que l'utilisation d'un potentiel parabolique dans le puits n'est plus suffisant quand le canal est trop large ($L_2 > 150\text{\AA}$) ou quand le taux de dopage en volume est trop faible ($Nd < 1.10^{24}\text{ m}^{-3}$). Autrement dit, pour les structures couramment utilisées ($L_2 \sim 100\text{\AA}$, $Nd \sim 2.10^{24}\text{ m}^{-3}$) notre approximation est tout à fait justifiée.

Chapitre 4

Interprétation de spectres de photoluminescence

Nous nous intéressons, dans cette partie, aux structures précédemment étudiées lorsqu'elles sont soumises à l'action d'une radiation électromagnétique. En effet, lorsque l'énergie des photons de la radiation est suffisante, des électrons de la bande de valence sont excités et vont occuper les sous-bandes de conduction. le système restitue ainsi une partie de l'énergie absorbée sous forme de radiations dont le spectre présente des bandes d'émission. Nous nous attachons ici à déterminer les sous-bandes de conduction et de valence intervenant dans l'énergie de transition au centre de chaque bande d'émission. Ce travail nous permettra une nouvelle comparaison de notre modèle avec des résultats expérimentaux.

L'intérêt de cette modélisation est de permettre, en comparant les calculs aux résultats expérimentaux, un suivi de la croissance des différentes couches, notamment pour les paramètres tels que l'épaisseur du canal et les taux d'indium et d'aluminium. La position des niveaux d'énergie étant très sensible à ces paramètres cette comparaison permettra de réajuster les conditions de croissance afin de s'approcher davantage de la structure souhaitée pour la couche active.

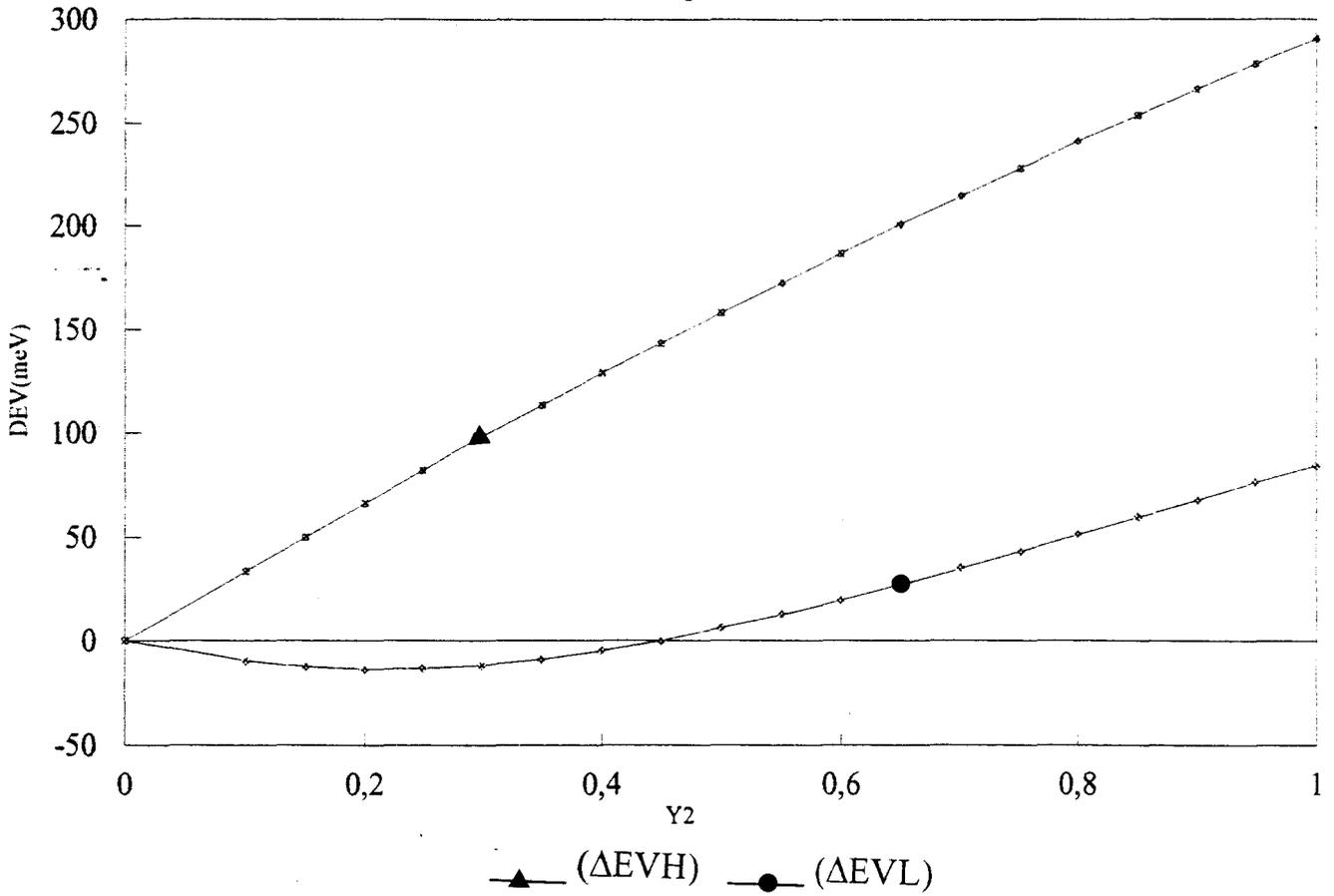
4.1 Méthode de calcul des énergies de transition

4.1.1 Effet de la contrainte sur la bande de valence de InGaAs

Nous avons déjà signalé au chapitre 1, que sous l'effet des contraintes hydrostatique et de cisaillement, les bandes de trous lourds et de trous légers du canal subissaient un déplacement

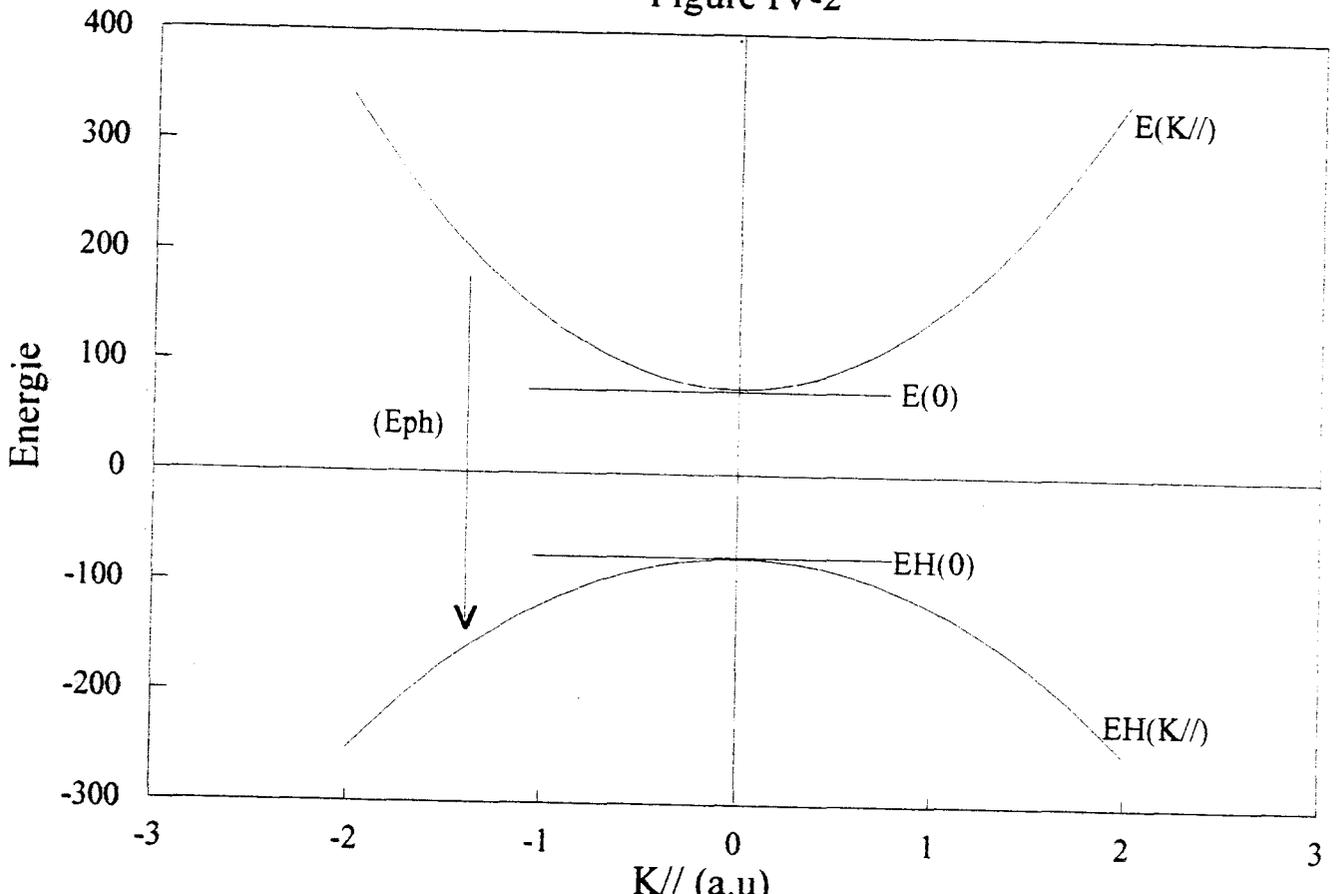
DISCONTINUITES DE LA BANDE DE VALENCE

Figure IV-1



Transition directe bande d'électrons -----> bande de trous

Figure IV-2



qui levait la dégénérescence au centre de la zone de Brillouin.

Pour les trous lourds le canal présente un puits de potentiel quelle que soit la composition d'alliage des différentes couches.

En ce qui concerne les trous légers, la figure IV.1 montre qu'ils seront essentiellement confinés dans le substrat GaAs dans le domaine des taux d'indium qui nous intéressent ici. En effet, nous constatons que la discontinuité ΔE_{VL} de la bande des trous légers est négative pour $y_2 < 0.45$, ainsi il n'y aura pas d'état lié au canal pour ces porteurs.

4.1.2 Calcul des états quantiques des trous

Nous nous intéressons à l'interprétation de spectres de photoluminescence obtenus à partir de structures dopées n. Dans ce cas nous déterminons le profil de la bande de conduction $E_c(z)$ en ne tenant compte que des densités d'impuretés ionisées et d'électrons libres. La contribution des trous étant, dans ce cas, négligeable. Une fois $E_c(z)$ obtenu, nous pouvons calculer l'énergie potentielle des trous par la relation:

$$E_p(z) = E_g(z) - E_c(z) \quad (4.1)$$

En notant $m_{h\perp}$ la masse effective d'un trou, l'équation de Schrödinger s'écrit pour la fonction enveloppe en $\vec{k}_{||} = 0$:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m_{h\perp}} \frac{d}{dz} \varphi + E_p(z) \varphi = EH \varphi \quad (4.2)$$

Le calcul des fonctions d'onde et des niveaux d'énergie s'effectue suivant la même méthode que celle utilisée pour les électrons libres (voir annexe). La relation de dispersion

$EH(\vec{k}_{||})$ s'écrit alors:

$$EH(\vec{k}_{||}) = EH(0) - \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2M} \quad (4.3)$$

où la masse effective M est donnée par:

$$\frac{1}{M} = \langle \varphi | \frac{1}{m_{||}} | \varphi \rangle \quad (4.4)$$

Pour les électrons libres l'équation de Schrödinger s'écrit en $\hat{k}_{||} = 0$

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m_{\perp}} \frac{d\chi}{dz} + Ec(z)\chi = E(0)\chi \quad (4.5)$$

En posant $\frac{1}{m} = \langle \chi | \frac{1}{m_{||}} | \chi \rangle$, la relation $E(\hat{k}_{||})$ est :

$$E(\hat{k}_{||}) = E(0) + \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m} \quad (4.6)$$

Les transitions observées font alors intervenir deux mini-bandes paraboliques, une pour l'état électronique et une pour l'état des trous lourds.

4.1.3 Probabilité de transition

Les transitions radiatives observées dans un spectre de photoluminescence résultent du passage d'électrons des sous-bandes de conduction aux sous-bandes de valence. Pour trouver les probabilités de ces transitions il nous faut exprimer l'hamiltonien d'un électron en interaction avec un champ électromagnétique que nous décrivons à l'aide de son potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$ en choisissant une jauge telle que le potentiel scalaire soit nul.

En notant \vec{P} l'impulsion de l'électron et en négligeant le terme de couplage entre le spin et le champ électromagnétique, nous savons que l'hamiltonien s'écrit :

$$H = \frac{1}{2m} (\vec{P} + q\vec{A})^2 + V(\vec{r}) \quad (4.7)$$

Dans cette expression q est la charge élémentaire et $V(\vec{r})$ est l'énergie potentielle de l'é-

lectron en absence du champ électromagnétique. En négligeant le terme en A^2 nous obtenons :

$$H = \frac{1}{2m} [P^2 + q\vec{A} \cdot P + q\vec{P}\vec{A}] + V(\vec{r}) \quad (4.8)$$

L'opérateur qui couple deux sous-bandes quelconques est donc :

$$W = \frac{q}{2m} [\vec{A} \cdot \vec{P} + \vec{P} \cdot \vec{A}] \quad (4.9)$$

Dans la jauge utilisée la divergence de \vec{A} est nulle par conséquent :

$$W = \frac{q}{m} \vec{A} \cdot \vec{P} \quad (4.10)$$

Nous nous limitons dans ce travail aux seules transitions directes interbandes, c'est à dire celles qui conservent le vecteur d'onde $\vec{k}_{||}$ de l'électron dans le plan de croissance. En désignant par $u_c(\vec{r})$ et $u_v(\vec{r})$ la partie périodique de la fonction de Bloch respectivement de la bande de conduction et de la bande de valence au centre de la zone de Brillouin, la fonction d'onde de l'électron dans la sous-bande de conduction s'écrit :

$$\psi_i(\vec{r}, t) = u_c(\vec{r}) \chi(z) e^{-i \left[\frac{E(\vec{k}_{||})}{\hbar} t - \vec{k}_{||} \cdot \vec{r} \right]} \quad (4.11)$$

et dans la sous-bande de valence

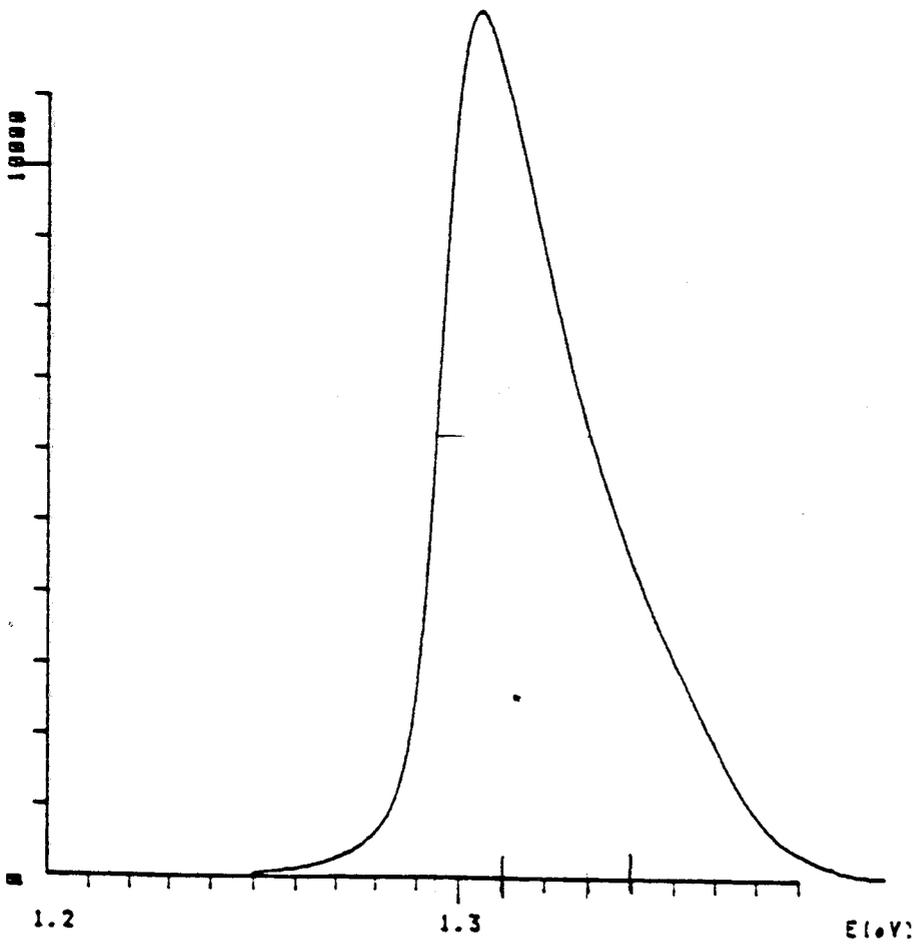
$$\left(\psi_f(\vec{r}, t) = u_v(\vec{r}) \varphi(z) e^{-i \left[\frac{E(\vec{k}_{||})}{\hbar} t - \vec{k}_{||} \cdot \vec{r} \right]} \right) \quad (4.12)$$

Considérons maintenant une onde plane monochromatique de pulsation ω et de vecteur d'onde \vec{k} , le potentiel vecteur peut alors s'écrire :

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (4.13)$$

En appliquant la règle d'or de Fermi, la probabilité de transition par unité de temps entre les états $|\psi_i\rangle$ et $|\psi_f\rangle$ est donnée par :

$$\left(P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{q\vec{A}_0}{2m} \cdot \int d^3r \mu_c^* \chi^* \vec{P} \mu_c \varphi \right|^2 \rho(EH) \delta(E - EH - \hbar\omega) \right) \quad (4.14)$$



Spectre de photoluminescence
de la couche 910116 à 77K
Figure IV-3[a]

AlGaAs Si: 2.E+24m-3 23%

AlGaAs Si: 2.E+24m-3 23%

AlGaAs nid 23%
20 ang

AlGaAs nid 23%
20 ang

InGaAs nid 20%
100 ang

InGaAs nid 23%
120 ang

GaAs nid

GaAs nid

Couche 910116

Couche 890919

Figure IV-3[b]

Nous obtenons d'après [3] :

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{q\vec{A}_0}{2m} \cdot \langle u_c | \vec{P} | u_v \rangle \langle \chi | \varphi \rangle \right|^2 \rho(EH) \delta(E - EH - \hbar\omega) \quad (4.16)$$

Le résultat important ici est que la probabilité de transition dépend des quantités $\langle u_c | \vec{P} | u_v \rangle$ et du recouvrement des fonctions enveloppes $\langle \chi | \varphi \rangle$. Pour les différentes transitions qui nous intéressent, le terme $\langle u_c | \vec{P} | u_v \rangle$ est le même. Par conséquent, l'intensité des bandes d'émission dépendra surtout de la quantité $\langle \chi | \varphi \rangle$. Pour les structures que nous étudions, en général l'énergie potentielle des électrons ne présente pas de symétrie. Le recouvrement des fonctions enveloppes des trous et des électrons ne s'annule pas, toutes les transitions sont donc, à priori permises.

En pratique, nous caractériserons une bande d'émission par la position de son maximum et par sa largeur à mi-hauteur. Notre modèle ne nous permet pas de calculer la largeur de la bande, par conséquent nous ne comparerons que la position du maximum avec les résultats théoriques.

Sur la figure IV.2 nous avons représenté une transition directe entre deux sous-bandes. Nous constatons bien que d'un point de vue théorique, la différence $E(0)-EH(0)$ représente le seuil d'émission radiative. Les bandes de photoluminescence observées présentent un élargissement en deçà de ce seuil qui peut être attribué à la présence de niveaux d'impuretés dans les différentes couches. Cependant, les calculs effectués à l'Université de Madrid [49], ont montré que l'énergie de transition au maximum de la bande est supérieure d'une dizaine de meV au seuil $E(0)-EH(0)$. Tout en sachant que cet écart existe, nous comparons la valeur du seuil que donne notre modèle avec la position du maximum de la bande.

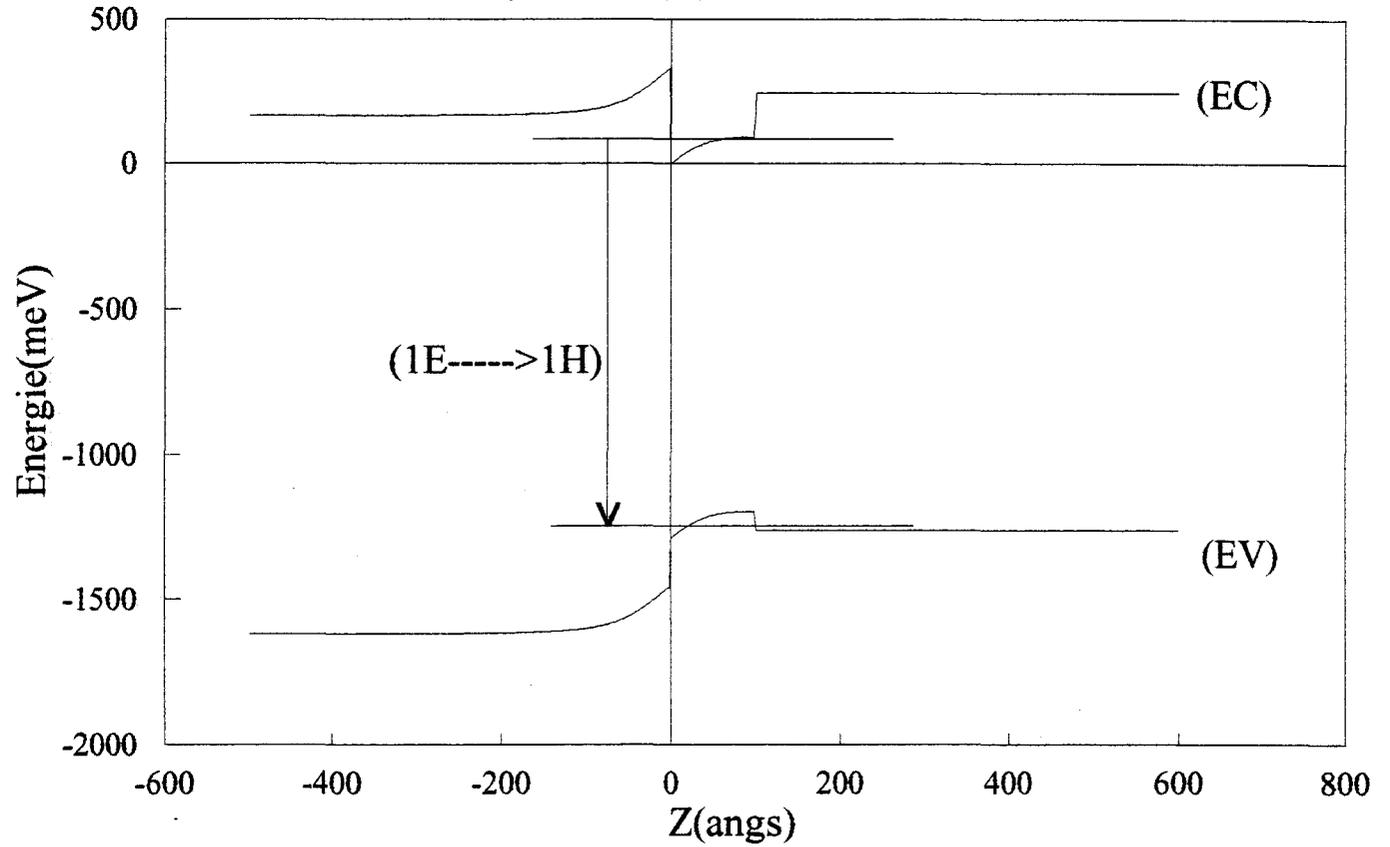
4.2 Comparaison avec l'expérience

4.2.1 Cas de structures dopées à l'équilibre

La figure IV.3a représente le spectre de photoluminescence publié dans la référence [38]. La description de la couche est donnée sur la figure IV.3b. Pour interpréter ce spectre nous

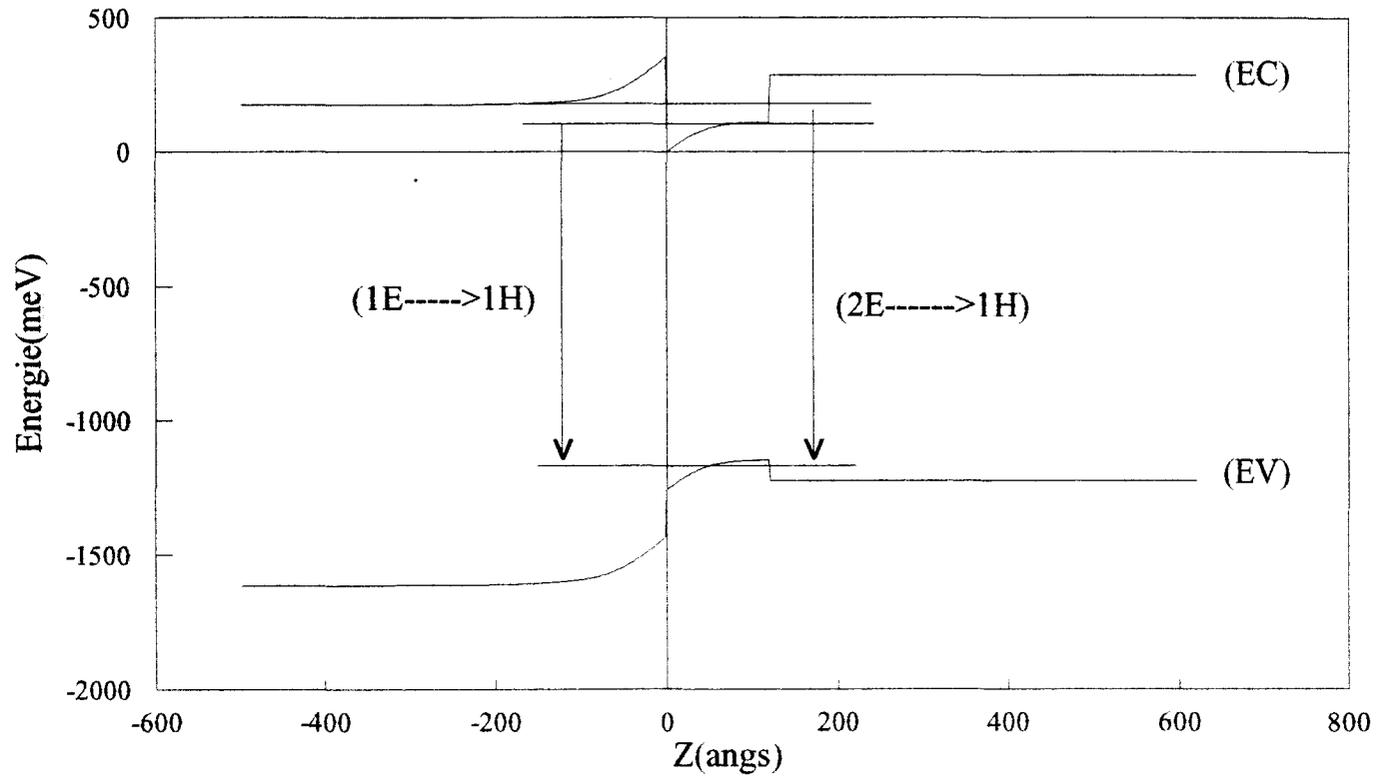
Structure de bande- Transitions calculées

Figure IV-3[c] NS=1.7E+16 m-2



Couche 910116

NS=1.8E+16 m-2



Couche 890919

avons effectué un calcul à l'aide du modèle autocohérent en nous limitant à deux niveaux pour les électrons et les trous lourds. Le résultat obtenu est consigné dans le tableau ci-dessous :

Transition	Energie (meV)	Recouvrement des fonctions d'onde
1 E \Rightarrow 1 H	1311.26	0.59E+00
1 E \Rightarrow 2 H	1342.73	0.21E+00
2 E \Rightarrow 1 H	1395.82	0.37E+00
2 E \Rightarrow 2 H	1427.28	0.36E+00

La bande d'émission présente un maximum pour une énergie de 1305 meV. La valeur calculée la plus proche de cette énergie, correspond à la transition entre les niveaux fondamentaux des électrons et des trous lourds (1 E \Rightarrow 1 H) situé à 1311 meV.

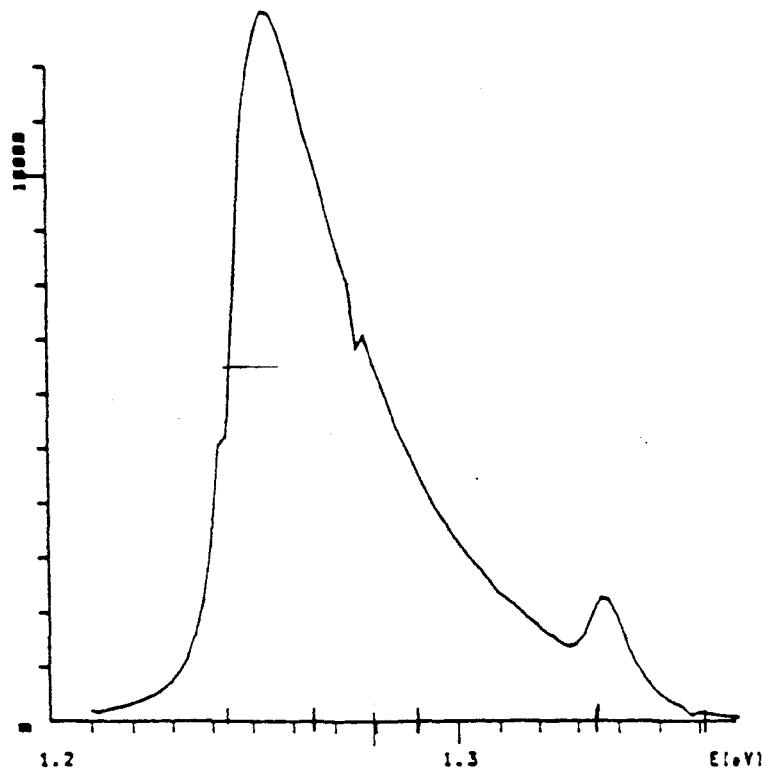
A basse température nous devons envisager la formation d'excitons dans le canal InGaAs. Si nous estimons l'énergie de liaison à 8 meV [47]. La transition se situe alors à 1303 meV qu'il faut comparer à la valeur expérimentale de 1305 meV. Nous constatons que dans ce cas l'accord obtenu est satisfaisant.

Nos résultats laissent envisager la présence d'une deuxième bande associée à la transition (1 E \Rightarrow 2 H). Dans ce cas les deux bandes se recouvriraient et la résolution du spectroscopie ne permettrait pas de les séparer. De plus le pic observé a une largeur à mi-hauteur d'environ 35 meV, cette valeur est proche de la différence des énergies des deux transitions (1 E \Rightarrow 1 H) et (1 E \Rightarrow 2 H) qui est de 31 meV.

En résumé, nous dirons dans ce cas, que le spectre de photoluminescence présente un pic très intense associé à la transition entre les deux états liés les plus fortement peuplés (1 E \Rightarrow 1 H) et un pic de faible intensité faisant intervenir une transition entre l'état (1E) et le deuxième état lié des trous (2H).

En augmentant la largeur du canal de 100 à 120 Å et le taux d'indium de 20 à 23 %, un deuxième niveau lié des électrons apparaît. Parallèlement la densité NS d'électrons libres accumulés dans le canal augmente. Ce deuxième niveau a une énergie plus basse (E2 = 173 meV) que dans la structure précédente (E2 = 183 meV). Lors du pompage optique

Spectre de photoluminescence
de la couche 890919 à 77K
Figure IV-3[d]



TRANSITION	ENERGIE(meV)	RECOUVREMENT DES FONCTIONS D ONDE
1 E----> 1 H	1264.27	0.39E+00
1 E----> 2 H	1290.48	0.27E+00
2 E----> 1 H	1334.67	0.57E+00
2 E----> 2 H	1360.89	0.11E+00

davantage d'électrons vont donc relaxer sur cette sous-bande. Nous observons alors un pic supplémentaire dans le spectre de photoluminescence (figure IV.3d). La recombinaison des électrons de ce niveau s'effectue avec des trous du premier niveau de la bande de valence, ce deuxième pic est donc associé à la transition ($2 E \Rightarrow 1 H$). Nous remarquons d'autre part que ce spectre possède un pic identique à celui du spectre précédent (figure IV.3a), lié à la transition ($1 E \Rightarrow 1 H$), de largeur à mi-hauteur à peu près de même valeur (35 meV)

Il apparait que le nombre de bandes d'émission observées dépende de la charge accumulée dans le canal à l'équilibre. Lorsqu'un deuxième état lié électronique est présent dans le canal et que sa population n'est plus négligeable par rapport à celle du premier niveau, nous observons une deuxième bande associée à la transition ($2 E \Rightarrow 1 H$). Pour confirmer cette remarque nous allons examiner le cas de structures présentant une densité NS d'électrons plus élevée, soit des structures à dopage plan.

Sur la figure IV.4a nous avons reproduit le spectre de photoluminescence de la couche décrite sur la figure IV.4b. Ce spectre réalisé à 4.2 K présente deux pics bien séparés l'un à 1340 meV, l'autre à 1411 meV. Le premier pic d'une largeur à mi-hauteur de 27 meV est associé à la transition ($1 E \Rightarrow 1 H$). Le second beaucoup plus fin d'une dizaine de meV de largeur à mi-hauteur est associé à la transition ($2E \Rightarrow 1 H$). Les calculs que nous avons effectués sur cette structure sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Transition	Energie (meV)	Recouvrement des fonctions d'onde
$1 E \Rightarrow 1 H$	1340	0.32
$1 E \Rightarrow 2 H$	1366	0.25
$2 E \Rightarrow 1 H$	1408	0.58
$2 E \Rightarrow 2 H$	1434	4.1E-2

STRUCTURE 208R-205

Nous remarquons à nouveau que la transition ($1 E \Rightarrow 2 H$) n'est pas observée à cause de la faible probabilité de recombinaison avec les trous du niveau 2H qui sont peu nombreux.

Les calculs effectués à l'aide de notre modèle, montrent que nous pouvons identifier sans ambiguïté les transitions radiatives associées aux différentes bandes du spectre de photoluminescence. Le bon accord obtenu avec les résultats expérimentaux nous permet d'utiliser ce

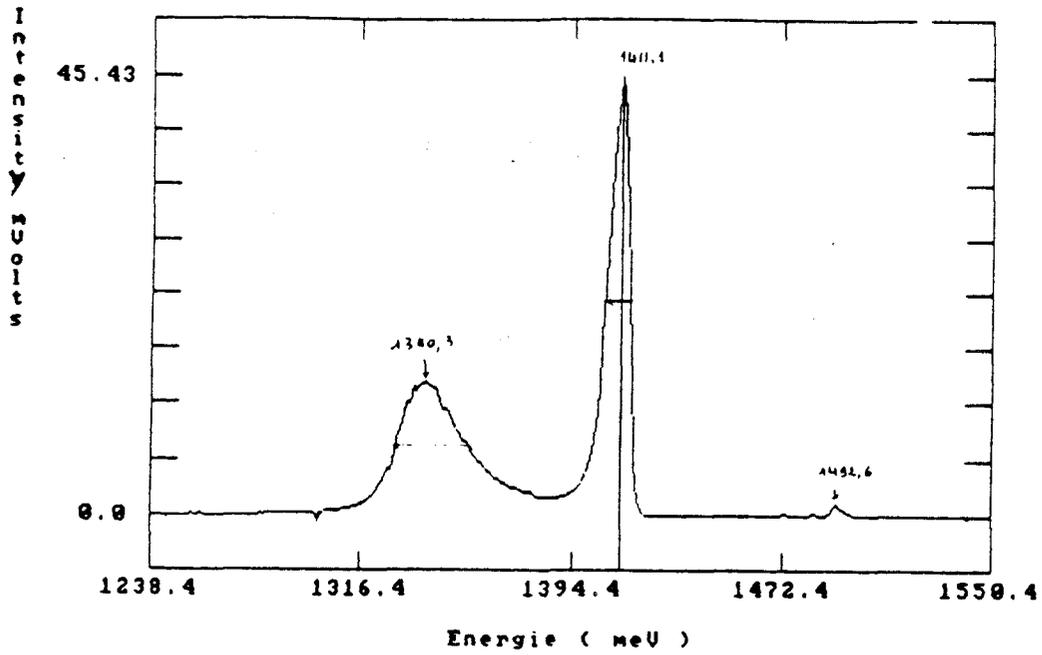


Figure IV-4[a] 4.2K photoluminescence spectrum of PICOGIGA delta doped PM_HEMT wafer 208R-205

AlGaAs	nid	20%
--------	-----	-----

plan Si: 3.E+16 m-2

AlGaAs 20 ang	nid	20%
------------------	-----	-----

InGaAs	nid	15%
--------	-----	-----

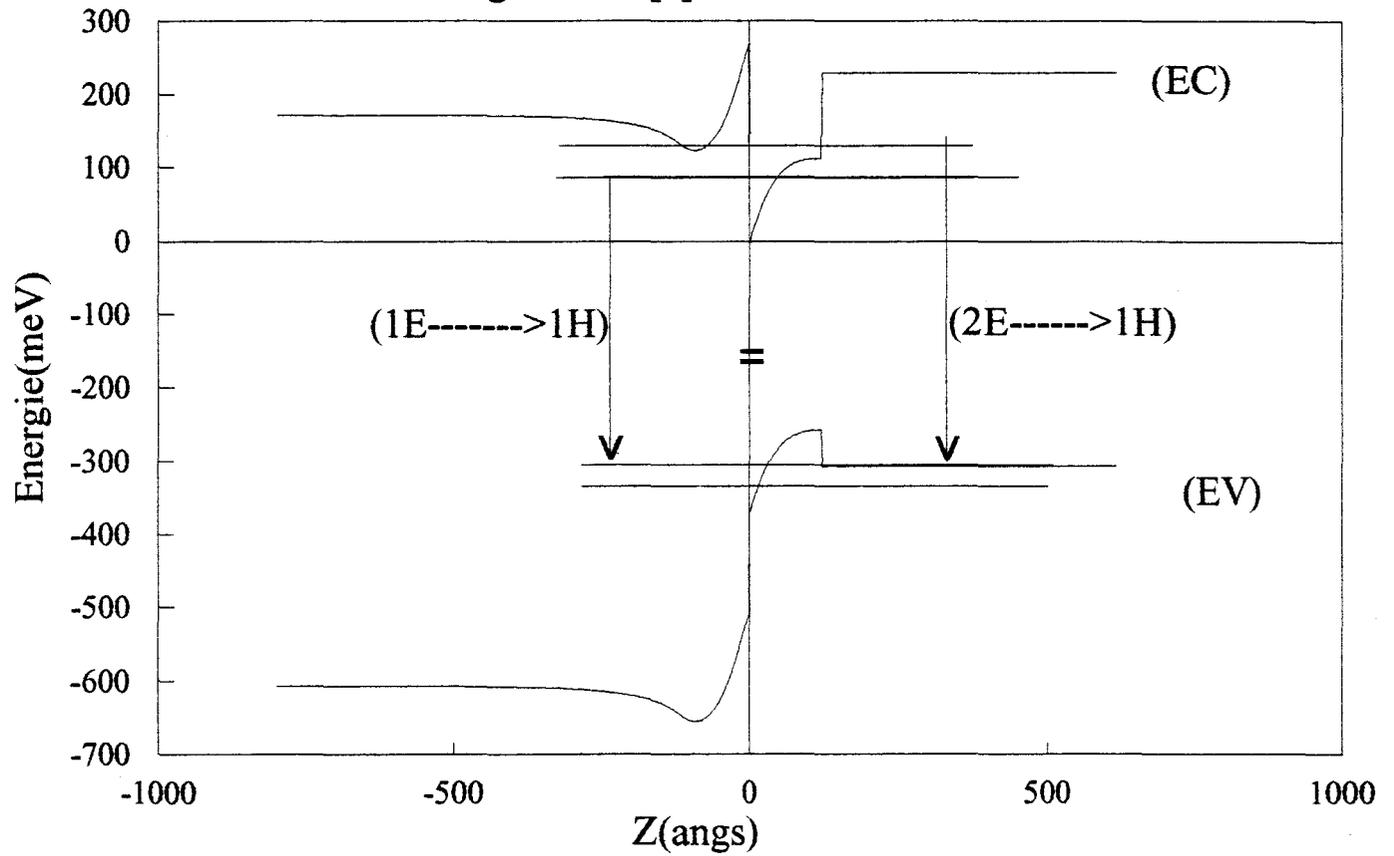
GaAs	nid	
------	-----	--

Couche 208R-205

Figure IV-4[b]

Transitions calculées dans le cas d'un dopage plan

Figure IV-4[c] $NS=1.9E+16 \text{ m}^{-2}$



Couche 208R-205

modèle pour vérifier la validité des paramètres des couches visés par le constructeur.

Cependant de nombreux paramètres entrent dans ce modèle et des valeurs de ceux-ci, aussi exactes que possible sont nécessaire. Nous pensons en particulier à la variation des gaps en fonction des taux d'alliage et de la température, aux formules d'interpolation utilisées pour les masses effectives, à la répartition des discontinuités de gap entre les bandes de conduction et de valence, etc. Nous voulons donc comparer nos calculs à ceux effectués par d'autres auteurs sur des structures non intentionnellement dopées.

4.2.2 Cas de structures non intentionnellement dopées

Nous allons comparer nos résultats avec ceux obtenus par d'autres auteurs [17] dans le cas d'une structure de type GaAs/InGaAs/GaAs. Ce travail permettra de vérifier la validité de nos formules d'interpolation, notamment celles des différents gaps. Nous reproduisons sur la figure IV.5 un tableau comparatif des résultats obtenus par [17] avec les autres.

Nous pouvons constater un accord satisfaisant à 77 K et 300 K par contre à 6 K nos résultats présentent une différence d'une quinzaine de meV. Ce qui signifie, qu'à basse température, notre relation d'interpolation du gap de InGaAs conduit à des valeurs excessives. En ce qui concerne la répartition de la différence de gap entre GaAs et InGaAs, les valeurs $Q_c = \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = 70\%$ et $Q_v = \frac{\Delta E_v}{\Delta E_g} = 30\%$ semblent satisfaisantes

4.2.3 Conclusion

Les exemples traités dans ce chapitre montrent que le modèle autocohérent permet d'interpréter, avec une précision suffisante, les spectres de photoluminescence. Cette précision nous permet d'utiliser ce modèle comme aide à la détermination de la structure des couches et au suivi de leur croissance. En effet nous savons que les positions des différents niveaux d'énergie liés au canal dépendent essentiellement de la largeur de celui-ci et des taux d'alliage rentrant dans la composition des couches. Le calcul à priori de la position des pics dans le spectre et la comparaison avec l'expérience permettent de connaître l'écart existant entre les valeurs visées et celles réellement atteintes. Ce travail permettra ensuite de réajuster les conditions de croissance ou de connaître avec précision le «design» de la couche.

STRUCTURE	TRANSITION	EXPERIENCES(meV)	CALCUL [17](meV)	CE TRAVAIL(meV)
L2=40angs Y2=0,13	1E---->1H	1449	1445	1444
L2=40angs Y2=0,14	1E---->1H	1444	1439	1437
L2=30angs Y2=0,135	1E---->1H	1481	1477	1458
L2=40angs Y2=0,09	1E---->1H	1472	1471	1471
L2=50angs Y2=0,25	1E---->1H	1341	1336	1326
<u>T=77K</u>				
L2=40angs Y2=0,13	1E---->1H	1455	1455	1471
L2=40angs Y2=0,14	1E---->1H	1449	1449	1464
L2=30angs Y2=0,135	1E---->1H	1486	1487	1486
L2=40angs Y2=0,09	1E---->1H	1484	1482	1499
L2=50angs Y2=0,25	1E---->1H	1346	1346	1354
<u>T=6K</u>				
L2=85angs Y2=0,155	1E---->1H	1287	1301	1290
	2E---->2H	1383	1379	1388
L2=210angs Y2=0,155	1E---->1H	1276	1274	1260
	2E---->2H	1302	1305	1291
	3E---->3H	1348	1347	1339
<u>T=300K</u>				

Figure IV-5

Cependant, il nous est difficile d'évaluer la précision que nous obtenons sur la position des différents niveaux d'énergie par rapport au bas du puits. Nous pensons que les écart, relativement faibles, obtenus proviennent essentiellement des formules d'interpolation utilisées pour calculer les paramètres de différentes couches (gap, masse effective des électrons et des trous, etc).

Conclusion générale

Au terme de cette étude, nous pouvons considérer que nous avons atteint notre objectif de modélisation du puits quantique contraint de la couche active des transistors PM-HEMT. Nous avons montré qu'à l'aide de la résolution autocohérente des équations de Poisson et de Schrödinger, dans le cadre du modèle de la fonction enveloppe, nous pouvions prévoir l'allure de la commande de charge et des capacités, ainsi que la charge transférée dans le canal à l'équilibre thermodynamique. Le grand nombre de paramètres intervenant dans un tel problème nous a conduit à n'étudier que l'influence des plus significatifs d'entre eux :

- le taux de dopage
- la composition d'alliage
- la largeur du canal
- la température-etc...

L'influence de la largeur du canal nous a permis de proposer une valeur optimale de l'ordre de 120 Å pour laquelle, les autres paramètres étant fixés, la charge accumulée dans le puits atteint pratiquement sa valeur de saturation.

La croissance de couches contraintes InGaAs réalisée sur substrat GaAs a montré que des hétérojonctions de bonne qualité pouvaient être obtenues pour des taux d'indium variant de 15 à 20%. L'existence d'une épaisseur critique au-delà de laquelle des dislocations apparaissent dans la couche, a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Les valeurs attribuées à cette épaisseur critique en fonction du taux d'indium, évoluent beaucoup d'un auteur l'autre. En pratique, pour les taux d'indium signalés, des couches de InGaAs de bonne qualité sont obtenues pour des épaisseurs allant jusqu'à 200 Å.

En ce qui concerne le taux d'aluminium, sa valeur influe non seulement sur la discontinuité de bande AlGaAs/InGaAs mais aussi sur la position des niveaux d'impuretés. Le modèle que nous avons choisi pour traiter les niveaux DX semble fournir des résultats en accord avec l'expérience. Pour des taux d'aluminium supérieurs à 22% la position du niveau DX n'est pas

connue avec précision et évolue beaucoup suivant les auteurs. Afin de limiter l'influence de ce paramètre sur notre modèle nous nous sommes limités à des taux d'aluminium inférieurs à 22%, valeur à partir de laquelle les niveaux DX limitent la charge transférée dans le canal. Pour des taux d'aluminium supérieurs à 22% nous avons comparé la charge accumulée dans le puits à l'équilibre avec d'autres modèles. Les écarts que nous obtenons sont situés autour de 10%. Ceci montre que nos calculs restent valables dans ce cas aussi.

L'étude de l'influence du taux de dopage a montré que dans le cas d'une couche active où les impuretés sont réparties en volume, le taux Nd doit être limité autour de $2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Au delà de cette valeur la densité d'électrons accumulés dans le canal augmente peu, et nos calculs montrent qu'il n'y a aucune amélioration sensible de la commande de charge et des capacités. Dans le cas du dopage plan nous avons montré que la charge transférée dans le canal est plus importante et que la capacité totale présente un palier plus large. Nos calculs nous ont conduit, dans ce cas, à limiter le taux de dopage plan N2D à $3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$. De plus la présence d'un deuxième plan dopé permet pratiquement de doubler la charge accumulée dans le canal. Mais l'élaboration d'une telle couche active reste liée aux possibilités techniques de croissance d'une couche InGaAs sur AlGaAs avec une bonne hétérojonction.

Construire un modèle simple de telles couches actives était un de nos soucis au cours de ce travail. En analysant le comportement des niveaux d'énergie liés au canal en fonction de la charge transférée, nous avons constaté que nous pouvions, en première approximation, écrire une relation affine pour E_i sous la forme: $E_i = \alpha_i + \beta_i NS$. La détermination des coefficients α_i et β_i se fait en calculant l'énergie au pincement pour α_i et en considérant un puits dont l'énergie potentielle est de forme parabolique pour β_i . Les résultats obtenus se sont avérés tout fait satisfaisants, comparés à ceux du modèle autocohérent.

Enfin, l'interprétation de spectres de photoluminescence a permis de montrer que la méthode de calcul utilisée pour déterminer la position des niveaux d'énergie et les fonctions d'onde, conduisait à des résultats satisfaisants comparés à l'expérience. En particulier la répartition des différences de gaps entre les discontinuités de la bande de valence et de la bande de conduction aux hétérojonctions. Ce qui signifie que l'influence de la contrainte sur la structure de bande de la couche InGaAs est correctement prise en compte par l'hamiltonien de Pollack et Cardona. En tant que moyen non destructif de caractérisation, la photoluminescence permet de préciser :

- la composition d'alliage
- l'épaisseur du canal
- la qualité des hétérojonction

grâce à la position des pics d'émission et leur largeur. A l'aide de notre modèle nous pouvons prévoir la position des bandes de recombinaison électrons-trous, en comparant les résultats à ceux de l'expérience nous pouvons réaliser un suivi de la technique de croissance et préciser le «design» des couches obtenues.

Le modèle autocohérent construit ici, peut aussi s'appliquer à d'autres structures à puits quantiques. Nous pensons en particulier aux couches à multiples puits, aux structures adaptées en maille telles que AlInAs/GaInAs/InP ou aux structures métamorphiques.

Cependant certaines questions restent posées, notamment sur le traitement précis des niveaux DX dans AlGaAs en fonction des taux de dopage et d'aluminium, sur le comportement de ces niveaux dans un plan dopé, en présence du puits quantique que constitue le canal.

Annexe A

Pour calculer les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde des électrons, nous devons résoudre l'équation de Schrödinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m(z)} \frac{d\chi}{dz} \right) + V(z)\chi = E\chi$$

En utilisant les différences centrées au point de discrétisation z_i , avec un pas Δ nous obtenons:

$$-\frac{\hbar^2 \chi(z_i - \Delta)}{2m(z_i - \frac{\Delta}{2}) \Delta^2} + \frac{\hbar^2}{2\Delta^2} \left(\frac{1}{m(z_i - \frac{\Delta}{2})} + \frac{1}{m(z_i + \frac{\Delta}{2})} + \frac{2V_i \Delta^2}{\hbar^2} \right) \chi_i - \frac{\hbar^2 \chi(z_i + \Delta)}{2m(z_i + \frac{\Delta}{2}) \Delta^2} = E\chi(z_i)$$

Soit alors une équation du type:

$$\beta_i \chi_{i-1} + \alpha_i \chi_i + \beta_{i+1} \chi_{i+1} = E\chi_i$$

Pour l'ensemble des $n+1$ points de discrétisation, nous obtenons un système linéaire homogène qui peut s'écrire sous une forme matricielle:

$$A[\chi] = 0$$

La matrice A est tridiagonale et symétrique:

$$|\varphi\rangle = a_1 |\chi_1\rangle + a_2 |\chi_2\rangle + \dots + a_{n+1} |\chi_{n+1}\rangle +$$

Nous voulons calculer la fonction propre $|\chi_k\rangle$ associée à la valeur propre E_k dont λ_k est une approximation. Appliquons alors à $|\varphi\rangle$ la matrice $A^{-1}(\lambda_k)$ p fois, nous obtenons :

$$A^{-p}(\lambda_k) |\varphi\rangle = \frac{a_1 |\chi_1\rangle}{(E_1 - \lambda_k)^p} + \frac{a_2 |\chi_2\rangle}{(E_2 - \lambda_k)^p} + \dots + \frac{a_k |\chi_k\rangle}{(E_k - \lambda_k)^p} + \dots + \frac{a_{n+1} |\chi_{n+1}\rangle}{(E_{n+1} - \lambda_k)^p}$$

La différence $E_k - \lambda_k$ est beaucoup plus petite que toutes les autres puisque λ_k est une valeur approchée de E_k . Par conséquent, pour p suffisamment grand, $A^{-p}(\lambda_k) |\varphi\rangle$ converge vers le vecteur $\frac{a_k |\chi_k\rangle}{(E_k - \lambda_k)^p}$, nous obtenons ainsi le vecteur propre cherché $|\chi_k\rangle$. En pratique le calcul converge rapidement; il suffit de prendre p égal à 2 ou 3.

Bibliographie

- [1] L. ESAKI and R. TSU
«Superlattice and negative conductivity in semiconductors»
IBM Res. Rep. RC-2418, 1969
 - [2] H.L. STORMER et al
«Two-dimensional electron gas at differentially doped GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterojunction interface»
J. Vac. Sci. Technol., Vol. 16, pp 1517-1519, 1979
 - [3] G. BASTARD
«Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures»
 - [4] D. BEDNARCZYK and J. BEDNARCZYK
«The approximation of the Fermi-Dirac integral $F_{1/2}(\eta)$ »
Physics Letters, Vol. 64A, number 4, 1978
 - [5] D.V. LANG and R.A. LOGAN
Trapping characteristics and a Donor-complex (DX) model for the persistent photoconductivity trapping center in Te-doped Al_xGa_{1-x}As»
Phys. Rev. Letters, Vol. n° 19, n° 2, 1979
 - [6] N. CHANG et al
«Comprehensive analysis of Si-doped Al_xGa_{1-x}As (x = 0 to 1) : Theory and experiments»
Phys. Rev. B, Vol. 30, n° 8, 1984
 - [7] LIFSHITZ et al
«Pressure and compositionnal dependences of the Hall coefficient in Al_xGa_{1-x}As and their significance»
Phys. Rev B, Vol. 21, n°2, 1980
 - [8] A. CAPPY
«Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel»
Thèse, 1986
 - [9] S. ADACHI
«GaAs, AlAs, AlGaAs, Al_xGa_{1-x}As : Material parameter for use in research and device applications»,
J. Ap. Physics 58, R1-R29, 1985
 - [10] P. ROBSON et al,
«Monte-Carlo studies of the GaAs and GaAlAs systems» Communication privée
-

-
- [11] J.W. MATTEWS et A.E. BLAKESLEE
J. Cryst. Growth 32, 265, 1976
- [12] J.W. MATTEWS , S. MADER et T.B. LIGHT
J. Appl. Phys. 41, 3800, 1970
- [13] J.W. MATTEWS
J. Vac. Sci. Technol. 12, 126, 1975
- [14] J. FRITZ et al,
Appl. Phys. Letters, 51, 1004, 1987
- [15] P.L. GOUDEY, I.J. FRITZ et L.R. DANSON
Appl. Phys. Letters, 52, 377, 1988
- [16] G.L. PRICE
Appl. Phys. Letters, 53, 1288, 1988
- [17] D.J. ARENT et al
«Strain effects and band offset in GaAs/InGaAs strained layered quantum structure»
J. Appl. Phys. 66 (4), 1989
- [18] SADAO ADACHI
«Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries»
J. Appl. Phys. 53 (12) 1982
- [19] G. JI et al
«Optical investigation of highly strained InGaAs-GaAs multiple quantum wells»
J. Appl. Phys. 62 (8) 1987
- [20] Résultats masses effectives Priester ISEN
- [21] P. PAUL RUDEN et al
«Quantum well p-channel AlGaAs/GaAs heterostructure insulated gate F.E.T.»
IEE Transaction an electron devices, Vol. 36 n° 11, 1989
- [22] F.H. POLLAK et M. CARDONA
Phys. Rev. 172, 816, 1968
- [23] J.Y. MARZIN et al
«Optical investigation of a mero type of valence band configuration in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ strained superlattices»,
Phys. Rev. B, Vol. 31, n° 12, 1985
- [24] P. VOISIN ET AL
Appl. Phys. Lett. 48, 1476, 1986
- [25] T.G. ANDERSON
Appl. Phys. Lett. 51, 752, 1987
- [26] F. IIKAWA et al,
Phys. Rev. B38, 8473, 1988
- [27] F. IIKAWA et al,
Superlatt. Microstruct. 5, 273, 1989
-

-
- [28] G.A. SAMARA
Phys. Rev. B, Vol. 27, n° 6, Mars 1983, pp. 3494-3505
- [29] L. HEDIN et B.I. LUNDSQUIST
J. Phys. C4, 2064, 1971
- [30] E.F. SCHUBERT et K. PLOOG
Physical Review B, Vol. 3D n° 12, décembre 1984
- [31] P.M. MOONEY et al
Int. Phys. Conf. Ser. n° 91, chapitre 4, 1987
- [32] S. ALAYA, H. MAAREF, and J.C. BOURGOIN
Appl. Phys. Lett. 55, (14), 1989
- [33] J.L. THOBEL et al
Theoretical study of electron transport in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well
- [34] E.F. SCHUBERT et al
Diffusion and drift of Si dopants in Si doped n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
Appl Phys. Lett. 54 (25), 1989
- [35] P.GODTS
«Thèse de docteur de l'Université de Lille», 1988
- [36] G. JI et al
Appl. Phys. 62, 3366, 1988
- [37] G. JI et al
Solid-state Electronics, Vol. 33, n° 2, pp. 247-258, 1990
- [38] Y. CORDIER
«Thèse de docteur de l'Université de Lille», 1992
- [39] F. KOCH et al
Springer Ser. Solid state Sciences 67, 175 1986
- [40] A. ZRENNER et al
VII International conference on Electronic Properties of two dimensional
Systems, Santa Fe, 1987
- [41] A. ZRENNER et al
14th International Symposium on GaAs and Related compounds,
Heraklion, Crête, 1987
- [42] A. ZRENNER et al
Proceedings of the 17th International Conference on the Physics of semicon-
ductors, San Francisco, 1984
- [43] G. GILLMAN
«Dopage plan Si dans GaAs»
Thèse de docteur de l'Université de Paris VI, 1988
- [44] M.J. MOLLONEY et al
«Grate capacitance-Voltage characteristics of MODFET: its effect on trans-
conductance»
I.E.E.E Trans. Electron. Devices, Vol. ED-32, pp 1675-1684, 1985
-

- [45] LOI D. NGUYEN et al
«Ultra-High-Speed Modulation-doped Field-Effect Transistors : A tutorial review»
IEEE, Vol. 80, n° 4, Avril 1992
- [46] H. HAPPY
«Un logiciel convivial de simulation des composants à effet de champ»
Thèse de docteur de l'Université, 18 Juin 1992
- [47] J.Y. MARZIN et al
Phys. Rev. 831, 8298, 1985
- [48] Esprit Project 2035
First annual report
January-December 1989
- [49] Esprit Project 2035
July-December 1995
Final Six-Monthly report
- [50] A. FISHER-COLBRIE et al»
Growth and characterization of AlGaAs/InGaAs/GaAs pseudomorphic structures»
J. Vac. Sci. Tech. Vol. B6, pp 620-624, 1988
- [51] L.D. NGUYEN et al
«Influence of quantum-well width on device performances of AlGaAsIn-GaAs (on GaAs) MODFET»
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 36. pp 833-838, May 1988
- [52] K.L. TAN et al
«60 GHz pseudomorphic $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{In}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ low noise HEMT's»
IEE Trans. Electron Devices, Vol. 12, pp23-25 , Janvier 1991
- [53] J.P. NOUGIER
«Méthode de calcul numérique»
3^{ème} édition Masson
- [54] D.J. BEN DANIEL and C.B. DUKE
Phys. - Rev. 152 (1966) 683

