

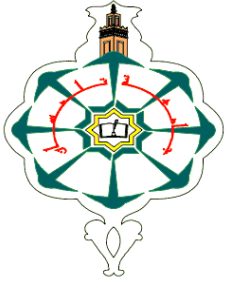
**République Algérienne Démocratique et Populaire**

**Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique**

**Université Abou-Bakr Belkaid-Tlemcen**

**Faculté de Technologie**

**Département de Génie Electrique et Electronique**



**MEMOIRE**

**Pour l'obtention du diplôme de Magister**

**Spécialité : Nanophysique et Nanotechnologie**

***Thème***

**Etude des performances d'un transistor  
Pseudomorphique à base de AlGaAs/InGaAs/GaAs  
(PHEMT)**

**Présenté par :**

**Mme HACHEMI Naima Née SEBBATI**

**Soutenu le 02 Juillet 2014 à 14 :00 devant le jury composé de :**

**Président : Mr. CHABANE SARI Nasr -Eddine** professeur à l'université de Tlemcen

**Examineurs :**

**Mme. BOUAZZA Ahlam née GUEN** Maître de conférences à l'université de Tlemcen

**Mr. GHAFfour Kheir -Eddine** professeur à l'université de Tlemcen

**Directeur : Mr. BOUAZZA Benyounès** Maître de conférences à l'université de Tlemcen

**Année universitaire : 2013-2014**



# REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH le Tout-puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce travail.

Je tiens à remercier en premier lieu, mes promoteurs, monsieur Benyounes BOUAZZA Maître de conférences à l'université de Tlemcen et Madame BOUAZZA Ahlam née GUEN Maître de conférences à l'université de Tlemcen. Je les remercie de m'avoir accueillie et de m'avoir très vite encouragée à participer à des échanges scientifiques. Leurs grandes disponibilités, leurs rigueurs scientifiques, leur enthousiasme, leur patience et leurs précieux conseils m'ont permis de travailler dans les meilleures conditions.

A monsieur CHABANE SARI Nasr-Eddine Professeur à l'université de Tlemcen, je suis très sensible à l'honneur que vous me faites en acceptant de participer comme président du jury de ce mémoire. Soyez assuré, monsieur, de mon plus profond respect.

A Monsieur le GHAF FOUR Khair-Eddine Professeur à l'université de Tlemcen, je suis très reconnaissant de votre acceptation d'être membre des jurys et d'examiner ce travail.

Soyez assuré, monsieur, de mon plus profond respect.

Mes remerciements vont également Madame BOUAZZA Ahlam née GUEN Maître de conférences à l'université de Tlemcen, qui a acceptée de faire partie des jurys et d'examiner ce travail.

Trouveront ici mes sincères reconnaissances à mon mari mes parents mes sœurs et mes frères pour leurs encouragements.

Je n'oublierai pas la contribution de mes collègues et mes amis de m'avoir encouragé et de me soutenir moralement durant toute la période de sa préparation sans oublié tous les personnes du corps administratif du département de la technologie.

# DEDICACE

Je dédie ce modeste travail

A mon cher mari

A ma belle-fille Rania

A mes très chers parents

A mes sœurs belles sœurs

A mes frères beaux frères

A toute ma famille

A mon encadreur monsieur Mr Benyounes BOUAZZA et

Madame BOUAZZA Ahlam

A tous mes collègues et mes amis.

A tous ceux qui ont sacrifié leur temps pour la science et à

tous ceux qui ont utilisé la science pour le bien et la

prospérité de l'humanité.

# Table des matières

Remerciement.....	03
Dédicace.....	04
Table de matière.....	05
Liste des figures.....	14
Liste des tableaux.....	19
Introduction générale.....	21
Chapitre I . Les matériaux semi-conducteurs.....	24
I . Introduction.....	24
II . Structure cristalline.....	24
III . Structure de bande.....	27
IV . Phénomènes de transport dans les semi-conducteurs.....	30
V . L'intérêt des alliages semi-conducteurs.....	31
VI . Classification des alliages semi-conducteurs.....	36
V.1 . Description.....	36
VI.2 . Les semi-conducteurs binaires.....	37
VI.2.1 . Les semi-conducteurs II-V.....	37
VI.2.2 . Les semiconducteurs III-V.....	39

VI.3 . Les semiconducteurs ternaires.....	40
VI.3.1 . structure cristalline des ternaires.....	40
VI.3.2 . L'approximation du cristal virtuel (V.C.A).....	42
VI.3.3 . Propriétés physiques.....	43
VII . Conclusion.....	47
Bibliographie de chapitre I.....	48
Chapitre II . Généralité sur les transistors MESFET.....	50
I . Introduction.....	50
II . Historique.....	50
III . arséniure de gallium.....	51
III.1 . Propriétés électroniques du GaAs.....	51
III.2. fabrication du substrat semi-isolant GaAs.....	52
IV . Structure du MESFET GaAs.....	53
V . Principe de fonctionnement.....	55
VI . Le contact métal-semi-conducteur.....	57
VI .1 . Diagramme des bandes d'énergie.....	57
VI.1 .1 . Contact Schottky.....	58
VI.1.2 . Contact Ohmique.....	60
VI.2. Barriere de potentiel et zone de charge d'espace.....	61

VI.3. Courants dans la diode schottky.....	63
VI.3.1. En polarisation directe.....	63
VI.3.2. En polarisation inverse.....	63
VI.3.3. Le claquage par avalanche.....	64
VI.4. Capacite d'entrée.....	64
VII. Mécanismes de transport des charges.....	65
VIII . calcul du potentiel et du champ électrique.....	66
IX. courant de drain dans le canal.....	69
X. Transconductance et conductance.....	71
XI. Le substrat semi- isolant.....	72
XI.1 . Substrat compensé " chrome ".....	72
XI.2 . Substrat non intentionnellement dopé.....	73
XII. Amélioration des structures MESFETs GaAs.....	74
XII.1 . MESFET à grille creusée.....	74
XII.2 . MESFET à grille champignon.....	75
XII.3 . MESFET en structure LDD.....	76
XII.4 . MESFET à grille divisée en plusieurs doigts.....	76
IX.5 . Autres structures.....	77
XIII . Contraintes et domaines d'utilisation.....	77

XIV . Conclusion.....	78
Bibliographie de chapitre II.....	79
Chapitre III . Le transistor HEMT.....	81
I . Introduction.....	81
II . Principe de fonctionnement.....	80
III . Structure d'un HEMT.....	82
IV . Hétérojonction AlGaAs/GaAs à modulation de dopage.....	84
IV.1 . Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions.....	84
IV.2 . Modulation de dopage.....	87
V . Caractéristiques électriques.....	88
V.1 . Le courant drain-source.....	88
V.2 . La saturation de vitesse des électrons.....	89
V.3 . Le contrôle par la tension de grille.....	89
V.4 . Les courbes $I_{ds}(V_{ds})$ .....	89
V.5 . La transconductance.....	90
V.6 . La conductance de sortie.....	90
V.7 . La capacité grille-source.....	90
V.8 . La capacité grille-drain.....	91
V.9 . La capacité entre le drain et la source.....	91



V.10 . Les résistances $R_i$ et $R_{gd}$ .....	91
V.11 . Les résistances d'accès $R_d$ et $R_s$ .....	92
V.12 . Les éléments extrinsèques.....	92
VI . Propriétés du composé GaAs et de l'alliage AlGaAs.....	92
VI.1 . Structure cristallographique.....	92
VI.2 . Propriétés électroniques.....	93
VII . Approches classiques de modélisation des HEMTs.....	98
VII.1 . Modèle électrique petit signal.....	98
VII.2 . Modèle électrique fort signal.....	100
VII.3 . Modèle électrothermique.....	102
VIII . Les méthodes électromagnétiques usuelles.....	104
VIII.1 . La méthode des moments (MoM : Moments Method).....	104
VIII.2 . La méthode des éléments finis (MEF ou FEM : Finite Element Method).....	104
VIII.3 . La méthode des différences finies (FDTD : Finite Difference Time Domain).....	105
VIII.4 . La méthode des lignes de transmission (TLM : Transmission Lines Method).....	105
IX . Contraintes et domaines d'utilisation.....	106
X . Avantages et inconvénients des transistors HEMT.....	106
X.1 . Avantage.....	106
X.2 . Inconvénients.....	107

XI . Le transistor PHEMT sur GaAs.....	107
XII . Comparaison entre le MESFET le HEMT et le PHEMT et le MHEMT.....	110
XIII . Conclusion.....	113
Bibliographie de chapitre III.....	114
Chapitre IV . Résultat de simulation du transistor PHEMT AlGaAs/ InGaAs/GaAs.....	119
I . Introduction.....	119
II . Structure du PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs étudié et ses paramètres physiques.....	119
III . Les étapes de programmation.....	120
III.1 . Spécification de la structure.....	121
III.1.1 . Le maillage.....	121
III.1.2 . Les régions.....	123
III.1.3 . Les électrodes.....	124
III.1.4 . Le dopage.....	125
III.2 . Spécification des matériaux et de modèles.....	126
III.2.1 . Le matériau.....	126
III.2.2 . Modèles physiques.....	126
III.2.3 . Le contact.....	126
III.2.4 . L'interface.....	126
III.3 . Sélection des méthodes numériques.....	126

III.4 . Spécification de solution.....	127
III.1 . Log.....	127
III.4.2 . Solve.....	127
III.4.3 . Load et Save.....	127
III.4.4 . Analyse des résultats.....	127
IV . Caractéristique Ids en fonction de Vds.....	127
V. Influence des paramètres géométriques et physiques du transistor étudié.....	130
V.1. Influence de la variation de la couche cap layer.....	130
V.1.1. Variation de l'épaisseur de la couche cap layer .....	130
V.1.2. Variation de la concentration des dopants de la couche cap layer.....	130
V.2. Influence de la variation de la couche schottky.....	131
V.2.1. Variation de l'épaisseur de la couche schottk.....	131
V.2.2. Variation de la concentration des dopants de la couche schottky.....	132
V.3. Influence de la variation de la couche donneuse.....	133
V.3.1. Variation de l'épaisseur de la couche donneuse.....	133
V.3.2. Variation de la concentration des atomes dopants de la couche donneuse..	134
V.4. Influence de la variation de canal .....	135
V.4.1. Variation de l'épaisseur .....	135
V.4.2. Variation de la concentration des atomes dopants du canal .....	135

VI. Analyse AC de transistor PHEMT .....	136
XI . Conclusion.....	138
Bibliographie de chapitre IV.....	139
Conclusion générale et perspectives.....	140
Annexe.....	142

## Liste des figures

### Chapitre I :

Figure II-1 : Mailles blende, à droite et diamant, à gauche.....	26
Figure II-2 : Maille blende de zinc du GaAs de symétrie F 4 3m (n° 216).....	26
Figure III-1 : Dédoublément et peuplement électronique des niveaux d'énergie entre 2 atomes couplés (au centre).....	27
Figure III-2 : Structure de bande électronique du GaAs .....	29
Figure III-3 : Structure de bande du semi-conducteur direct dans l'approximation parabolique au centre de la zone de Brillouin.....	29
Figure III-4 : La variation de la longueur d'onde en fonction du gap.....	30
Figure III-5 : Spectre d'émission de différents alliages.....	30
Figure VI-1 : Mailles élémentaires des structures zinc blende et wurtzite définies par les 3 vecteurs primitifs a,b,c.....	38
Figure VI-2 : Structure de bande complète.....	39
Figure VI-3-1-a: Structure Zinc blend: Zns.....	41
Figure VI-3-1-b: Structure chalcopyrite du CuInSe2 ou CuGaSe2 montrant le plan (112).....	41
<b>CHAPITRE II</b>	
Figure IV : Vue en coupe d'un MESFET.....	54
Figure V-1 : Tension inverse le long du canal.....	55
Figure V-2 : Principe de fonctionnement du MESFET.....	56
Figure VI-1 : les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.....	57
Figure VI-1-1 : bande d'énergie et diagramme de potentiel d'un contact redresseur (métal – semi-conducteur).....	58
Figure VI-1-2 : Niveau d'énergie lorsque $\phi_m < \phi_s$ . (Vd : tension de diffusion).....	61
Figure VI-3-1 : Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.....	63

Figure VI-3-2 : Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.....	64
Figure XI-2 : Structure de bande d'énergie de GaAs dans la direction de haute symétrie $\Delta$ et $\Lambda$ . Echelle des énergies en $E_v$ .....	73
Figure XII-1 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.....	75
Figure XII-2 : Coupe d'une grille champignon réalisée pour double photogravure..	75
Figure XII-3 : Coupe longitudinale du MESFET en structure LDD.....	76
Figure XII-4 : Exemple de métallisation de grille à deux doigts ( $N_k=2$ ).....	76
Figure XII-5 : Différentes configurations de grille pour améliorer les performances du MESFET.....	77
 <b>Chapitre III</b>	
Figure II : Influence de la polasation de grille sur le diagramme de bande.....	80
Figure III : Structure d'un transistor HEMT.....	82
Figure III-a :MESFET PARASITE.....	84
Figure IV-1-1 : Diagrammes de bandes d'énergie de deux matétériaux de gap différents et séparés.....	85
Figure IV-1-2 : Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite.....	86
Figure V-4: Caractéristique statique d'un PHEMT GaAs de 100 $\mu\text{m}$ de largeur de grille.....	90
Figure V-8 : Variation de la capacité grillr-drain en fonction dde la tention de drain pour $V_{gs}=0$ pour un transistor PHEMT 0.1 de $2 \times 25 \mu\text{m}$ de largeur de grille.....	91
Figure VI-1-1 : Mailes cristallographiques d'une structure Zinc Blende.....	92
Figure VI-1-2 : Première zone d'un cristal Zinc Blende.....	93
Figure VI-2-1 : Energie de bande interdite des principaux binaires et ternaires III-V en fonction de leur paramètre de maille .....	94

Figure VI-2-2 : Structure de bane d'énergie pour le GaAs et le AlAs à 300K.....	95
Figure VI-2-3 : Energie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point $\Gamma$ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium.....	95
Figure : VII-2-4 : Discontinuité de la structure de bande de conduction entre AlGaAs/GaAs.....	97
Figure VII-1-1 : Origine physique du schéma équivalent d'un HEMT.....	98
Figure VII-1-2 : Schéma équivalent petit signal d'un HEMT.....	99
Figure VII-2 : Schéma équivalent fort signal d'un HEMT.....	100
Figure VII-3 : Circuit électrique pour la commande thermique.....	103
Figure XI-1 : Structure d'un transistor PHEMT GaAs associée à son diagramme de bande de conduction en conditions normales de fonctionnement.....	108
Figure XI-2 : Technologie PHEMT.....	108
Figure XI-3 : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les composés III-V utilisés dans les HEMT. ....	109
Figure XII-1 : Comparaison de la structure de la bande d'énergie de conduction des transistors HEMT et PHEMT.....	110
Figure XII-2 : Technologie de MHEMT.....	112

#### **Chapitre IV :**

Figure II : Schéma de la structure PHEMT AlAsGa/InAsGa/GaAs étudiée.....	120
Figure III : Groupes de commandes.....	121
Figure III-1-1 : Maillage à deux dimensions du transistor PHEMT AlAsGa/InAsGa/GaAs.....	122
Figure III-1-2 : Définition des régions.....	123
Figure III-1-3 : Dépôt des électrodes.....	124

Figure III-1-4 : Type de dopage.....	125
Figure IV-1 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de $V_{ds}$ de transistor PHEMT.....	128
Figure IV-2 : La fonction de transfert $I_{ds}$ en fonction de $V_{gs}$ .....	129
Figure V-1-1 : Caractéristique $I_{ds}$ - $V_{ds}$ en fonction de l'épaisseur de la couche cap layer .....	130
Figure V-1-2 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de la concentration de dopage de la couche cap layer de transistor PHEMT.....	131
Figure V-2-1-1 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de l'épaisseur de la couche schottky de transistor PHEMT.....	131
Figure V-2-1-2 : La fonction de transfert $I_{ds}$ en fonction de l'épaisseur de la couche schottky.....	132
Figure V-2-2 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de la concentration de dopage de la couche schottky de transistor PHEMT.....	133
Figure V-3-1 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse de transistor PHEMT.....	133
Figure V-3-2 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de la concentration de dopage de la couche donneuse de transistor PHEMT.....	134
Figure V-3-1 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de l'épaisseur de canal de transistor PHEMT.....	135
Figure V-3-2 : Caractéristique $I_{ds}$ en fonction de la concentration de dopage de canal de transistor PHEMT.....	136
Figure VI : analyse AC de transistor PHEMT.....	137



# Liste des tableaux

## Chapitre I

Tableau II-1 : Morceaux choisis du tableau périodique (en gras : éléments III et V)....	24
Tableau II-2 : Paramètre de maille cubique à 300° K.....	25
Tableau III : Bande interdite (directe), masses effectives de l'électron à l'extrema de la bande, du trou lourd et léger.....	29
Tableau V-1 : Systèmes des matériaux avec leurs applications optoélectroniques importantes.....	32
Tableau V-2: Les matériaux semi-conducteurs importants pour l'optoélectronique.....	34
Tableau V-3 : Les applications commerciales pour les dispositifs optoélectroniques.....	35
Tableau VI-1 : Les paramètres cristallins de quelques composés ternaires.....	42

## Chapitre II

Tableau III-1 : Données numériques de l'arséniure de gallium (GaAs : 300 K).....	52
Tableau IV: Famille des transistors à effet de champ.....	53
Tableau XI-2 : propriétés du GaAs à 300° K.....	74

## Chapitre III

Tableau VI-1 : Point de directions de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende.....	93
Tableau VI-2-1 : Propriétés physiques du AlAs et GaAs à T=300K.....	97
Tableau VI-2-2 : Constante diélectrique et masse effective des électrons et dans trous dans le GaAs et $Al_x Ga_{1-x} As$ .....	98
Tableau VIII-4-1 : Critères de choix suivant le domaine d'application, temporel ou fréquentiel.....	105

Tableau VIII-4-2 : Critères de choix suivant la méthode de discrétisation.....106

Tableau XI : Comparaison de quelques propriétés de plusieurs semi-conducteurs à 300K.....109

Tableau XII : une comparaison entre HEMT et pHEMT et MESFET.....111

#### **Chapitre IV**

Tableau II : paramètres physiques du PHEMT.....119

# INTRODUCTION GENERALE

---

Le développement de nouvelles technologies pour les applications de télécommunications, de radionavigations et radars sont aujourd'hui d'un intérêt stratégique et commercial majeur. Plusieurs défis sont actuellement à relever dans ces domaines, le développement de systèmes électroniques à hautes fréquences, le développement de systèmes de communications, civiles et militaires le développement de réseaux hauts débits pour la numérisation des réseaux terrestres, télévision et radio à grande échelle, la mise au point de systèmes de radiocommunications mobiles, ou encore le développement de systèmes électroniques à hautes fréquences embarqués dans le secteur automobile. Ces marchés offrent aujourd'hui des perspectives commerciales importantes.

La Production des nouvelles filières de composants à effet de champ prend un formidable essor dans ces nouvelles technologies, la demande et la production de circuits intégrés à base de transistors à effet de champ est très élevée. Ce développement spectaculaire a conduit à une recherche robuste soit au niveau de composants plus en plus performants ou vers nouvelles applications, entraînant une montée en fréquence et autorisant une amplification de puissance plus importante.

La mise en place de systèmes performants requiert une technologie de semiconducteurs offrant des performances en termes de fréquence, puissance, rendement et linéarité toujours plus élevées. Les semi-conducteurs sont omniprésents dans notre vie quotidienne et ont un poids décisif dans l'économie. Ils ont été à la source d'une révolution tranquille qui a porté une grande part de la croissance de l'économie mondiale depuis un demi-siècle, notamment grâce à l'invention du transistor. L'intensification des recherches sur les matériaux semiconducteurs III-V, déclenchée par l'essor des dispositifs optoélectroniques, et le développement simultané des techniques d'épitaxie ont permis de recenser des couples de matériaux susceptibles de constituer des hétérojonctions présentant des interfaces de qualité tout à fait acceptable.

Parmi ceux-ci, l'association GaAlAs/GaAs qui cumule de nombreux avantages : largeur de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances, mailles cristallines assez proches qui minimisent les recombinaisons parasites. Beaucoup de composants ont bénéficié de ces performances notamment le transistor HEMT qui est apparu grâce au bon confinement.

Pour l'amplification de puissance hyperfréquence, le HEMT pseudomorphique (PHEMT) sur GaAs constitue un des composants privilégiés compte tenu de ses performances et de la maturité de la filière.

Le transistor HEMT (GaAs/AlGaAs/GaAs), (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) est également nommé TEGFET (**T**wo-dimensional **E**lectron **G**as **F**ield **E**ffect **T**ransistor), MODFET(**M**odulation **D**oped **F**ield **E**ffect **T**ransistor), ou HFET (**H**eterojunction **F**ield **E**ffect **T**ransistor) ([1] de chapitre III). Ces différentes appellations correspondant à transistor à hétérojonction à mailles cristallines de taille accordées ou quasi accordées.

Le but de la structure d'un transistor HEMT est de séparer les électrons libres de la couche de semiconducteur contenant les atomes donneurs ionisés et de les faire circuler dans une couche de semiconducteur non dopé. Cette dernière ne contenant pas d'atomes donneurs ionisée, permet d'obtenir une grande mobilité des porteurs. Pour cela, un semiconducteur à gap faible non dopé est mis en contact avec un semiconducteur à grand gap fortement dopé. Il faut cependant que les deux semiconducteurs mis en contact soit de tailles de maille cristalline assez proche. Le «  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  » est un matériau qui convient bien aux hétérojonctions.

Afin d'augmenter la largeur du puits de potentiel du hemt et par là même le courant du composant, on réalise une double hétérojonction en plaçant une couche InGaAs entre les couches GaAlAs et GaAs. Un second avantage d'utiliser une couche de GaInAs non dopée est de conférer aux électrons une vitesse plus élevée encore que dans du GaAs. Cette couche doit être très fine, c'est cette couche qui est pseudomorphique et qui a donné le nom au composant.

L'outil de simulation utilisé dans ce travail est le logiciel TCAD-SILVACO. Ce logiciel permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à base de semiconducteur grâce au module de simulation ATLAS. La simulation du comportement électrique de dispositif, a été réalisée au moyen de cet outil.

Ainsi l'objectif de notre travail consiste à utiliser le Logiciel SILVACO pour concevoir et étudier les performances de ce type de transistor.

Ce mémoire comporte quatre chapitres :

- Le premier chapitre sera consacré à une étude générale sur les différents types des matériaux semi-conducteurs avec certains exemples pour chaque type.
- Le deuxième chapitre est une généralité sur le transistor MESFET GaAs, on va parler sur son structure, son fonctionnement et aussi les caractéristiques électriques.

- Le troisième chapitre introduit les bases théoriques, et les notions fondamentales de transistor HEMT et PHEMT.
- Le quatrième chapitre de ce mémoire présente l'ensemble des résultats de la simulation dfe transistor PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs.

Et on va terminer notre travail avec une conclusion générale et des perspectives.

# CHAPITRE I :

---

## *Les matériaux semi-conducteurs*

## I. Introduction

L'importante croissance des semi-conducteurs au niveau mondial est liée au fait que ces matériaux forment la base de la révolution technologique de ces quarante dernières années dans le domaine de l'électronique qui, au sens large représente le marché mondial le plus important à l'heure actuelle en même temps que celui qui bénéficie de la croissance la plus rapide. Les matériaux semi-conducteurs interviennent principalement en microélectronique (dominée par le Silicium), dans les domaines radiofréquences et hyperfréquences; applications militaires et spatiales ainsi qu'en optoélectronique. L'activité de recherche concernant la microélectronique, est importante et porte sur la recherche de nouveaux matériaux, de nouveaux procédés, de nouvelles architectures de transistors pour répondre à des besoins différents (calcul logique, mémoires, analogique,...).

Par alliage, on entend un mélange homogène de deux ou plusieurs matériaux. Il fut un temps où le mot alliage était uniquement réservé aux métaux, pourtant cette définition s'est très vite associée à d'autres matériaux, notamment le céramique et les polymères.

Peu après le développement des techniques modernes de la croissance cristalline et la purification des semi-conducteurs, il a été réalisé plusieurs alliages binaires, ternaires et quaternaires. L'utilisation de ces derniers dans les domaines de la microélectronique et l'optoélectronique a encouragé les chercheurs à développer la recherche théorique mais ainsi le côté expérimental.

## II. Structure cristalline

La famille des semi-conducteurs est très vaste. En effet, elle va des éléments IV (Si, Ge), aux composés III-V (AlAs, GaAs, InAs, AlSb, AlN...), II-VI (ZnTe, CdTe, ZnSe, CdSe, ZnS, ZnO...), I-VII (CuCl) et même II-IV-V<sub>2</sub> (ZnSiP<sub>2</sub>.....) ou encore I-III-VI<sub>2</sub> (tel AgGaS<sub>2</sub>.....) cf. Tableau II-1.

IA-B	IIA-B	<b>IIIB</b>	IVB	<b>VB</b>	VIB	VIIIB
Li <sup>Z=3</sup>	Be <sup>4</sup>	<b>B<sup>5</sup></b>	C <sup>6</sup>	<b>N<sup>7</sup></b>	O <sup>8</sup>	F <sup>9</sup>
Na <sup>11</sup>	Mg <sup>12</sup>	<b>Al<sup>13</sup></b>	Si <sup>14</sup>	<b>P<sup>15</sup></b>	S <sup>16</sup>	Cl <sup>17</sup>
Cu <sup>29</sup>	Zn <sup>30</sup>	<b>Ga<sup>31</sup></b>	Ge <sup>32</sup>	<b>As<sup>33</sup></b>	Se <sup>34</sup>	Br <sup>35</sup>
Ag <sup>47</sup>	Cd <sup>48</sup>	<b>In<sup>49</sup></b>	Sn <sup>50</sup>	<b>Sb<sup>51</sup></b>	Te <sup>52</sup>	I <sup>53</sup>
Au <sup>79</sup>	Hg <sup>80</sup>	<b>Tl<sup>81</sup></b>	Pb <sup>82</sup>	<b>Bi<sup>83</sup></b>	Po <sup>84</sup>	At <sup>85</sup>

Tableau II-1 : Exemple de famille des semi-conducteurs (en gras : éléments III et V [1]).



Les atomes III-V ne possèdent que III électrons de valence sur leurs dernières orbitales s et p (ex : Ga de structure électronique  $[\text{Ar}] 3d^{10} 4s^2 p^1$ ) contre V sur les orbitales s et p (ex : As de structure électronique  $[\text{Ar}] 3d^{10} 4s^2 p^3$ ). La liaison III-V résulte donc de l'hybridation  $sp^3$  des orbitales atomiques (liaison covalente) avec, en plus, pour les atomes II-VI une partie ionique non négligeable qui provient de la différence de nature entre l'élément VI, très électronégatif (anion), et l'élément II (cation). La liaison II-VI est donc iono-covalente au contraire de la IV-IV (Si, Ge) qui, elle, est purement covalente. C'est cette ionicité qui va conférer aux II-VI leurs propriétés remarquables ...les bonnes (forte bande interdite, fortes interactions coulombiennes) comme les moins bonnes (faible rigidité) [1].

Le caractère covalent, donc directionnel, de la liaison III-V impose, lui, à chaque anion d'être au centre d'un tétraèdre formé par les cations et réciproquement. La structure cristalline de compacité maximale qui en résulte (34%) est soit cubique (on parlera de la maille blende dite aussi sphalérite) cf. Figure II-1 [1].

Ces deux mailles ne diffèrent l'une de l'autre, malgré les apparences, que par une rotation de  $60^\circ$  d'un tétraèdre sur deux autour de la liaison III-V [2].

On voit Figure II-1 que la maille zinc blende revient à une cubique face centrée dans laquelle les sites tétraédriques non contigus sont tous occupés, soit une multiplicité de 8 atomes par maille (dont autant de cations que d'anions).

Le rôle des deux ions étant symétrique, la maille blende se décompose donc en deux sous-réseaux cubiques faces centrées imbriqués, décalés d'un quart de la grande diagonale du cube, l'un étant occupé par l'anion (P, As ou Sb), l'autre par le cation (Al, Ga ou In) cf. Figure II-2. L'arête du cube, notée  $a$ , est le paramètre de maille du matériau [2]. Le tableau II-2 récapitule les valeurs de  $a$  dont nous aurons besoin:

Composés	GaAs	AlAs	InP	GaP	InAs	GaSb	InSb	AlSb
$a$ (Å)	5.6533	5.6611	5.8687	5.4505	6.0583	6.0960	6.4790	6.1355

Tableau II-2 : Paramètre de maille cubique à  $300^\circ \text{K}$  [2].

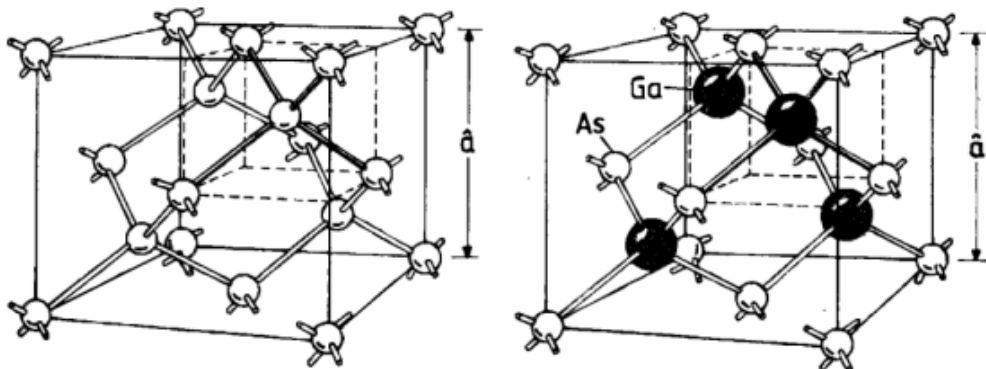


Figure II-1 : Mailles blende, à droite et diamant, à gauche [1].

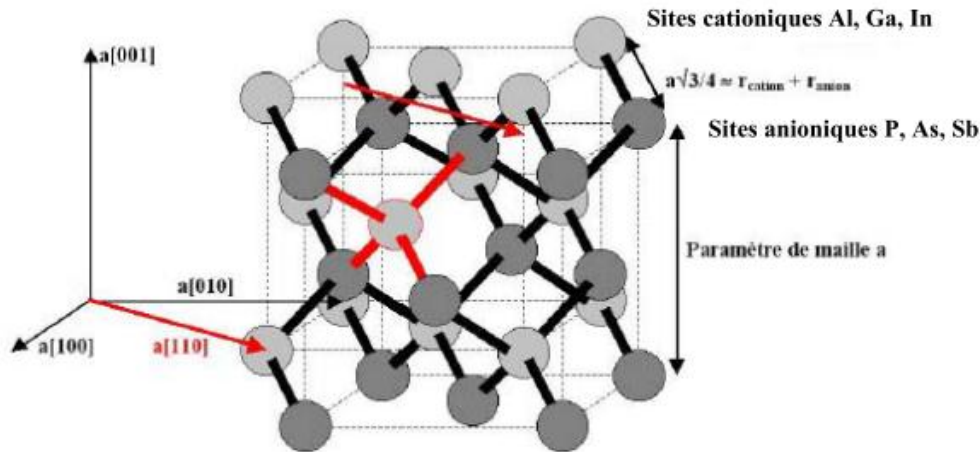


Figure II-2 : Maille zinc blende du GaAs Elle se compose de deux sous réseaux cubiques faces centrées, décalés d'un quart de la grande diagonale du cube, et occupés l'un par l'anion (P, As, Sb), et l'autre par le cation (Al, Ga, In) [1].

Pour en conclure sur la structure zinc blende, elle est invariante par 24 opérations de symétrie (d'où au plus 24 directions équivalentes pour une propriété physique donnée), soit deux fois moins que pour l'holoèdre cubique (à cause de l'absence de centre de symétrie) [1].

Sa notation internationale d'Herman-Mauguin est  $-4\ 3\ m$  : -4 pour ses invariances par rotation de  $2\pi/4$  suivie d'une inversion ( $\times 3$  axes  $\langle 001 \rangle$ ), 3 pour celles par rotation de  $2\pi/3$  ( $\times 4$  axes  $\langle 111 \rangle$ ) et m pour celles par réflexion ( $\times 6$  plans  $\{110\}$ ). Sa notation de Schönflies est T d pour 'Tétraèdre' ; ce groupe de symétrie présente 5 'solutions' distinctes notées  $\Gamma 1$  à  $\Gamma 5$  [1].

### III. Structure de bande

Le cristal n'est rien d'autre qu'une gigantesque molécule. Considérons d'abord deux atomes, identiques pour simplifier, possédant chacun 4 électrons de valence, tel que l'atome de silicium ( $[\text{Ne}]3s^2 3p^2$ ) [3]. Le couplage de ces atomes, mettant en commun leurs électrons de valence (liaison covalente), lève la dégénérescence en énergie des orbitales s et p en orbitales liantes (abaissées) et antiliantes (rehaussées) cf. Figure III-1 dans le cas d'un isolant [4].

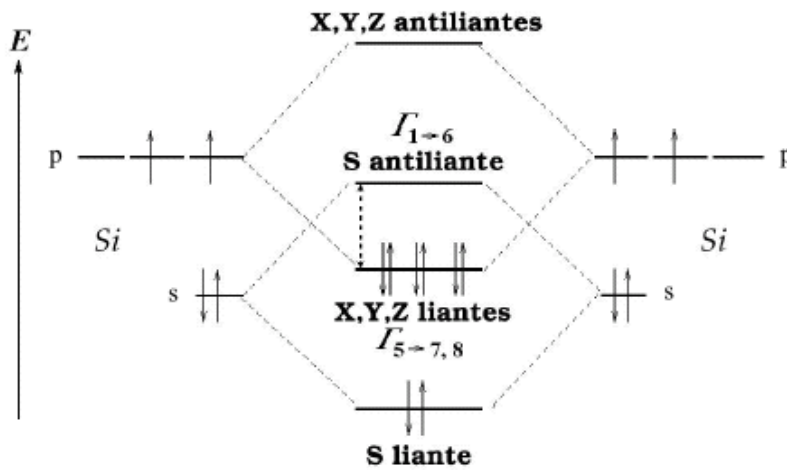


Figure III-1 : Dédoublément et peuplement électronique des niveaux d'énergie entre 2 atomes couplés (au centre). Les orbitales sont saturées : cas isolant [4].

Les niveaux d'énergie pertinents sont ceux du dernier niveau saturé : orbitales p X,Y,Z liantes (de symétrie  $\Gamma_5$ ), et du premier niveau vide : orbitale s antiliante (de symétrie  $\Gamma_1$  plus élevée avec toutes celles du groupe Td). Entre ces deux niveaux se trouve un trou en énergie ('gap').

Du couplage, maintenant, entre tous les atomes du cristal naissent les bandes d'énergie élargissant les précédents niveaux : les orbitales liantes forment la bande de valence et les antiliantes celle de conduction avec, le séparant, la bande d'énergie interdite ('bandgap') cf.

Figure III-2. La prise en compte du spin amène à considérer le groupe 'double Td', ce qui transforme la symétrie  $\Gamma_1$  de la bande de conduction au centre de la zone de Brillouin en  $\Gamma_6$ , deux fois dégénérée, et celle  $\Gamma_5$  de la bande de valence en  $\Gamma_7$  et  $\Gamma_8$ , respectivement deux et quatre fois dégénérées [4].

Du fait enfin du couplage spin-orbite, les deux bandes  $\Gamma_7$  et  $\Gamma_8$  sont séparées de l'énergie  $\Delta_0$  (d'autant plus grande que l'on descend dans le tableau périodique ; elle avoisine 0.34 eV pour le GaAs. Figure III-2) [4].

Ce sont, au final, les bandes  $\Gamma_6$  et  $\Gamma_8$  qui bordent la bande interdite. La bande de conduction,  $\Gamma_6$ , s'approche paraboliquement, au voisinage du centre de zone ( $k = 0$ ), par :

$$\frac{\hbar^2 K^2}{2m_e^*}$$

Où  $\hbar$  est la constante de Planck réduite ( $\hbar/2\pi$ ) et  $m_e^*$  est la masse effective quasi-isotrope de l'électron dans la bande de conduction.

Quant à la bande de valence  $\Gamma_8$ , elle se compose en réalité de deux bandes de courbure différente, d'où deux masses effectives : une lourde et une légère. La courbure de ces bandes étant négative, on introduit le concept de trou ('hole') : quasi-particule de charge positive correspondant à une lacune électronique se déplaçant dans la bande de valence peuplée par quelques  $10^{23}$  d'électrons ; l'électron lacunaire étant dans la bande de conduction [3].

La bande de forte courbure est celle des trous dits légers (lh, 'light-holes'), l'autre est celle des trous lourds (hh, 'heavy-holes') cf. Figure III-3 et Tableau III (leurs masses effectives ne sont notablement plus isotropes). S

Le gap est direct car le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence correspondent au même vecteur d'onde, au centre de la zone de Brillouin [5].

La transition d'énergie minimale entre ces deux bandes peut avoir lieu sans changement de vecteur d'onde, ce qui permet l'absorption et l'émission de lumière de façon beaucoup plus efficace que dans les matériaux à gap indirect comme le silicium [5].

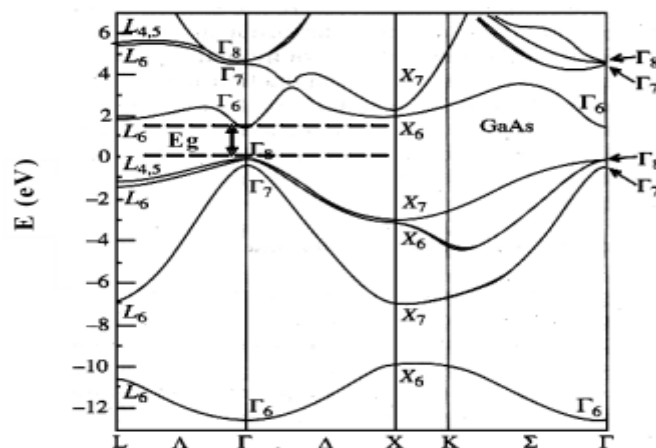


Figure III-2 : Structure de bande électronique du GaAs dont la bande interdite est reportée en pointillés ;  $E_g = 1.42 \text{ eV}$  à 300 K. Le maximum de la bande de valence et le minimum de celle de conduction sont au centre (de la zone de Brillouin d'où une absorption et une émission de lumière très efficaces ('gap direct' tout comme le InP, InAs, GaSb, InSb, AlSb)[3].

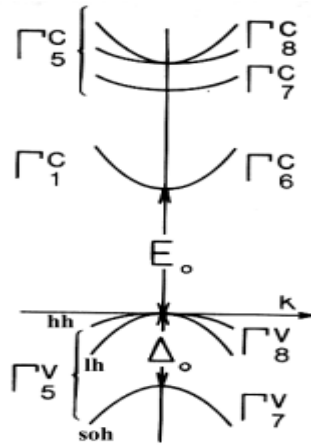


Figure III-3 : Structure de bande du semi-conducteur direct dans l'approximation parabolique au centre de la zone de Brillouin [5].

Composés	GaAs	InP	InAs	GaSb	InSb
$E_g(\text{eV})$	1.43	1.35	0.36	0.70	0.18
$m_e^*/m_0$	0.067	0.073	0.026	0.047	0.0139
$m_{hh}/m_0$	0.53	0.58	0.4	0.8	0.42
$m_{lh}/m_0$	0.08	0.12	0.026	0.05	0.016

Tableau III : Bande interdite (directe), masses effectives de l'électron à l'extrema de la bande, du trou lourd et léger [5].

La variation de la longueur d'onde en fonction du gap (Figure III-4) suit la formule [4] :

$$\lambda(\mu) = \frac{1.24}{E(\text{eV})}$$

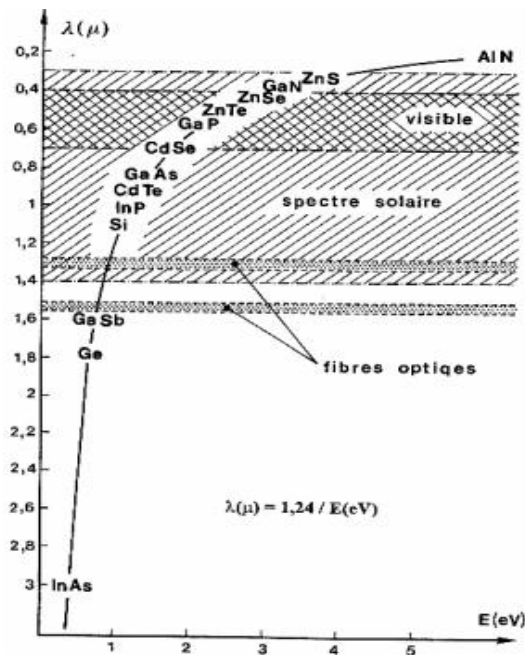


Figure III-4 : La variation de la longueur d'onde en fonction du gap [4].

La figure III-5 représente les énergies des raies d'émission que l'on peut obtenir avec différents alliages [4].

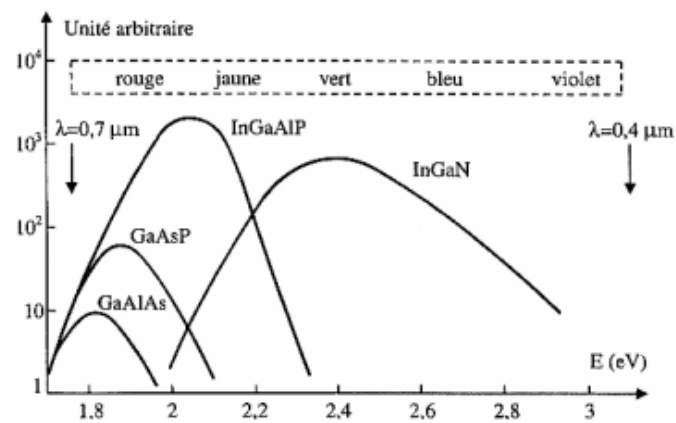


Figure III-5 : Spectre d'émission de différents alliages [4].

#### IV. Phénomènes de transport dans les semi-conducteurs

Dans les semi-conducteurs, le courant résulte du déplacement des porteurs libres (électrons ou trous) sous l'action d'une force extérieure. L'origine de cette force peut être soit une excitation par champ électrique soit par un gradient de concentration dans le semi-conducteur. Dans le premier cas, le courant est dit de conduction ou d'entraînement, et dans le second cas, le courant est dit de diffusion [6].

Le courant de conduction apparaît lorsqu'on applique au semi-conducteur un champ électrique (ou magnétique), on a tendance à déplacer les porteurs de charge, électrons et trous. La conduction par champ électrique dans le matériau pourra se faire à deux niveaux :

- Par les électrons de la bande de conduction qui remontent le champ électrique appliqué.
- Par les trous de la bande de valence qui se déplacent dans le même sens que le champ électrique. Notons que du fait que les charges équivalentes sont de signe opposé, les courants équivalents résultants seront dans le même sens en s'ajoutant. Le courant de diffusion apparaît lorsque la densité des porteurs libres est modifiée localement à l'intérieur du semi-conducteur, soit par des variations de température ou de lumière, soit généralement par une technologie appropriée comme un dopage non uniforme. Ce gradient de concentration va provoquer un déplacement des porteurs de la région la plus peuplée à la région la moins peuplée, ce phénomène est appelé processus de diffusion. Dans le cas général, le courant résulte des deux phénomènes présence d'un champ électrique et d'un gradient de concentration[6].

La vitesse des porteurs de charge est le paramètre le plus important lié à l'étude des phénomènes du transport électronique. Elle est à son maximum quand le cristal se trouve dans un potentiel périodique c'est-à-dire que les porteurs de charge se déplacent librement et sans aucune interaction à l'intérieur du réseau, ce qui impossible en réalité, car,

durant leur mouvement à l'intérieur du matériau, les électrons sont soumis à des différents types d'interactions (Interactions avec le réseau cristallin, Interactions avec les porteurs, Interactions avec les impuretés, Interactions avec les alliages) [6].

## V. L'intérêt des alliages semi-conducteurs

La fin des années 50 a vu la découverte d'une nouvelle classe de matériaux semi-conducteurs la famille III-V (association d'éléments des colonnes III et V de la classification de Mandèliev). Presque simultanément l'idée de constituer des solutions solides de ces composés binaires a surgi. L'extension permettait d'envisager des semi-conducteurs dont la bande interdite pouvait prendre toutes les valeurs de 0.18 à 2.42 Ev [7].

Les résultats furent longtemps limités aux déterminations de structures de bande et de paramètres de réseau en fonction de la composition.

La qualité des matériaux était suffisante et, alors que l'arséniure de gallium (GaAs) passait au stade du développement au début des années 1970, les alliages ternaires restaient au niveau du laboratoire. Seul le composé  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  débouchait dans le domaine des diodes électroluminescentes (visible). L'apparition des fibres optiques à très faible absorption fut alors à l'origine d'un développement important d'études sur les composés ternaires puis quaternaires de la famille III-V, visant à obtenir des dispositifs optoélectroniques adaptés aux propriétés de ces fibres optiques (tableau V-1) [8].

Matériaux	substrat	accord de maille	membres importants	applications dans l'optoélectronique
AlGaAs	GaAs	GaAs $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ AlAs	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ $0 \leq x \leq 0.25$	Emetteurs et modulateurs: $0.75 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.1 \mu\text{m}$ Détecteurs: $0.4 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.1 \mu\text{m}$
GaInAsP/InP	InP	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ $x=0.47y; 0 \leq y \leq 1$ InP	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ $0.4 \leq x \leq 0.6$ $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ $0 \leq x \leq 0.2$	Dispositifs optoélectroniques à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$
AlGaInAs/InP	InP	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ $0 \leq x \leq 1$ $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ $0.4 \leq x \leq 0.6$	Dispositifs optoélectroniques à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$
AlGaInP	GaAs	GaAs $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ $0 \leq x \leq 1$	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ $0 \leq x \leq 0.25$ $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ $0.4 \leq x \leq 0.6$	Emetteur rouge
AlGaAsSb /GaInAsSb /GaSb	GaSb	GaSb $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ $x = 1.2y; 0 \leq x \leq 1$ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ $x = 1.1y; 0 \leq x \leq 1$		Emetteurs et détecteurs $\lambda \sim 2-3 \mu\text{m}$
GaAsP	GaAs InP	GaAs GaP	GaAsP	LED's visible

*Tableau V-1 : Systèmes des matériaux avec leurs applications optoélectroniques importantes [6].*

Dans la dernière décennie, les systèmes les plus développés étaient Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As/GaAs et Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/InP, adaptés respectivement aux fenêtres 0,85 μm et 1,3-1,6 μm. Le système Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/GaSb a fait également l'objet d'un nombre d'études nettement plus réduit. Pourtant, il peut constituer une alternative au système Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/InP, en particulier en ce qui concerne la réalisation de photodétecteurs d'avalanche pour liaisons optiques à haut débit (1,2 Gbits).

De nouvelles perspectives pour la réalisation de fibres optiques transparentes dans l'infrarouge ont été ouvertes avec la découverte de nouveaux verres fluorés dont la limite théorique d'atténuation se situe dans l'intervalle 10<sup>-2</sup> -10<sup>-3</sup> db/km dans le domaine de longueurs d'onde 2,5-4 μm. Ce niveau de pertes extrêmement bas nécessite une nouvelle filière d'alliages III-V pour la réalisation des composants d'extrémité. Les alliages ternaires InAsSb/InAs et GaInSb/GaSb et les alliages quaternaires GaInAsSb à base de GaSb et InAsSbP/InAs, apparaissent comme particulièrement intéressants de ce point de vue, car ils couvrent la gamme 1,8 μm - 4,4 μm. Avec ce système, des diodes lasers double hétérostructure ont été séparées, fonctionnant à 1,9 μm, 2 μm et 2,3 μm (tableau V-2 et tableau V-3) [9].

Dans ce type de structure, la zone active est constituée par la solution solide GaInAsP (à faible gap) les zones d'injection et de confinement par GaSb ou bien par le quaternaire GaAlAsSb (à plus large gap et à plus faible indice de réfraction optique).

On peut également envisager pour ce domaine de grandes longueurs d'onde de réalisation de photodétecteurs à hétérojonctions où la zone d'absorption serait constituée par le quaternaire GaInAsSb et la fenêtre par GaAlAsSb.

Avec le développement de la technologie surtout dans le domaine des puits quantiques récemment, le système GaInAsSb/AlGaSb a attiré une grande attention vue son importance remarquable dans le domaine d'application comme diode laser fonctionnant dans la gamme des longueurs d'ondes 2-4 μm. Dans cette classe on trouve aussi la double hétérostructure InAsP/InGaAsP qui est une candidate prometteuse pour la longueur d'onde 13 μm. Cette dernière est très importante dans la communication optique.

Plus récemment, des études avancées sur une nouvelle classe des alliages binaires, ternaires et quaternaires III-V à base de nitrure ont été élaborées vues leurs propriétés structurales et électroniques importantes en vue de fabrication des composants électroniques et électro-optiques [10].



Matériaux	Type	Substrat	Dispositifs	Longueur d'onde (μm)
Si	IV	Si	Détecteurs, Cellules Solaires	0.5-1
SiC	IV	SiC	LED's bleu	0.4
Ge	IV	Ge	Détecteurs	1-1.8
GaAs	III-V	GaAS	LED's, Lasers, Détecteurs, Cellules Solaires, Imagerie	0.85
AlGaAs	III-V	GaAS	LED's, Lasers, Cellules Solaires, Imagerie	0.67-0.98
GaInP	III-V	GaAs	Lasers Visibles, LED's	0.5-0.7
GaAlInP	III-V	GaAS	Lasers Visibles, LED's	0.5-0.7
GaP	III-V	GaP	LED's Visible	0.5-0.7
GaAsP	III-V	GaP	LED's Visible	0.5-0.7
InP	III-V	InP	Cellules Solaires	0.9
InGaAs	III-V	InP	Détecteurs	1-1.67
InGaAsP	III-V	InP	Lasers, LED's	1-1.6
InAlAs	III-V	InP	Lasers, Détecteurs	1-2.5
InAlGaAs	III-V	InP	Lasers, Détecteurs	1-2.5
GaSb/GaAlSb	III-V	GaSb	Lasers, Détecteurs	2-3.5
CdHgTe	II-VI	CdTe	Détecteurs des grandes ondes	3-5 et 8-12
ZnSe	II-VI	ZnSe	LED's des ondes courtes	0.4-0.6
ZnS	II-VI	ZnS	LED's des ondes courtes	0.4-0.6

Tableau V-2: Les matériaux semi-conducteurs importants pour l'optoélectronique [10].

La filière des alliages II-VI, tels que HgCdTe a surtout été développée pour application dans le domaine des grandes longueurs d'ondes dites atmosphériques (10 μm) et aussi pour la fabrication des dispositifs à composés II-VI pour la détection infrarouge, et faits la réalisation en super-réseaux HgTe-CdTe.

Plus récemment, des travaux axes sur l'étude des alliages quaternaires II-V ont été élaborés en vue de leur application dans le domaine des composants optoélectroniques dans le domaine de la région spectrale du bleu jusqu'au proche ultraviolet [11].

Matériaux	Dispositifs	Applications
GaAs/AlGaAs	Détecteurs, LED's infrarouges, Lasers	Télécommandes de T.V, etc., Disk vidéo conversion de l'énergie solaire, communications par fibre optique, systèmes (réseau local).
InP/InP	Cellule solaire	Cellule solaire spatiale
InP/InGaP	LED's infrarouges, Lasers (1-1.6 $\mu$ m)	Communications par fibre optique
InP/InGaAs	1-1.67 $\mu$ m Détecteurs	Communications par fibre optique
InGaAlAs/InGaAs	1.67-2.4 $\mu$ m Détecteurs	Applications militaires, médecine.
GaAs/GaInP/GaInAlP	0.5-0.7 $\mu$ m LED's et Lasers	Afficheur, contrôle, disk compact, imprimantes laser /scanners, mémoires de disk optique, équipement médical de laser.
Si	Détecteurs et Cellule solaire	Conversion de l'énergie solaire, e.g. montres, calculatrices, réfrigérateur, chauffage, Détecteurs
Ge	Détecteurs	Détecteurs
SiC	LED's blue	Afficheur, mémoires de disk optique.
GaSb/GaAlSb/InSb	Détecteurs des grandes ondes /émetteurs	Image Infrarouge, la vision dans l'obscurité, applications militaires.
ZnSe/ZnS	LED's Visibles	Applications Commerciales

Tableau V-3 : Les applications commerciales pour les dispositifs optoélectroniques [11].

Malgré que les composés II-VI à large gap alliés au ZnSe ont été étudiés pendant plusieurs années parce qu'ils possèdent des particularités optoélectroniques prometteuses. Récemment, les composés II-VI à base de manganèse de la forme  $A_{1-x}^{II}Mn_xC^{VI}$  ont attiré une attention considérable. Ils présentent des propriétés très intéressantes parce qu'ils combinent entre les propriétés magnétiques, semi-conductrices, phénomène de localisation, les caractéristiques des presque bandes et les propriétés antiferromagnétiques [12]. Une nouvelle classe de matériaux ont été aussi étudié très récemment ce sont les nanostructures afin de réaliser des nouveaux composants optoélectroniques.

Les matériaux IV-IV à gap étroit tels que le PbS,  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  et  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  sont très intéressants dans les applications lasers, la détection infrarouge et pour l'émission à grande distance [13]. Concernant les matériaux VI-VI tels que  $Si_xGe_{1-x}$ , ils sont utilisés dans les composants à haute vitesse. Il y a eu aussi dernièrement, un intérêt considérable pour une autre classe de matériaux ce sont les chalcogénures de gallium (GaS, GaSe et GaTe) qui sont considérés comme des semi-conducteurs en couches. Leur caractère à deux dimensions ainsi que les propriétés résultantes anisotropiques sont d'un intérêt particulier et capital. Dans ces matériaux, les interactions intercouches sont très faibles comparées à celles qui se passent à l'intérieur d'une même couche.

Un travail en cours sur ces matériaux renfermés et une recherche des propriétés électroniques, optiques, et d'autres propriétés physiques dont l'idée d'une possible application technologique [14].

## VI. Classification des alliages semi-conducteurs

### VI.1. Description

Les alliages semi-conducteurs sont classés en plusieurs groupes suivant le nombre de constituants [15] :

- Alliage binaire de la forme  $A^N B^{8-N}$  :

$A^I B^{VI}$  : AgCl, CuBr, KBr, LiF, ...

$A^{II} B^{VI}$  : CdS, CdSe, CdTe, ZnS, ZnO, ZnSe, HgTe, HgSe, ..

$A^{III} B^V$  : les antimoniures, les arséniures, les phosphures, et les nitrides des éléments : Aluminium, Gallium, Indium et Bore (GaAs, InSb, BN, AlAs, InP,.....).

$A^{IV} B^{IV}$  : SiC, SiGe, .....

- Alliage binaire de la forme  $A^N B^{10-N}$  :

$A^{IV} B^{VI}$  : PbS, PbSe, PbTe, .....

- Alliage binaire de la forme  $A^N B^{7-N}$  :

$A^I B^{VI}$  : CuS, CuO, Cu<sub>2</sub>O, .....

Lorsque les éléments binaires  $A^N B^{8-N}$  et  $A^N C^{8-N}$  sont associés, l'alliage formé peut être soit :

- Alliage ternaire anionique :  $A^N B_x^{8-N} C_{1-x}^{8-N}$  .

- Alliage ternaire cationique:  $A_x^N B_{1-x}^N C^{8-N}$  .

Ces alliages sont caractérisés par la présence du coefficient stoechiométrique x.

Cependant, il existe également un autre type d'alliages semi-conducteurs : il s'agit des matériaux "quaternaires". Ce type d'alliages semi-conducteurs fait intervenir quatre composés binaires et est caractérisé par la présence de deux coefficients stoechiométriques x et y.

Un intérêt particulier a été porté récemment aux alliages quaternaires principalement à cause de l'avantage qu'ils offrent de concevoir des dispositifs avec les propriétés physiques souhaitées.

Ces alliages peuvent être divisés en deux classes [16,17] :

- Les solutions quadratiques : ces alliages ont la forme  $A_{1-x}^N B_x^N C_y^{8-N} D_{1-y}^{8-N}$  .

- Les solutions triangulaires dans cette classe, deux cas se présentent, les solutions purement anioniques  $A^N B_x^{8-N} C_y^{8-N} D_{1-x-y}^{8-N}$  et les solutions purement cationiques  $A_x^N B_y^N C_{1-x-y}^{8-N} D^{8-N}$ .

Les alliages quaternaires quadratiques ont été les premiers et les plus recherchés et étudiés, particulièrement  $Ga_x In_{1-x} As_y P_{1-y}$ ,  $Ga_{1-x} In_x As_y Sb_{1-y}$ . Néanmoins, les alliages triangulaires semblent devenir tous aussi importants.

Les critères concernant l'accord des paramètres de maille ainsi que l'identité des structures cristallines des éléments binaires parents restent toujours valables dans le cas des alliages quaternaires.

## VI.2. Les semi-conducteurs binaires

La structure cristalline et la plupart des propriétés optiques et électriques des semi-conducteurs magnétiques dilués sont qualitativement similaires à ceux du semi-conducteur hôte. C'est pour cela qu'on a jugé nécessaire de faire un bref aperçu sur les propriétés des semi-conducteurs binaires et plus précisément les II-VI et les III-V.

### VI.2.1. Les semi-conducteurs II-VI

Les semi-conducteurs II-VI à grand gap présentent un grand intérêt pour la réalisation des dispositifs électroluminescents, grâce à la largeur de leur bande interdite ils peuvent émettre de la lumière visible avec des rendements d'émission importants, car ils sont à gap direct.

Mais en pratique, la réalisation de ces dispositifs suppose une très bonne connaissance du matériau et un contrôle parfait des impuretés [18].

- Structure cristalline

Les semi-conducteurs II-VI sont des composés polaires dont la maille élémentaire est constituée de deux éléments, un de la colonne II et l'autre de la colonne VI du tableau périodique. Réalisés en épitaxie par jets moléculaires, ils cristallisent dans la structure zinc blende et/ou wurtzite (figure VI-1). Les semi-conducteurs II-VI sont formés d'anions  $A^{2-}$  ( $A=O, S, Se, Te$ ) et de cations  $B^{2+}$  ( $B=Zn, Cd, Hg$ ). Les composés  $ZnA$  et  $CdA$  sont des semi-conducteurs alors que le  $HgA$  est un semi-métal [18].

La structure zinc blende est constituée d'un empilement de couches de type ABBCA... (La couche C étant une couche d'anions tournée de 60 degrés par rapport à l'axe c) et la structure wurtzite d'un empilement de type ABABAB..., comme le montre la figure VI-1. Cette différence d'empilement implique une différence des anions premiers voisins autour d'un cation donné (et vice-versa). Il y a 12 premiers voisins identiques pour

la structure zinc blende et deux types de premiers voisins pour la structure wurtzite, chacun au nombre de 6 [18].

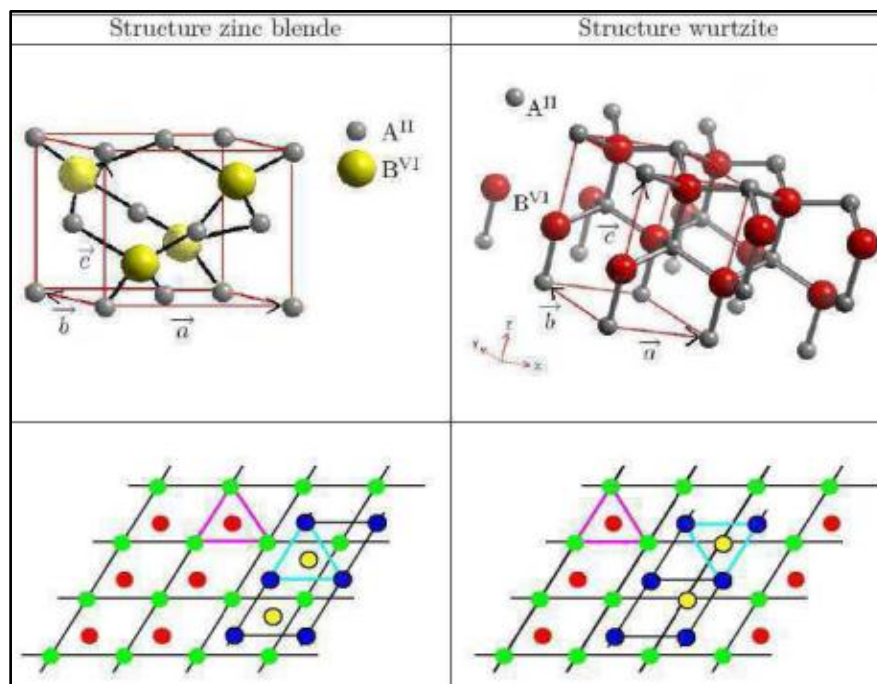


Figure VI-1 : Mailles élémentaires des structures zinc blende et wurtzite définies par les 3 vecteurs primitifs  $a, b, c$ . [18].

A gauche : empilement des couches ABCA dans la direction  $[1\ 1\ 1]$  correspondant à une structure zinc blende.

A droite : empilement des couches ABAB dans la direction de l'axe  $C_{3v}$  (axe  $c$ ) correspondant à une structure wurtzite.

- Structure électronique

La structure zinc blende appartient au groupe de symétrie  $T_d$ . En tenant compte du couplage spin-orbite, la symétrie au centre de la zone de Brillouin ( $k \approx 0$ ) se décompose en 3 niveaux, notés  $\Gamma_6$ ,  $\Gamma_7$ ,  $\Gamma_8$ . On trouve les bandes de conduction et de valence suivant ces symétries [19] :

- La bande de conduction est 2 fois dégénérée et composée de fonctions d'onde de symétrie  $\Gamma_6$  dont le moment cinétique total vaut  $J=1/2$ .

- La bande de valence est composée d'orbitales de symétries  $\Gamma_8$ . Le moment cinétique total est  $J=3/2$  donc le niveau est 4 fois dégénéré. Il est à noter que le niveau d'énergie  $\Gamma_7$  est situé encore plus bas en énergie (Fig. VI-2). Il vient de la levée de dégénérescence due au couplage spin-orbit,  $\Delta_{so}$ . Ce couplage est d'environ 1 eV dans les semiconducteurs II-VI. Le moment cinétique total de cette bande est  $1/2$ .

Figure VI-1 : Mailles élémentaires des structures zinc blende et wurtzite définies par les 3 vecteurs primitifs  $a, b, c$ .

A gauche : empilement des couches ABCA dans la direction  $[1\ 1\ 1]$  correspondant a une structure zinc blende.

A droite : empilement des couches ABAB dans la direction de l'axe  $C_{3v}$  (axe c) correspondant a une structure wurtzite [19].

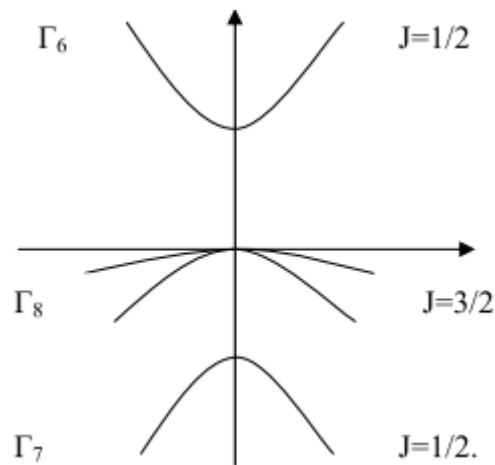


Figure VI-2 : Structure de bande complète [19].

### VI.2.2. Les semi-conducteurs III-V

Les semi-conducteurs III-V sont en majorité à gap direct. L'arséniure de gallium GaAs, avec un gap de 1,414 eV et le phosphore d'indium InP, avec un gap de 1,35 eV sont les plus utilisés surtout dans le domaine de l'optoélectronique et les lasers semi-conducteurs. La famille de semi-conducteurs III-V s'est agrandie par la venue d'un nouveau matériau, le nitrure de gallium (GaN). Également à gap direct, le gap du GaN atteint 3,43 eV à 300 K. C'est donc un matériau à grand gap, qui complète la gamme spectrale de la famille III-V, qui concurrence les composés II-VI à grand gap direct dans le domaine optoélectronique et qui concurrence les composés à grand gap indirect comme SiC et le diamant pour l'électronique haute température et forte puissance. Un atout supplémentaire, et non des moindres, est la possibilité de réaliser des alliages InGaN et AlGaN [18].

Comme dans le cas de GaAs, l'addition d'indium permet de réduire le gap jusqu'à 1,9 eV dans InN alors que l'addition d'Al permet de l'augmenter pour atteindre 6,2 eV dans AlN. Ces nitrures permettent donc de couvrir toute la gamme spectrale du proche ultraviolet et du visible. En particulier, le bleu, inaccessible aux autres semi-conducteurs, est le domaine d'excellence du GaN [18].

- Structure cristalline

Les matériaux III-V sont constitués des éléments des colonnes IIIb et Vb de la classification périodique des éléments. Ainsi, de nombreux composés binaires peuvent être réalisés. La plupart des matériaux III-V cristallisent dans la structure sphalérite dite "Zinc Blende" présentée sur (Figure VI-1). Cette structure, qui s'apparente

à celle du diamant (C, Ge, Si, etc.), est constituée de deux sous-réseaux cubique face centrée (cfc), l'un d'éléments III et l'autre d'éléments V, décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale principale.

Chaque atome se trouve donc au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un autre atome de l'autre espèce [19].

- Structure électronique

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-V, ils possèdent tous un gap direct, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin, en ( $K=0$ ). Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons de faible masse effective, donc très mobile.

Il existe par ailleurs des minima secondaires en bordure de la zone de Brillouin qui sont beaucoup plus plats, les électrons ont une masse effective beaucoup plus grande, et donc faible mobilité [19].

### VI.3. Les semi-conducteurs ternaires

#### VI.3.1. structure cristalline des ternaires

Les semi-conducteurs ternaires se présentent sous deux formes allotropiques :

##### VI.3.1.a. Sphalérite ou Zinc-Blend ( $ZnS$ )

Cette structure appartient au système cubique à faces centrées présenté sur la figure VI-1. Dans cette structure les cations sont répartis au hasard sur les sites du réseau et les anions sont aux centres des tétraèdres cationiques et forment eux aussi un réseau cubique à faces centrées [20].

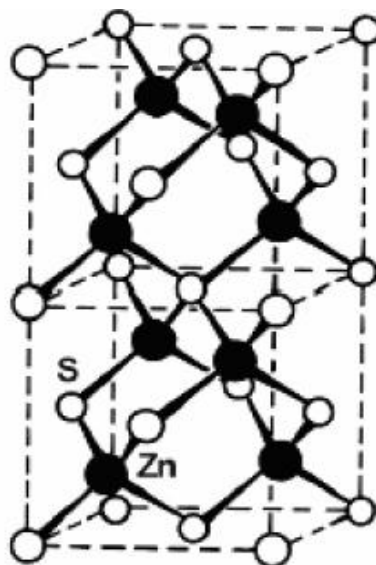


Figure VI-3-1-a: Structure Zinc blend:  $ZnS$  [20].

### VI.3.1.b. La chalcopyrite

La chalcopyrite présentée sur la figure VI-3-1-b se distingue de la sphalérite par une extension suivant l'axe «c» qui lui confère une structure quadratique. Dans ce cas, les cations ont une structure bien ordonnée, quand à l'atome de sélénium, il occupe un site tétraédrique et lié à deux atomes de cuivre et deux atomes d'indium [20].

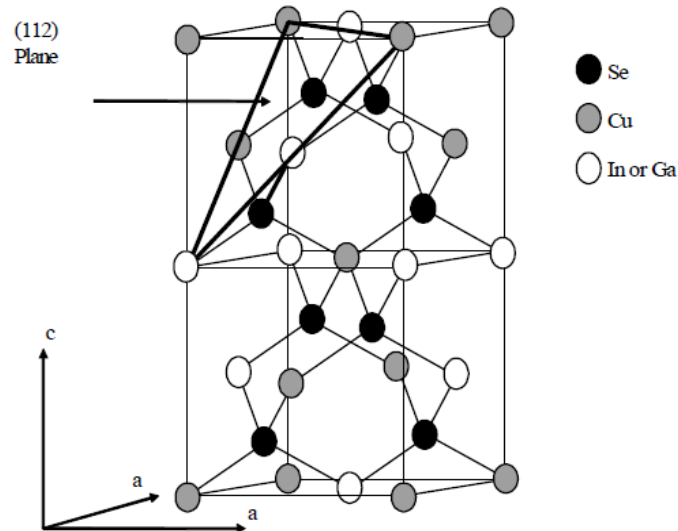


Figure VI-3-1-b: Structure chalcopyrite du  $\text{CuInSe}_2$  ou  $\text{CuGaSe}_2$  montrant le plan (112) [20].

Le passage de la structure sphalérite à la structure chalcopyrite provoque une diminution de la symétrie et un changement du volume de la maille et cela se traduit par les distances cation-chalcogène et anion donné par [21]:

$$R_{\text{Cu}-\text{ch}} = [U^2 + (1 + (c/2a)^2)/16]^{1/2} a \quad (\text{VI} - 1)$$

$$R_{\text{In}-\text{ch}} = [(U - 1/2)^2 + (1 + (c/2a)^2)/16]^{1/2} a \quad (\text{VI} - 2)$$

Le déplacement U de l'anion de sa position idéale dans une structure chalcopyrite s'écrit sous la forme :

$$U = \frac{1}{4} + (\alpha/a)^2 \text{ avec } \alpha = R_{\text{Cu}-\text{Se}}^2 - R_{\text{In}-\text{Se}}^2 \quad (\text{VI} - 3)$$

Avec U qui vaut 0.224 dans le  $\text{Cu III VI}_2$  ( $R_{\text{Cu}-\text{Se}} = 2.42 \text{ \AA}$ ), ( $R_{\text{In}-\text{Se}} = 2.60 \text{ \AA}$  et  $a = 5.77 \text{ \AA}$ ).

Le tableau VI-1 présente les paramètres cristallins c, a, c/a et la largeur de la bande interdite (E g) de quelques composés ternaires :



<b>Cu III VI<sub>2</sub></b>	<b>a (Å)</b>	<b>c (Å)</b>	<b>c/a</b>	<b>E<sub>g</sub> (eV)</b>	<b>Ref</b>
<b>CuGaSe<sub>2</sub></b>	5,356	10,435	1,948	1,68	[8]
<b>CuInSe<sub>2</sub></b>	5,78	11,62	2,007	1,02	[9]
<b>CuInTe<sub>2</sub></b>	6,198	12,474	2,0126	1,06	[10-12]
<b>CuGaTe<sub>2</sub></b>	5,979	12,148	2,031	1,3	[13-15]
<b>CuInS<sub>2</sub></b>	5,517	11,12	2,017	1,55	[16]
<b>CuGaS<sub>2</sub></b>	5,365	10,435	1,948	-	[8]

Tableau VI-1 : Les paramètres cristallins de quelques composés ternaires [21].

### VI.3.2. L'approximation du cristal virtuel (V.C.A)

La V.C.A considère que l'alliage est approximativement représenté par un réseau périodique monoatomique (virtuel) avec un potentiel atomique moyen [21].

Le semi-conducteur est supposé macroscopiquement uniforme, cependant, les fluctuations microscopiques de la composition  $A_x B_{1-x}$  sont inévitables et elles viennent du fait que la substitution d'un atome A est plus probable qu'un atome B.

Le potentiel microscopique est donné par [21] :

$$V(r) = \sum_R [(1 - \Theta_R)V_A(r - R) + \Theta_R V_B(r - R)] \quad (VI - 4)$$

La sommation est sur tout le réseau des sites A et B,  $\Theta_R$  est la probabilité variable définie par :

$$\Theta_R = \begin{cases} 0 & \text{Si on a un atome A au site R} \\ 1 & \text{Si on a un atome B au site R} \end{cases} \quad (VI - 5)$$

L'effet du désordre (fluctuation du composé) est considéré, généralement, comme une perturbation qui est calculée par le second ordre de l'approche V.C.A.

Dans le cas d'un alliage ternaire  $A_x^{III} B_{1-x}^{III} C^V$ , même en supposant le cristal parfait, le désordre peut être dû à la différence des potentiels intrinsèques des atomes A et B qui se substituent mutuellement sur les sites correspondant aux atomes du groupe III dans la blende [22].

La différence entre les potentiels intrinsèques des substituants (A et B) se traduit par des distorsions locales et les paramètres du nouveau matériau ainsi obtenu dépendront de l'amplitude de ces distorsions.

Dans l'approximation du cristal virtuel (VCA) [103-104], on considère que ces distorsions sont suffisamment faibles (théorie de perturbation du premier ordre). Pour préserver la structure de bande du cristal parfait, ce qui permet de définir une

nouvelle constante de réseau et un nouveau potentiel cristallin moyen. Ce modèle prévoit une variation linéaire des principaux paramètres dans l'alliage. En particulier, le potentiel cristallin est défini par interpolation linéaire entre ceux des composants constituant le cristal.

$$V(x) = x V_{AC} + (1-x) V_{BC} \quad (VI-6)$$

L'hamiltonien considéré dans la VCA est donné par :

$$H(x) = \frac{p^2}{2m} + V(x) \quad (VI-7)$$

Pour établir le calcul de la structure de bandes, il est nécessaire de construire le potentiel de l'alliage en fonction de la composition, en tenant compte de l'effet du désordre [23].

### VI.3.3. Propriétés physiques

Soient deux paires AC et BC appartenant à la même classe d'octets isostructuraux (A et B) sont isovalents et AC et BC sont des III-V, II-VI ou I-VII). Les propriétés physiques peuvent être représentées par une interpolation analytique simple des propriétés de ces constituants AC et BC.

Ces propriétés physiques sont notées par F ( $A_x B_{1-x} C$ ). Spécifiquement, il a été trouvé que plusieurs propriétés de tels alliages (pseudobinaires) peuvent être décrites d'une façon linéaire plus un terme quadratique [24].

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad \bar{F}(x) &= xF_{AC} + (1-x)F_{BC} & (VI-8) \\ F(x) &= \bar{F}(x) + Cx(1-x) & (VI-9) \end{aligned}$$

Où : F : étant une propriété physique quelconque.

x : fraction moléculaire (paramètre stoechiométrique).

C : est le paramètre de courbure (bowing).

#### VI.3.3.a. Constante du réseau de l'alliage ternaire

Il a été montré expérimentalement que la constante du réseau obéit à la loi de Vegard à l'exception de certains alliages où très petites déviations ont été observées. La constante est une moyenne pondérée linéairement en fonction de la composition sur les constantes du réseau des composés binaires (AC et BC) lui formant l'alliage [24].

Notons  $a(x)$  : La constante du réseau de l'alliage et  $a_{AC}$ ,  $a_{BC}$  les constantes du réseau des composés binaires AC et BC respectivement, la constante du réseau de l'alliage est donnée par :

$$a(x) = \overline{a(x)} = xa_{AC} + (1-x)a_{BC} \quad (VI-10)$$

avec  $a_{AC}$  : paramètre du réseau du composé binaire AC.

$a_{BC}$  : paramètre du réseau du composé binaire BC.

Dans ce cas le paramètre de courbure est nul.

### VI.3.3.b. Gaps d'énergie de l'alliage ternaire

Il existe une grande quantité de données expérimentales sur la structure de bande des alliages semi-conducteurs, mais pratiquement il n'y a que deux approches théoriques expliquant ces données.

Le modèle diélectrique a été utilisé par Van-Vechten et Bergstresser (1970) pour prédire la dépendance de la bande interdite dans les alliages, tandis que Jones et Lettington (1969), et Richardson (1971,1972) ont développé un modèle de calcul des structures de bandes pour les alliages en utilisant la méthode du pseudopotentiel [25].

Un grand intérêt a été accordé aux énergies de la bande interdite des alliages, et très spécialement au gap direct  $E_{\Gamma} (E_0)$ , ceci en raison de l'utilisation de ces alliages dans les dispositifs optoélectroniques.

La transition  $E_{\Gamma} (E_0)$  a lieu au centre de la zone de Brillouin.

Contrairement à la tendance de la constante du réseau  $a(x)$  qui est une moyenne pondérée  $a(x)$ , on a constaté que les gaps d'énergies deviennent considérablement de la moyenne des gaps d'énergies de ces constituants [25].

$$\bar{E}_g(x) = E_{AC} + (1 - x)E_{BC} \quad (VI - 11)$$

En effet, plusieurs mesures expérimentales de l'énergie  $E_g(x)$  peuvent être interpolées sous la forme quadratique suivante:

$$E_g(x) = \bar{E}_g(x) - Cx(1 - x) \quad (VI - 12)$$

Où  $C$  : est le paramètre de courbure optique.

Les équations (VI-11) et (VI-12) montrent que  $E_g(x)$  atteint un extremum à la concentration.

$$x_m = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\Delta E}{b} \right] \quad (VI - 13)$$

$$\Delta E = E_{BC} - E_{AC} \quad (VI - 14)$$

Correspond à une valeur de l'énergie

$$E_g(X_m) = \frac{E_{AC} + E_{BC}}{2} + \frac{\Delta E^2}{4b} - \frac{b}{4} \quad (VI - 15)$$

Le paramètre de courbure optique  $C$  des gaps d'énergie est généralement positif sauf quelques exceptions pour quelques alliages où on le trouve négatif.

Il est utile de séparer les paramètres de courbures observés  $C_{exp}$  en une sommation d'une contribution intrinsèque notée  $C_I$ , due aux effets périodiques et une seconde contribution extrinsèque  $C_{II}$  due aux effets apériodiques, d'où on peut l'écrire sous la forme suivante :

$$C_{\text{exp}} = C_I + C_{II} \quad (\text{VI-16})$$

La contribution de l'ordre  $C_I$  a été décrite largement par les modèles empiriques de la VCA, tandis que la contribution  $C_{II}$  a été évaluée par la théorie des perturbations du second ordre ou par la différence  $C_{II} = C_{\text{CPA}} - C_{\text{VCA}}$ , où  $C_{\text{CPA}}$  est le paramètre de courbure obtenu par l'approximation du potentiel cohérent incluant l'effet du désordre compositionnel et celui obtenu par le calcul de la VCA ( $C_I - C_{\text{VCA}}$ ). Les résultats de calculs de la méthode de deux bandes diélectriques couplées avec la VCA de Van-Vechten et Bergstresser (VCA-D2BM), ont montré que les effets de la VCA ( $C_I$ ) pour les alliages  $\text{ZnSe}_x\text{Te}_{1-x}$ , et  $\text{ZnS}_x\text{Te}_{1-x}$ , sont faibles [26].

Van-Vechten et ses collaborateurs ont déterminé les paramètres de courbure de plusieurs alliages ternaires III-V. Ils ont appliqué la formule suivante pour un alliage  $\text{MF}_x\text{G}_{1-x}$ . Le paramètre de courbure  $C_{II}$  extrinsèque est donné par :

$$C_{II} = \frac{C_{FG}^2}{A} \quad (\text{VI} - 17)$$

$C_{FG}$ : est la différence d'électronégativité entre les éléments F et G.

A est la largeur de bande appropriée (paramètre ajusté à l'expérience).

Avec:

$$C_{FG} = b \cdot e^2 Z \left( \frac{1}{r_F} - \frac{1}{r_G} \right) \exp(-Ks \cdot R_s) \quad (\text{VI} - 18)$$

Où :

$z$  : est le nombre de valence des ions intersubstitués F et G.

$r_F$ , et  $r_G$  : sont les rayons covalents des éléments F et G.

$b \cdot \exp(-Ks \cdot R_s)$  : est la fonction de Thomas-Fermi modifiée.

Van-Vechten et Bergstresser, ont interprété  $C_{FG}$  comme un potentiel dû aux fluctuations des charges résultantes des positions aléatoires des ions F et G.

D'un autre côté, en utilisant la méthode du pseudopotential, Heine et ses collaborateurs, ont exprimé les gaps d'énergies des éléments constituant l'alliage en fonction des potentiels symétriques et antisymétriques et en appliquant la formule (IV-6), Hill a donné l'expression du paramètre de courbure C par [26] :

$$C = \frac{a^2}{2\pi^2} [V_{AC}(111) - V_{BC}(111)]^2 \quad (\text{VI} - 19)$$

Cette expression n'est pas très utile, puisque le paramètre C dépend directement du potentiel utilisé.

Hill a aussi donné une formule qui permet de calculer le paramètre de courbure:

$$C = \frac{Zer_{AV}}{4\pi e_0} \left( \frac{1}{r_F} - \frac{1}{r_G} \right)^2 \exp\left( \frac{1}{2} s \frac{a\sqrt{3}}{4} \right) \quad (\text{VI} - 20)$$

Avec:

$$r_{AV} = \frac{1}{2} (r_F + r_G)$$

$r_F$  et  $r_G$  : rayons covalents des éléments F et G.

s: la constante d'écran.

Suivant Thomson et Woolley, le paramètre de courbure pour plusieurs alliages est donné par:

$$C = 0.3 \left( \frac{E_{AC} + E_{BC}}{2} \right)^{1/2} \quad (VI - 21)$$

$E_{AC}$  et  $E_{BC}$ : sont respectivement les gaps d'énergie des éléments AC et BC.

Pour le calcul des paramètres de courbure des énergies  $E_{\Gamma X}$  ( $E_g^X$ ) et  $E_{\Gamma L}$  ( $E_g^L$ ) on peut utiliser les expressions suivantes:

$$C_{\Gamma X} = \frac{1}{2} (C_0 + C_2) \quad (VI-22)$$

$$C_{\Gamma L} = \frac{1}{2} (C_0 + C_1) \quad (VI-23)$$

où  $C_0$ ,  $C_1$ , et  $C_2$ , représentent respectivement les paramètres de courbure des gaps d'énergies  $E_{\Gamma\Gamma}$  ( $E_0$ ),  $E_1$  ( $E_L^L$ ) et  $E_2$  ( $E_X^X$ ).

Les deux modèles théoriques utilisés pour l'interprétation des résultats expérimentaux diffèrent l'un de l'autre par leurs conclusions. En effet, les calculs par la méthode du pseudopotentiel (EPM) sont basés sur son couplage avec l'approximation du cristal virtuel (VCA) et leur succès repose sur la validité de cette dernière, tandis que Van Vechten et Bergstresser ont montré que le paramètre de courbure est dû surtout au désordre chimique (compositionnel) dans les alliages.

Expérimentalement, le gap d'énergie peut être obtenu par des expériences d'électroréflexance ou bien par des mesures de photoluminescence [25].

## VII. Conclusion

L'utilisation des matériaux composés apporte de nombreux avantages en termes de propriétés des matériaux. En effet, le but de leur fabrication est de profiter des bonnes propriétés de chaque matériau afin d'en former un qui sera mieux adapté à certaines applications. La combinaison de deux matériaux ou plus, permet donc d'améliorer les propriétés d'un matériau, est cela a fait l'objet de plusieurs études et l'intérêt de plusieurs chercheurs.

Dans ce chapitre on a présenté les propriétés des matériaux semiconducteurs, ainsi que les structures cristallines, les bandes d'énergies, et les différents alliages.

# Bibliographie

- [1] J. C. Phillips, Rev. Mod. Phys. 42, 317 (1970).
- [2] G. F. Koster, J. O. Dimmock, R. G. Wheeler, H. Statz, «Properties of the thirty-two points groups», Massachussets Institute of Technology (1969).
- [3] C. Hermann and C. Weisbuch, Phys. Rev. B15, 823 (1977).
- [4] C. Ohler, C. Daniels, A. Förster and H. Lüth, Phys. Rev. B58, 7864 (1998).
- [5] P. Y. Yu and M. Cardona, Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties, springer-Verlag, Berlin Heidelberg New-York (2001).
- [6] M. T. Yin and M. L. Cohen, Phys. Rev. B26, 5668 (1982).
- [7] A. Mircea, R. Azoulay, L. Dugrand, R. Mellet, K. Kao and M. Sacillotti , J. of Electro. Mat., vol 13, N° 3 (1984).
- [8] T. Kagawa and G. Motosugi, Jpn. J. Appl. Phys. 18, 2317 (1979).
- [9] A. Sasaki, M. Nishiuma and Y. Takeda, Jpn. J. Appl. Phys. 19, 1698 (1980).
- [10] I. M. Dolginov, L. V. Druhinina, Soviet. J. Quantum Electro. 8, 416 (1978).
- [11] H. Kano, K. Sugiyama, Electronics Letters, 16, N° 4 (1980).
- [12] J. C. Dewinter, M. A. Pollack, J. of Electro. Mat. 14, 729 (1985).

- [13] I. P. Kaminov, An introduction to electrooptic devices, Academic Press (1974); T. S. Narasimha Murty, Photoelastic and electrooptic properties of crystals, Plenum Press (1981); D. F. Nelson, Electrooptic and acoustic interactions in dielectrics, John Wiley and sons (1979).
- [14] Su-Huai Wei and Alex Zunger, Phys. Rev. 35, 2340 (1987).
- [15] P. Kiréev, « La Physique des semiconducteurs », édition Mir, Moscou (1975).
- [16] F. Aymerich, Phys. Rev. B26, 1968 (1982).
- [17] H. Abid, Thèse de doctorat d'état, Université de Sidi Bel-Abbes, (1997).
- [18] R. Glosser, J. Kinoshita and B. Rennex, Phys. Rev. Lett. 33, 1027 (1974); W. E. Spicer and G. J. Lapeyere, Phys. Rev. 139, A565 (1965).
- [19] Y. Fu and M. Willander Wen la Xu, J. Appl. Phys. 79, 3103 (1996); C. -Y. Mou and J. W. P. Hsu, Phys. Rev. B53, R7610 (1996); K. Pressel, S. Nilson, R. Heitz, A. Hoffmann and B. K. Meyet, J. Appl. Phys. 76, 3214 (1996).
- [20] J. E. Faffe and Alex Zunger, Phys. Rev. B29, (1994) 1882.
- [21] J. Mycielsky and A. M. Witowski, Phys. Stat. Sol. (b) 134, 675 (1986).
- [22] C. Nordheim, Phys. K9, 607 (1931).
- [23] R. Parmenter, Phys. Rev. 97, 587 (1955).
- [24] L. Vegard, Z.Phys. 5, 17 (1921).
- [25] J. A. Van Vechten and T. K. Bergstresser, Phys. Rev. B1, 3351 (1970).
- [26] R. Hill, J. Phys. C.: Solid. Stat. Phys. 7, 521 (1974).
- [27] Y. P. Feng, K. L. Teo, M. F. Li, H. C. Poon, C.K. Ong and J. B. Xia, J. Appl. Phys. 74, 3948 (1993).

## CHAPITRE II :

---

# *Généralités sur les transistors MESFETS GaAs*



## **I. Introduction**

Un transistor de type MESFET (*MEtal Semiconductor Field Effect Transistor*) est un transistor qui la particularité de présenter une grille métallique. Ce type de transistor apparu en 1966 et fut le premier à être fabriqué à partir d'un composé III-V. Un MESFET est constitué par un barreau de semi-conducteur de type N sur lequel sont réalisés à ses deux extrémités les contacts ohmiques de source et de drain. Entre la source et le drain, un contact Schottky matérialise l'électrode de grille. le MESFET est en fait réalisé sur un substrat semi-isolant de GaAs sur lequel on a fait croître par épitaxie ou par implantation ionique une couche active dopé avec des atomes donneurs. L'adjonction d'une couche fortement dopée permet l'accrochage des contacts ohmiques de source et de drain, ainsi que la diminution des résistances parasites de source et de drain

Les MESFET, sont très utilisés dans des circuits fonctionnant à des fréquences comprises entre 2 GHz et 100 GHz pour toutes applications d'amplification et de génération de signaux à faible et moyenne puissance. En effet, le fait de remplacer le silicium des premiers FET par un semi-conducteur tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs) a permis l'utilisation des MESFET aux fréquences micro-ondes. Cette technologie est largement utilisée actuellement. Son principe de fonctionnement repose sur le contrôle de la zone de déplétion située sous le contact métallique qui module l'épaisseur du canal de conduction et donc le courant.

## **II. Historique**

Le MESFET (MEtal Semi-conducteur Field Effect Transistor) fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. En 1966 Carver Mead proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FET par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs), puis réalisé par Hoop . Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des MESFET aux fréquences micro-ondes, et depuis cette date de nombreux travaux ont été effectués pour réaliser des transistors de plus en plus performants à base de matériau à grand gap. Les premiers résultats obtenus avec un MESFET au carbure de silicium (4H-SiC) datent de 1994 [1].

### **III. arséniure de gallium**

Le choix d'un matériau permettant d'obtenir de hautes performances en circuits intégrés ne dépend pas uniquement de ses propriétés électriques. Il résulte d'un compromis entre différents critères tels que ses propriétés métallurgiques (tenue aux divers processus technologiques, par exemple), la diversité de composants élémentaires réalisables, et la tenue en fiabilité. Pour la réalisation des circuits intégrés numériques très rapides, l'arséniure de gallium (et ses dérivés ternaires) présente de nombreux avantages.

#### **III.1. Propriétés électroniques du GaAs**

La structure de bande directe du GaAs, lui confère des propriétés électroniques intéressantes [2]:

- 1) Il se prête facilement à la réalisation de diodes Schottky de hauteur de barrière élevée à partir de métaux divers qui rendent possible la fabrication de transistors à effet de champ à jonction métal-semi-conducteur (MESFET).
- 2) Il permet, par l'épitaxie d'un composé ternaire (par exemple Ga-Al-As de largeur de bande différente), de réaliser des composants nouveaux tels que le transistor à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel (HEMT), ou encore les transistors bipolaires à hétérojonctions HBT.
- 3) Les propriétés de transport électronique du GaAs sont remarquables : mobilité très élevée ( $8000 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$  pour un matériau peu dopé), vitesse de saturation élevée ( $2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ) obtenue pour un champ électrique trois fois plus faible que pour le

silicium. Ces propriétés garantissent l'obtention de vitesses de commutation élevées sous de faibles consommations (Tableau II -1).

4) De par sa grande largeur de bande interdite, le GaAs peut être obtenu sous forme d'un semi-isolant de haute résistivité ( $10^7$  à  $10^9 \Omega.cm$ ). L'épitaxie ou l'implantation de la couche active dans ce semi-isolant, permet d'assurer l'isolation interdispositif et ainsi, d'offrir des capacités parasites entre les dispositifs et le plan de masse extrêmement faibles.

Nom	Symbole	Unités	Valeur
Structure cristalline			Zinc Blende
Paramètre cristallin	a	Å	5,63
Masse molaire	M	$g.mole^{-1}$	144,63
Masse volumique	$\rho$	$g.cm^{-3}$	5,32
Nombre atomes par unité de volume	N	$cm^{-3}$	$4,4.10^{22}$
Hauteur de la Bande Interdite	$E_g$	eV	1,42
Densité effective d'états dans la Bande de Conduction	$N_c$	$cm^{-3}$	$4,7.10^{17}$
Densité effective d'états dans la Bande de Valence	$N_v$	$cm^{-3}$	$7,0.10^{18}$
Mobilité des électrons	$\mu_n$	$cm^2.v^{-1}.s^{-1}$	$8,5.10^3$
Mobilité des trous	$\mu_p$	$cm^2.v^{-1}.s^{-1}$	$4,0.10^2$
Vitesse de saturation des électrons	$v_{sn}$	$cm.s^{-1}$	$1.10^7$
Constante diélectrique relative	$\epsilon_r$		12,9
Champ de claquage	$E_{av}$	$kV.cm^{-1}$	$3.10^2$
Affinité électronique	$\chi_s$	eV	4,07
Coefficient de dilatation thermique	$\alpha_l$	$K^{-1}$	$6,86.10^{-6}$
Chaleur spécifique	C	$J.g^{-1}.K^{-1}$	0,35
Conductivité thermique	$\lambda$	$W.cm^{-1}.K^{-1}$	0,46
Température de fusion	$T_f$	° C.	1240

Tableau III-1 : Données numériques de l'arséniure de gallium (GaAs : 300 K) [2].

### III.2. Fabrication du substrat semi-isolant GaAs

L'introduction de techniques de purification très poussées a rendu possible la fabrication de matériau GaAs intrinsèque présentant un niveau de dopage résiduel très faible (de l'ordre de  $10^{14} cm^{-3}$ ) et dont la qualité semi-isolante ne nécessite qu'une très faible teneur en impuretés de compensation. La technique Liquid- Encapsulated Czochralski (LEC)

a permis la croissance de lingots de GaAs de haute pureté. De grandes dimensions (76.2mm de diamètre), présentant de faibles dislocations ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), une stabilité remarquable et une haute résistivité convenant à l'utilisation des techniques d'implantation ionique.

De grandes plaquettes rondes orientées <100> sont maintenant disponibles pour être traitées par les équipements modernes de fabrication de semi-conducteurs.

Bien que tout ne soit pas résolu dans ce domaine, et que des progrès importants restent à faire, les améliorations apportées par l'emploi de la méthode de tirage Czochralski permettent l'implantation directe de la couche active dans le substrat semi-isolant. Ce procédé offre l'énorme avantage d'un excellent contrôle de la tension de seuil sur l'ensemble de la plaque.

Des techniques très sophistiquées faisant appel à des mesures de profils de photoluminescence, de photo courant, de photo absorption et de courant d'obscurité, permettent de juger de la quantité des impuretés, de défauts et de dislocations du cristal élaboré.

#### IV. Structure du MESFET GaAs

Les procédés de fabrication de composants à effet de champs sont regroupés dans le tableau qui suit:

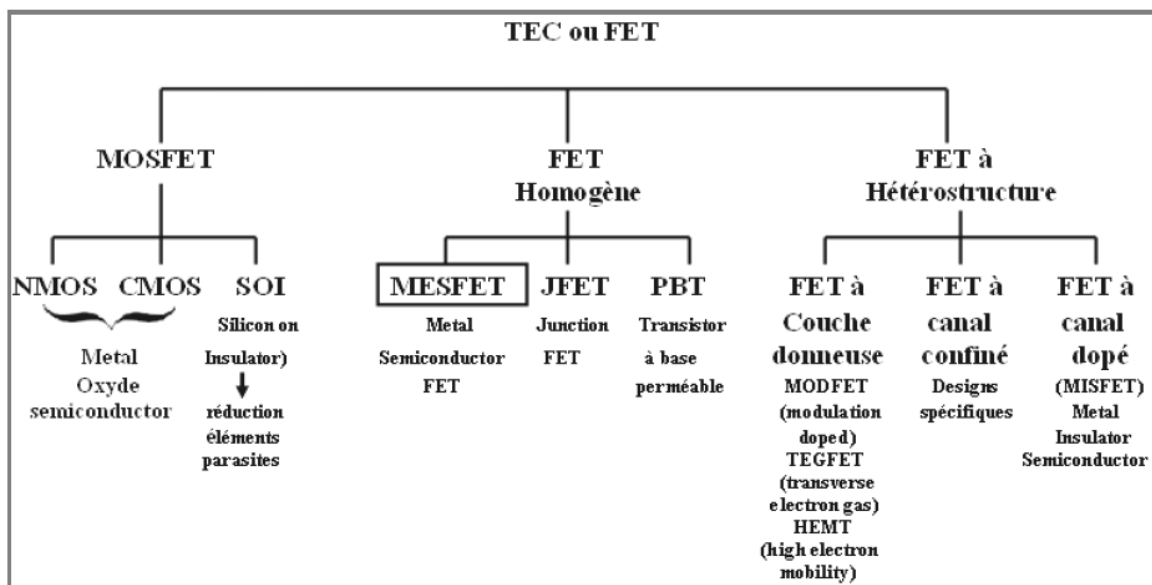


Tableau IV: Famille des transistors à effet de champ [1].

dans ce tableau on remarque que le transistor MESFET fait partie des transistors dits FET homogènes. Le MESFET à base de GaAs a reçu une très grande attention en particulier en raison de son application dans les systèmes hautes fréquences et de puissances. La

structure d'un transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky (MESFET GaAs) sous sa forme classique est représentée sur la figure IV :

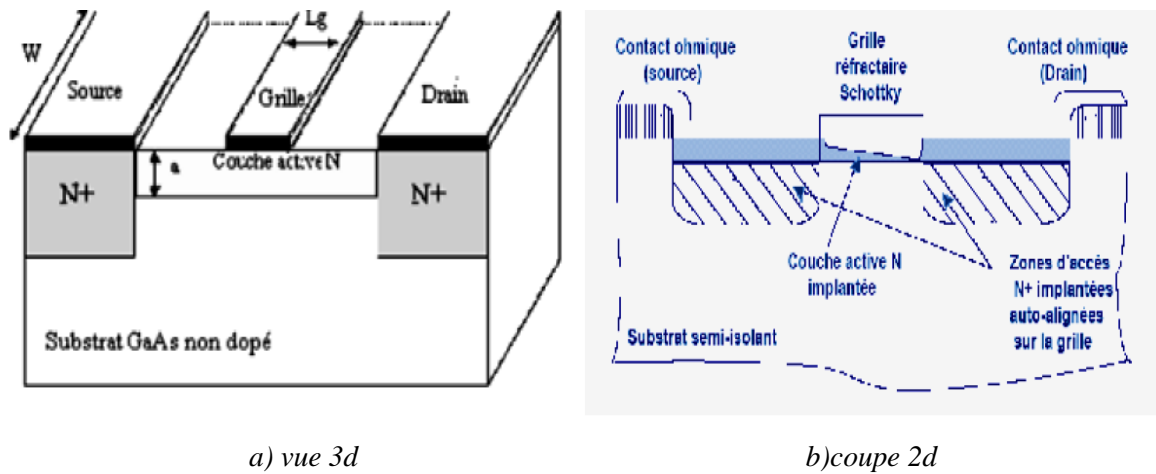


Figure IV : Vue en coupe d'un MESFET [1].

Le MESFET considéré est conçu sur un substrat GaAs semi-isolant qui doit être le moins conducteur possible et qui constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. Sur ce substrat, une fine couche active dopée N est insérée, soit par épitaxie, soit par implantation ionique. Deux zones fortement dopées N+, l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant. Les propriétés électriques de la structure sont généralement améliorées par la présence d'une couche tampon faiblement dopée entre la couche active et le substrat. Son épaisseur est de quelques microns. Elle évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky. De plus, sur la figure (IV), les principales dimensions géométriques sont représentées. La petite dimension de contact de grille  $L_g$  est appelée par convention longueur de grille du transistor. Elle détermine en grande partie la fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences elle est souvent inférieure à  $1 \mu\text{m}$ . La deuxième dimension est la largeur de grille  $W$  et elle rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de  $L_g$ . L'épaisseur « a » de la couche active est généralement de  $0.2 \mu\text{m}$  à  $0.4 \mu\text{m}$ .

## V. Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du MESFET GaAs est identique à celui du transistor à effet de champ à jonction classique JFET. La base du fonctionnement de ce dispositif est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille. Il est donc basé sur l'effet de transport des porteurs majoritaires sous l'action d'un champ électrique longitudinal dans un barreau conducteur appelé canal, dont les deux extrémités sont le drain et la source portés respectivement à des tensions  $V_d$  et  $V_s$  (on suppose que la source est portée à la masse  $V_s = 0$ ). L'épaisseur du canal est modulée par l'application d'un champ électrique transversal entre la grille et le canal [3].

La diode Schottky de grille pour les MESFETS est polarisée en inverse, elle module la section transversale disponible pour le flux du courant. Cette diminution est plus accentuée coté drain que coté source en raison de la forte polarisation du drain (figure (V-1)). Lorsque les conditions de polarisation normales pour le MESFET sont vérifiées (l'application par rapport à la source d'une tension négative sur la grille et d'une tension positive sur le drain) on constate que le courant  $I_d$  qui passe par le drain est équivalent au courant  $I_s$  qui passe par la source, ceci est dû au fait que le contact Schottky grille – canal étant sous tension inverse, le courant le traversant est négligeable devant  $I_d$  : autrement dit, le courant drain  $I_d$  est le courant traversant le canal [3].

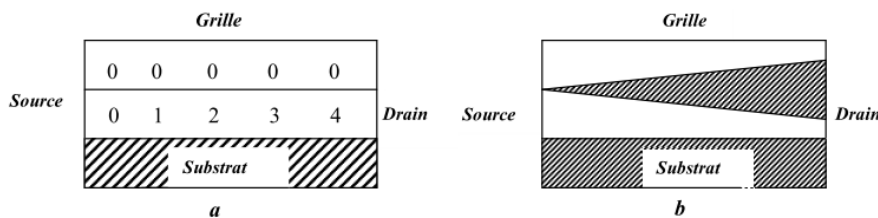


Figure V-1 : Tension inverse le long du canal ( $V_{ds} = 4\text{ V}$ ,  $V_{gs} = 0\text{ V}$ ) [3].

Pour mieux comprendre le principe de fonctionnement du MESFET, trois cas intéressants sont schématisés sur la figure (V-2) ; ils représentent la zone active du transistor sous différents régimes de polarisations [4]:

- $V_{ds} \ll V_{d\text{ sat}}$ , la tension drain source est faible, le canal peut être considéré comme équipotentiel et l'extension de la zone de charge d'espace est indépendante de l'abscisse  $x$  de position ; il ne se produit rien de particulier, le canal se comporte comme une résistance réalisée en semi-conducteur : on dit que le transistor fonctionne en régime linéaire.

- $V_{ds} \leq V_{d\text{ sat}}$ , lorsqu'on fait croître la tension drain source  $V_{ds}$ , le canal ne peut plus être considéré comme équipotentiel. La tension en un point d'abscisse  $x$  varie de  $V_s$  pour  $x=0$  (généralement on prend  $V_s=0$ ) à  $V_{ds}$  pour  $x=L$ .

Ainsi que la polarisation de la grille n'est plus uniforme, variant de  $V_g = V_{gs}$  pour  $x=0$  à  $V_g = V_{gd} = V_{gs} - V_{ds}$  pour  $x=L$ . L'extension de la zone de charge d'espace évolue tout au long du canal, elle est plus importante sous la grille du côté drain que du côté source, ce qui entraîne une augmentation de la résistance du canal et une faible variation du courant de drain avec la tension drain– source appliquée : Le régime dit de saturation ou de pincement à  $V_d = V_{dsat}$  est ainsi atteint. Notons que pour les MESFETS à canal court le champ électrique longitudinal à une valeur très importante, ce qui conduit à une dépendance entre celui-ci et la mobilité des porteurs lorsque ce champ électrique atteint une certaine valeur critique  $E_C = 5 \cdot 10^4 \text{ v.cm}^{-1}$ , la vitesse des porteurs atteint sa valeur de saturation  $v_{sat}$  qui est de l'ordre de  $2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  [4].

On conclut que la saturation du courant de drain est modulée par deux facteurs suivant la longueur du canal : La saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour les MESFETS à canal court, et le pincement du canal pour les MESFETS à canal long. En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal peut atteindre sa valeur critique  $E_C$  et amorce la saturation du MESFET.

Ainsi, lorsque le canal est suffisamment long, le champ électrique longitudinal ne peut plus atteindre sa valeur critique  $E_C$  avant le pincement du canal, et on dit que c'est le pincement qui assure la saturation [4].

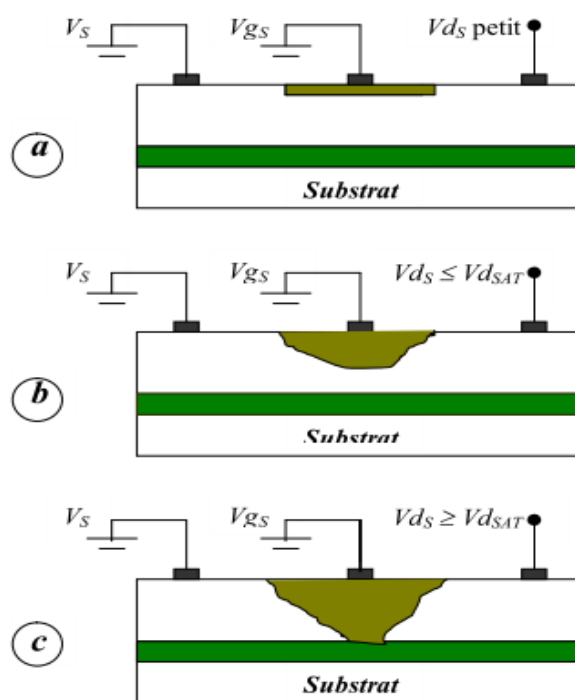


Figure V-2 : Principe de fonctionnement du MESFET

a- $V_{ds} \ll V_{dsat}$ , régime de fonctionnement linéaire.

$b-V_{ds} \leq V_{dsat}$ , régime de saturation.

$c-V_{ds} > V_{dsat}$ , régime de grille en direct [4].

- $V_{ds} > V_{dsat}$ , à cette polarisation le long du canal correspond un courant de drain  $I_d$  sensiblement constant, sa faible variation est essentiellement dû au flux des porteurs à travers le substrat.

On peut ainsi diminuer la largeur de la zone conductrice du canal par l'application d'une tension grille source importante. A partir d'une certaine valeur de  $V_g$  le canal est complètement déserté quel que soit la valeur de  $V_d$ ; on se trouve en régime de blocage ou « sous le seuil » et la tension de grille correspondante est la tension de seuil.

Lorsque la tension de grille devient positive, le courant de drain n'est plus égal au courant de source; on est alors en régime de grille en direct [4].

## VI. Le contact métal-semi-conducteur

L'hétérojonction métal semi-conducteur est fondamentale pour la réalisation des composants semi-conducteurs. Elle se présente sur tous les dispositifs sous forme de contact ohmique pour assurer la connexion entre la "puce" et le boîtier. Elle peut également se comporter comme un contact redresseur de l'électrode de grille d'un transistor à effet de champ [5].

### VI.1. Diagramme des bandes d'énergie

Pour étudier la jonction métal-semi-conducteur, il faut connaître [5] :

1. le travail de sortie du métal ( $e\phi_m$ ) : C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du niveau de fermi d'un métal et l'amener au niveau du vide.
2. l'affinité électronique du semi-conducteur ( $e\chi$ ): C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du bas de la bande de conduction d'un semi-conducteur et l'amener au niveau du vide.

La figure (VI-1) représente les niveaux d'énergies du métal et du semi-conducteur avant contact .

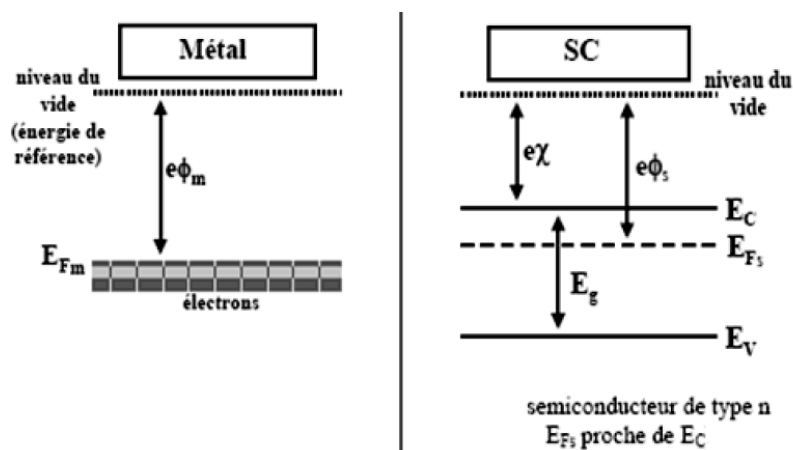




Figure VI-1 : les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.

Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel donnée par :

$$E_b = e\phi_m - e\chi \quad (VI - 1)$$

Pour un semi-conducteur de type N deux cas sont possibles:

- soit  $\phi_m \geq \phi_s$
- soit  $\phi_m < \phi_s$

### VI.1.1. Contact Schottky

C'est le cas de la figure (VI-1-1), il correspond à une différence de travail de sortie  $\phi_m - \phi_s > 0$ . Les contacts redresseurs dits communément contact Schottky bénéficient actuellement d'un regain d'intérêt, le progrès de la technologie permet de mieux exploiter ce contact.

Nous supposons pour simplifier l'étude de ce contact que le semi-conducteur est homogène avec une densité de porteurs que nous appellerons  $N_d$  pour alléger l'écriture. Nous admettons ainsi que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'états d'interface est négligeable. Nous supposons ainsi que la zone de charge d'espace est vide de porteurs et nous appelons  $h$  la largeur de cette zone [6].

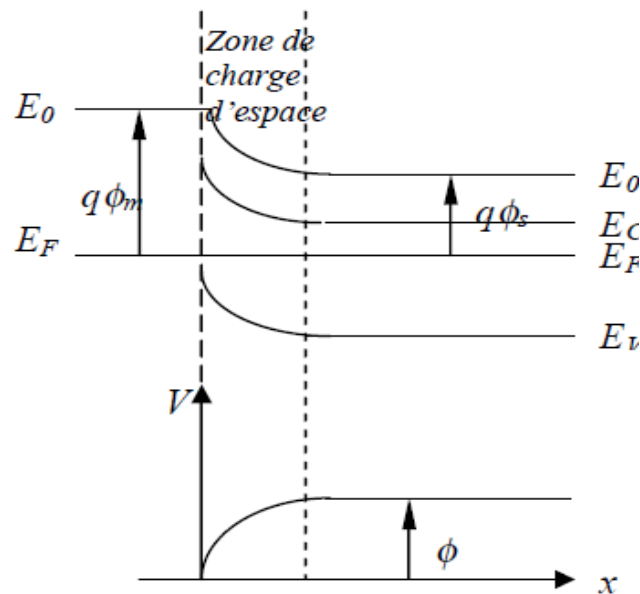


Figure VI-1-1 : bande d'énergie et diagramme de potentiel d'un contact redresseur (métal – semi-conducteur) [6].

La densité de charge dans le semi-conducteur s'écrit :

$$\rho(y) = q N_d \quad \text{pour} \quad 0 < y < h$$

$$\rho(y) = 0 \quad \text{pour} \quad y > h$$

L'équation de poisson s'écrit dans la première zone :

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qNd}{\varepsilon}(VI - 1 - 1 - 1) \quad \text{avec } \varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_{GaAs}$$

Après une première intégration, nous obtenons, avec la condition  $E=0$  pour  $y \geq h$  :

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = \frac{qNd}{\varepsilon}(y - h) \quad (VI - 1 - 1 - 2)$$

Le champ électrique est donc linéaire dans la zone de charge d'espace, sa valeur à l'interface est :

$$E_s = \frac{qNd}{\varepsilon} h$$

La répartition du potentiel s'obtient par intégration, une deuxième fois, en prenant l'origine des potentiels à l'interface, on obtient :

$$V(y) = \frac{-qNd}{\varepsilon} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) (VI - 1 - 1 - 3)$$

Le potentiel à une variation parabolique, il prend sa valeur maximale qui est la tension de diffusion  $V_{bi}$  (built in voltage) à  $y = h$ . Cette tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur :

$$qV_{bi} = q(\phi_m - \phi_s) (VI - 1 - 1 - 4)$$

Elle correspond à la différence de potentiel entre les deux bornes de la zone de charge d'espace du semi-conducteur Elle correspond à la différence de potentiel entre les deux bornes de la zone de charge d'espace du semi-conducteur :

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) = \frac{qN_D}{2\varepsilon} h^2 \quad (VI - 1 - 1 - 5)$$

D'où l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre

$$h = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} V_{bi} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (\phi_m - \phi_s) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (VI - 1 - 1 - 6)$$

Pour une structure polarisée par une tension  $V$ , la barrière de potentiel devient  $V_{bi} - V$  et la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$h(V) = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (VI - 1 - 1 - 7)$$

Revenons maintenant sur la densité des électrons qui est donnée en un point  $y$  par l'expression :

$$n(y) = N_c \text{EXP} \left[ \frac{E_c(y) - E_F}{KT} \right] \quad (VI - 1 - 1 - 8)$$

Avec

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_c KT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{pour l'arséniure gallium}$$

Dans la partie neutre de semi-conducteur, cette densité devient, en tenant compte de ce que  $E_c(Y)=E_c$  :

$$n = N_d = N_c \text{EXP} \left( -\frac{(E_c - E_F)}{KT} \right) \quad (\text{VI} - 1 - 1 - 9)$$

Dans la partie chargée du semi-conducteur, la densité des électrons s'écrit :

$$n(y) = N_c \text{EXP} \left( -\frac{(E_c - qV(Y) - E_F)}{KT} \right) \quad (\text{VI} - 1 - 1 - 10)$$

Ce qui donne en combinant (V-1-1-ç) et (V-1-1-10) :

$$n(y) = N_d \text{EXP} \left( \frac{(qV(y))}{KT} \right) \quad (\text{VI} - 1 - 1 - 11)$$

En explicitant  $V(y)$  dans cette expression, on obtient :

$$n(y) = N_d \text{EXP} \left( \frac{q^2 N_d}{2\varepsilon KT} (y - h)^2 \right) \quad (\text{VI} - 1 - 1 - 12)$$

En posant  $\lambda_{Dn} = \left( \frac{2\varepsilon KT}{q^2 N_d} \right)$  qui est la longueur de DEBYE:

$$n(y) = N_d \text{EXP} \left( \left( \frac{y - h}{\lambda_{Dn}} \right)^2 \right) \quad (\text{VI} - 1 - 1 - 13)$$

On voit clairement que la longueur de debye correspond à la longueur pour laquelle la densité des électrons libres passe de  $N_d$  à  $N_d/q$ . En d'autre terme cette longueur mesure la profondeur de pénétration des électrons dans la zone de charge d'espace.

On voit clairement que la longueur de debye correspond à la longueur pour laquelle la densité des électrons libres passe de  $N_d$  à  $N_d/e$ . En d'autre terme cette longueur mesure la profondeur de pénétration des électrons dans la zone de charge d'espace [6].

### VI.1.2. Contact Ohmique

Cas qui correspond à  $\phi_m < \phi_s$

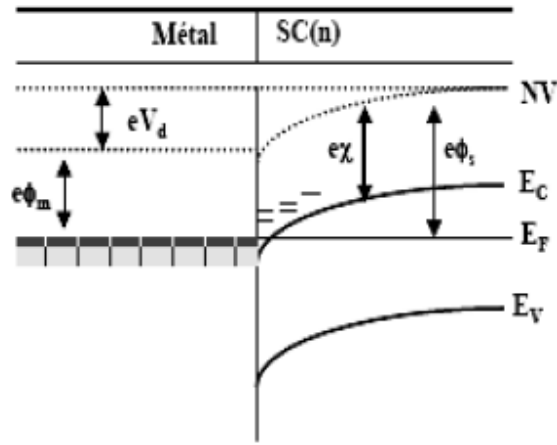


Figure VI-1-2 : Niveau d'énergie lorsque  $\phi_m < \phi_s$ . ( $V_d$  : tension de diffusion) [7].

Lorsque les deux matériaux (métal et semi-conducteur) sont mis en contact, le travail de sortie du métal étant inférieur à celui du semi-conducteur, les électrons sortent du métal pour entrer dans le semi-conducteur et font apparaître ainsi dans le métal un déficit d'électrons, localisé à la surface, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas, des bandes de valence et de conduction (figure: VI-1-2). Si on polarise la structure tous les électrons supplémentaires, par rapport au régime d'équilibre, qui arrive à l'interface dans le semi-conducteur passent librement dans le métal et vice versa: on se trouve dans le cas d'un contact ohmique [7].

## VI.2.Barrière de potentiel et zone de charge d'espace

Considérons la structure métal semi-conducteur de type N, avec  $\phi_m \geq \phi_s$ . On obtient la distribution du potentiel dans la zone de charge d'espace en intégrant l'équation de Poisson. Nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité de porteurs que nous appellerons  $N_d$  pour alléger l'écriture. Nous admettrons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'état d'interface est négligeable. Nous ferons l'hypothèse de la zone de charge d'espace vide de porteurs et nous appellerons  $h$  la largeur de cette zone. Ainsi la densité de charges dans le semi-conducteur s'écrit [8]:

$$0 < y < h \quad \rho(y) = qN_d \quad (VI - 2 - 1 - a)$$

$$y > h \quad \rho(y) = 0 \quad (VI - 2 - 1 - b)$$

L'équation de poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qN_d}{\varepsilon} \quad \text{avec } \varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_{GaAs} \quad (VI - 2 - 2)$$

En intégrant une première fois avec la condition  $E=0$  pour  $y \geq h$  on obtient :

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qNd}{\epsilon}(y - h)$$

Le champ électrique varie linéairement dans la zone de charge d'espace sa valeur à l'interface est :

$$E_s = -\frac{qNd}{\epsilon}h \quad (VI - 2 - 5)$$

En intégrant une deuxième fois, et en prenant l'origine des potentiels à l'interface, on obtient :

$$V(y) = -\frac{qNd}{\epsilon}\left(\frac{y^2}{2} - hy\right) \quad (VI - 2 - 6)$$

Le potentiel à une variation parabolique, il prend sa valeur maximale qui est la tension de diffusion  $V_{bi}$  (built in voltage) à  $y=h$ . la tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur.

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \quad (VI - 2 - 7)$$

Elle correspond à la différence de potentiel entre la surface du semi-conducteur et le volume, c'est-à-dire aux bornes de la zone de charge d'espace du semi-conducteur.

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) = -\frac{qNd}{\epsilon}\left(\frac{h^2}{2} - h^2\right) = \frac{qNd}{2\epsilon}h^2 \quad (VI - 2 - 8)$$

D'où la largeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre :

$$h = \left[\frac{2\epsilon}{qNd}V_{bi}\right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\epsilon}{qNd}(\phi_m - \phi_s)\right]^{\frac{1}{2}} \quad (VI - 2 - 9)$$

Si la structure est polarisée par une tension extérieure  $V$ , supposée positive dans le sens direct c'est-à-dire quand le métal est polarisé positivement par rapport au semi-conducteur, la barrière de potentiel devient  $(V_{bi}-V)$  et la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$h(V) = \left[\frac{2\epsilon}{qNd}(V_{bi} - V)\right]^{\frac{1}{2}} \quad (VI - 2 - 10)$$

Ceci reste vrai tant que la zone de charge d'espace existe.

Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du côté drain que du côté source, on exprime les épaisseurs  $h_s$  et  $h_d$  compte tenu de la polarisation du transistor  $V=V_{gs}$  coté source et  $V=V_{gs}-V_{ds}$  coté drain :L'expression (VI-2-10) permet d'écrire (jonction abrupte).

$$h_s = \left[\frac{2\epsilon}{qNd}(V_{bi} - V_{gs})\right]^{\frac{1}{2}} \quad h_d = \left[\frac{2\epsilon}{qNd}(V_{bi} - V_{gs} + V_{ds})\right]^{\frac{1}{2}} \quad (VI - 2 - 11)$$

$$\text{Or } V_{gd} = V_{gs} - V_{ds} \quad (\text{VI} - 2 - 12)$$

Sachant que  $V_{ds} > 0$ , alors  $V_{gd} < V_{gs}$ , ce qui implique  $h_d > h_s$ . Ce fait explique que la zone désertée est plus importante du côté drain que du côté source.

### VI.3. Courants dans la diode schottky

#### VI.3.1. En polarisation directe

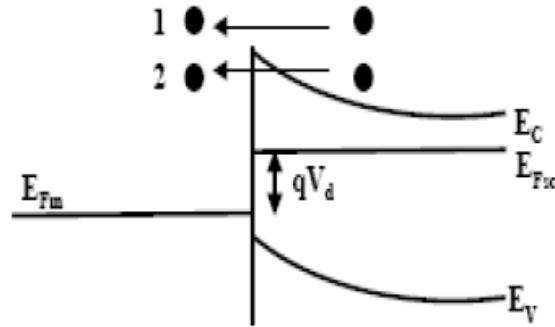


Figure VI-3-1 : Schéma de déplacement des porteurs à l'interface [8].

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation en direct (Figure VI-3-1) [8]:

- émission thermoïonique : passage des électrons au-dessus de la barrière de potentiel
- effet tunnel : les électrons passent au travers de la barrière, effet quantique (second ordre).

#### VI.3.2. En polarisation inverse

Les phénomènes sont équivalents, à part que la hauteur de barrière vue par les électrons du métal reste quasiment constante en fonction de la polarisation (c'est la valeur  $qE_b$ ).

Ainsi, la composante principale correspond au courant thermoïonique.

Ce résultat s'obtient en intégrant, dans l'espace des vitesses, la densité d'électrons se déplaçant sous l'action du champ électrique. On obtient une relation de la forme [8] :

$$J_{sc \rightarrow M} = J_s \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad (\text{VI} - 2 - 13)$$

$$\text{Avec } J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qE_b}{KT}\right) \quad \text{et} \quad A^* = \frac{4\pi q k^2 m^*}{h^3}$$

( $A^*$  : Constante de RICHARDSON)

Dans l'autre sens, en première approximation, la hauteur de barrière ne varie pas et le courant est quasiment constant. Par annulation du courant à l'origine :

$$J_{M \rightarrow sc} = -J_s \quad (\text{VI} - 2 - 14)$$

Le courant total est donc, pour des tensions raisonnables supérieures à la tension d'avalanche  $V_{br}$  (Figure VI-3-2) :

$$J = J_s \exp\left(\frac{qV}{KT} - 1\right) \quad (VI - 2 - 15)$$

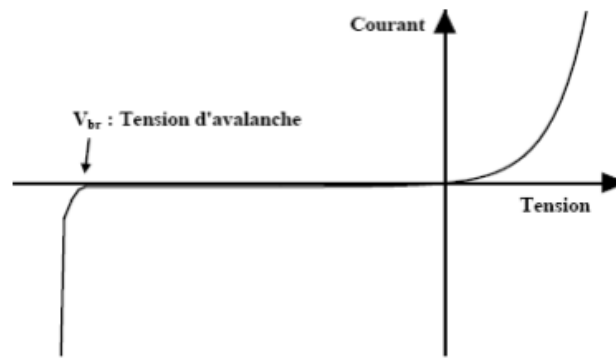


Figure VI-3-2 : Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky [8].

### VI.3.3. Le claquage par avalanche

En inverse, pour des polarisations très importantes, le champ électrique devient très grand dans le semi-conducteur, les électrons accélérés par ce dernier peuvent gagner beaucoup d'énergie et ramener des électrons issus de la bande de valence vers la bande de conduction c'est le claquage par avalanche.

De plus, pour les composants réels, il existe un certain nombre de composantes parasites de courant qui induisent un ralentissement de sa montée pour les tensions de polarisation positive qui perd ainsi son caractère purement exponentiel.

Compte tenu de ces phénomènes on rajoute alors un paramètre  $\eta$  dans l'expression du courant, appelé COEFFICIENT D'IDEALITE [7].

On écrit donc la densité de courant :

$$J = J_s \exp\left(\frac{qV}{\eta KT} - 1\right) \quad (V - 2 - 16)$$

### VI-4: Capacité d'entrée

L'expression finale de la largeur de la zone de charge d'espace montre que toute variation de la tension  $V$  entraîne une modulation de la profondeur  $h(v)$  et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semi-conducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle.

La charge d'espace est donnée par [7]:

$$Q_{sc} = -Q_m = qNd h = [2\epsilon qNd(Vd - V)]^{\frac{1}{2}} \quad (VI - 2 - 17)$$

La capacité différentielle est donnée par :

$$C(V) = \left|\frac{dQ}{dV}\right| = \left(\frac{\epsilon qNd}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot (Vd - V)^{-\frac{1}{2}} = \frac{\epsilon}{h} \quad (VI - 2 - 18)$$

Cette capacité est équivalente à celle d'un condensateur plan d'épaisseur  $h$ .

On peut écrire l'expression de  $C(V)$  sous forme:

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\epsilon q N d} (Vd - V) \quad (VI - 2 - 19)$$

## VII. Mécanismes de transport des charges

Pour des cristaux semi-conducteurs isothermes où les flux de chaleurs sont négligeables et en tenant compte des gradients de potentiel et de concentration des porteurs, deux mécanismes peuvent être à l'origine du déplacement des porteurs de charges, c'est – à –dire des courants : la conduction et la diffusion.

- Pour un champ électrique  $E$  qui règne dans le semi-conducteur, il existe une densité de courant  $J_n$  ( $J_p$ ) relative aux électrons et aux trous [7] :

$$J_n = q\mu_n n E \quad (VII - 1)$$

$$J_p = q\mu_p p E \quad (VII - 2)$$

- Lorsque les porteurs libres ne sont pas uniformément distribués dans le cristal, ilssubissent un processus de diffusion caractérisé par un gradient de concentration des porteurs.

Les densités de courant des électrons et des trous qui leur sont associées sont données par :

$$J_n = qD_n \nabla n \quad (VII - 3)$$

$$J_p = -qD_p \nabla p \quad (VII - 4)$$

$D_n$  et  $D_p$  sont les constantes de diffusion des électrons et des trous.

Lorsque dans un semi-conducteur les deux mécanismes sont présents, le courant total s'écrit:

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \nabla n \quad (VII - 5)$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \nabla p \quad (VII - 6)$$

$$\text{Avec } D_n = \frac{KT\mu_n}{q}, \quad D_p = \frac{KT\mu_p}{q}$$

Ainsi les équations de transport des porteurs de charge sont données par les équations de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n - qG \quad \text{pour les électrons} \quad (VII - 7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla J_p - qG \quad \text{pour les trous} \quad (VII - 8)$$

$G$  est le taux de génération recombinaison supposé identique pour les électrons et les trous : c'est la différence entre le nombre de porteurs générés ou créés et ceux qui disparaissent ou capturés pendant l'unité de temps et dans l'unité de volume [7]:



$$G = g_n(p) - r_n(p) \quad (VII - 9)$$

Dans un contact Schottky dit unipolaire, le courant est assuré par un seul type de porteurs qui sont les électrons.

En effet, si on se limite à un système unidimensionnel on peut obtenir à partir des équations (VII-5) et (VII-7) :

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\overline{D}_n \int_J^c dy}{\overline{D}_p \int_J^c dy} \quad (VII - 10)$$

$\overline{D}_n$  et  $\overline{D}_p$  sont les constantes de diffusion "effective" définies par:

$$\overline{D}_p = \frac{\int_N n dy}{\int_N \frac{n}{D_p} dy} \quad (VII - 11)$$

L'intégrale est étendue sur toute la région n.

$$\overline{D}_n = \frac{\int_P p dy}{\int_P \frac{p}{D_p} dy} \quad (VII - 12)$$

L'intégrale est étendue sur toute la région p

On voit clairement d'après l'équation (VII-10) que  $J_p / J_n$  pour un contact Schottky sur substrat [7]

n ; C'est le courant d'électrons qui constitue l'essentiel du courant total.

### VIII. calcul du potentiel et du champ électrique

Le potentiel dans la zone de charge d'espace du canal est donné par l'intégration de l'équation de poisson [9]:

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{d^2 \psi}{dy^2} + \frac{d^2 \psi}{dz^2} = - \frac{\rho(x, y; z)}{\epsilon} \quad (VIII - 1)$$

Pour simplifier l'étude, on cherche toujours à avoir un dopage homogène du canal. Et pour des raisons liées aux techniques de fabrication ceci est impossible de sorte qu'on a  $N_d = N_d(y)$ . On admet en outre que tous les donneurs sont ionisés à température ambiante. Ainsi la densité de charge d'espace dans le semi-conducteur sous la grille s'écrit [9]:

$$\rho(x, y) = q \cdot (N_d(y) - n(x, y)) \quad (VIII - 2)$$

Avec :  $n(x, y)$ , la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace.

-Pour des raisons de symétrie le potentiel est constant suivant la direction Z, de sorte que :  $\frac{d^2 \psi}{dz^2} = 0$

En outre, si on admet que la longueur du canal est beaucoup plus importante que l'épaisseur dans la zone de charge d'espace, la variation du champ électrique suivant la direction à la structure est beaucoup plus importante que dans la direction longitudinale. L'équation de poissonse ramène à [9]:

$$\frac{d^2\psi(x, y)}{dy^2} = -\frac{q}{\varepsilon}Nd(x, y) \quad (VIII - 3)$$

On intègre les deux membre (VIII-3) entre  $h(x)$  à  $y$ , avec la condition  $\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$

en  $y=h$  ; on obtient :

$$\frac{d\psi(x, y)}{dy} = -\frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y q \cdot Nd(x, y)dy = \frac{1}{\varepsilon} \left( \int_0^{h(x)} q \cdot Nd(x, y)dy - \int_0^y q \cdot Nd(x, y)dy \right) \quad (VIII - 4)$$

Dans l'hypothèse graduelle, le champ électrique de la zone de charge d'espace n'a qu'une composante verticale  $E_y(x, y)$  donnée par:

$$E_y(x, y) = -\frac{d\psi(x, y)}{dy} \quad (VIII - 5)$$

ainsi l'expression du champ électrique de la zone de charge d'espace reliée au dopage et à la pénétration  $h(x)$  est donnée par :

$$E_y(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \left( \int_0^y q \cdot Nd(x, y)dy - \int_0^{h(x)} q \cdot Nd(x, y)dy \right) \quad (VIII - 6)$$

Nous introduirons pour traiter les problèmes de charge de canal et de charge d'espace la fonction intégrale du dopage [6].

$$Q(y) = \int_0^y \rho(x, y)dy = q \cdot \int_0^y N_d(x, y)dy \quad (VIII - 7)$$

$$\text{Ainsi: } \frac{d\psi(x, y)}{dy} = \frac{1}{\varepsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \quad (VIII - 8)$$

Le potentiel électrostatique  $\psi(x, y)$  dans la zone charge d'espace à l'abscisse  $x$  est donné par une deuxième intégration de l'équation de poisson de  $y=0$  à  $y=h(x)$  :

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)]dy \quad (VIII - 9)$$

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \left[ h(x) \cdot Q(h(x)) - \int_0^{h(y)} Q(y)dy \right] \quad (VIII - 10)$$

Après une intégration par parties, on aboutit à l'expression finale du potentiel dans la zone de charge d'espace :

$$\psi(x, y) = \frac{q}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy \quad (VIII - 11)$$

La valeur maximum de  $h(x)$  est  $h_{\max} = a$ . Lorsque  $h$  atteint cette valeur en un point du canal, celui-ci est obturé et le régime de pincement est atteint.  $\psi(L, a)$  correspondante est appelée tension de pincement  $V_p$

$$V_p = \psi(L, a) = \frac{q}{\varepsilon} \int_0^a y N_d(x, y) dy \quad (VIII - 12)$$

Par ailleurs on peut en déduire  $V(x, y)$ , l'expression de la tension du canal dans le plan  $x$ :

$$V(x, y) = \psi(x, y) + V_g - V_{bi} \quad (VIII - 13)$$

Et par conséquent :

$$V(x, y) = \frac{q}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy + V_g - V_{bi} \quad (VIII - 14)$$

La composante  $E_x(x)$  du champ électrique dans le canal est donnée par :

$$E_x(x) = \frac{dV(x, y)}{dx} \quad (VIII - 15)$$

En développant  $\frac{dV(x, y)}{dx}$  sous la forme  $\frac{dV(x, y)}{dh(x)} \cdot \frac{dh(x)}{dx}$ ,

telle que la dérivée de l'expression (VIII-14) donne :

$$\frac{dV(x, y)}{dh(x)} = \frac{q}{\varepsilon} \cdot h(x) \cdot N_d(h(x))$$

ce qui permet d'écrire l'expression de  $E_x(x)$  sous la forme :

$$E_x(x) = -\frac{q}{\varepsilon} \cdot h(x) \cdot N_d(h(x)) \frac{dh(x)}{dx} \quad (VIII - 16)$$

Pour un dopage uniforme, et pour une zone de charge d'espace vide de porteurs, on a:

$$N_d(x, y) = N_d$$

On remplaçant  $N_d(x, y)$  par  $N_d$  dans les expressions (VIII-6), (VIII-14), (VIII-16) on obtient:

$$E_y(x) = \frac{q \cdot N_d}{\varepsilon} (y - h(x)) \quad (VIII - 17)$$

$$V(x) = \frac{q N_d}{2\varepsilon} h^2(x) + V_g - V_{bi} \quad (VIII - 18)$$

$$E_x(x) = -\frac{q \cdot N_d}{\varepsilon} h(x) \cdot \frac{dh(x)}{dx} \quad (VIII - 19)$$

Pour expliciter le champ électrique et le potentiel, il faut connaître l'expression de  $h(x)$ . Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous permettra de calculer en utilisant les propriétés des triangles semblables l'expression de  $h(x)$  en fonction de  $h_s$  et  $h_d$ , ses valeurs coté source et coté drain respectivement [9]:

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad (VIII - 20)$$

## IX. Courant de drain dans le canal

La densité du courant de drain en un point de coordonnées  $x, y, z$  du canal est simplement donnée par la loi d'Ohm [9] :

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \quad (IX - 1)$$

Dans la mesure où  $\rho(x, y)$  représente la densité de charges fixes dans la région dépeuplée (c-à-d  $qN_d(x, y)$ ), la densité de charges mobiles dans la région conductrice du canal en un point  $(x, y, z)$  pour un transistor à canal n est donnée par  $-\rho(x, y)$ .

La conductivité du canal et la densité de courant s'écrivent donc [9] :

$$\sigma(x, y, z) = \sigma(x, y) = \rho(x, y) \cdot \mu(E_x) \quad (IX - 2)$$

$$J_x = \rho(x, y) \mu(E_x) \cdot E_x \quad (IX - 3)$$

$\mu(E_x)$  est la mobilité des électrons qui dépend du champ électrique.

Le courant de drain, compté positivement dans le sens drain-source, est obtenu en intégrant

(- $J_x$ ) sur toute la section conductrice du canal :

$$I_d = - \int_s J_x ds = - \int_0^L \int_h J_x dz dy = -Z \mu(E_x) \cdot E_x(x) \int_h \rho(x, y) dy \quad (IX - 4)$$

$$I_d = -z \mu(E_x) \cdot E_x [Q(a) - Q(h)] \quad (IX - 5)$$

Soit :

$$I_d = \frac{qZ}{\varepsilon} \cdot \mu(E_x) \cdot h(x) \cdot N_d(h) \cdot [Q(a) - Q(h)] \cdot \frac{dh(x)}{dx}$$

$$I_d \cdot dx = \frac{qZ}{\varepsilon} \cdot \mu(E_x) \cdot h(x) \cdot N_d(h) \cdot [Q(a) - Q(h)] \cdot dh(x) \quad (IX - 6)$$

On obtient l'expression finale du courant de drain en intégrant sur tout le barreau, c'est-à-dire de  $x=0$  à  $x=L$ , et de  $h=h_s$  à  $h=h_d$ . Le courant étant conservatif,  $I_d$  est constant :

$$I_d = \frac{qZ}{\varepsilon \cdot L} \int_{h_s}^{h_d} \mu(E_x) \cdot h(x) \cdot N_d(h) \cdot [Q(a) - Q(h)] \cdot dh(x) \quad (IX - 7)$$

En supposant une mobilité constante  $\mu_n$ :

$$I_d = \frac{q^2 \cdot Z \cdot \mu_n \cdot N_d^2}{\varepsilon \cdot L} \int_{h_s}^{h_d} h(x) \cdot (a - h(x)) dh(x) \quad (IX - 8)$$

En utilisant des intégrales simples, l'expression du courant est obtenue par la relation:

$$I_d = \frac{(q \cdot N_d)^2 \cdot Z \cdot \mu_n}{\varepsilon \cdot L} \left[ \frac{a}{2} (h_d^2 - h_s^2) - \frac{1}{3} (h_d^3 - h_s^3) \right] \quad (IX - 9)$$

$h_s$  et  $h_d$  sont données par les expressions suivantes :

$$h_s = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2}$$

$$h_d = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g + V_d) \right]^{1/2}$$

En définissant le courant de pincement par :

$$I_d = \frac{(q \cdot N_d)^2 \cdot Z \cdot \mu_n a^3}{2\varepsilon \cdot L} \quad (IX - 10)$$

Et la tension de pincement  $V_p$  par :

$$V_p = \frac{qN_d}{2\varepsilon} a^2 \quad (IX - 11)$$

L'expression générale du courant dans le canal  $I_d$  devient :

$$I_d(V_d, V_g) = I_p \left[ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (IX - 12)$$

Cependant, cette équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des deux tensions de polarisation se réécrit différemment, selon le régime de fonctionnement du transistor et qui dépend essentiellement de la valeur de la tension de drain  $V_d$ . Ces régimes sont :

- Le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain  $V_d$ .
- Et dans le deuxième cas, le courant se sature à la valeur  $I_{dsat}$ . Cette région de caractéristique est connue comme étant la région de saturation.

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (IX-12), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes [9]:

-Régime linéaire

La tension de drain dans ce régime obéit à la condition suivante :  $V_d \ll V_{bi} - V_g$

L'équation ( IX-12) se réécrit:

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} \cdot V_d \quad (IX - 13)$$

Lorsque  $V_d = V_{bi} - V_g$  quelle que soit la valeur de  $V_d$ , la tension de grille correspondante est appelé la tension de seuil  $V_t$ .

-Régime saturé

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation ( IX-12), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :

$$V_d = V_{dsat} = V_p - V_{bi} + V_g \quad (IX - 14)$$

$$I_{dsat} = I_p \left[ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (IX - 15)$$

## X. Transconductance et conductance

L'expression de  $I_d$  permet de calculer les deux paramètres fondamentaux du transistor que sont la transconductance  $g_m$ , et la conductance du canal appelée plus communément conductance de drain  $g_d$  [10].

La transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor : elle représente la variation du courant dans le canal modulé par la tension de grille, à tension drain source constante.

La transconductance est donnée par [10]:

$$g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \text{ à } V_d = \text{constante} \quad (X - 1)$$

Dans la région linéaire,  $g_m$  est obtenue à partir de l'équation ( IX-13 ) :

$$g_m = \frac{Z\mu_n}{L} (2\varepsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (X - 2)$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation ( IX-15 ) :

$$g_{ms} = \frac{Z\mu_n}{L} (2\varepsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (X - 3)$$

La conductance traduit la résistance du canal : c'est la variation du courant de drain en fonction de la variation de la tension  $V_d$  à polarisation de grille constante.

Son expression est donnée par [10]:

$$g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} \text{ à } V_g = \text{constante} \quad (X - 4)$$

De l'équation ( IX-15 ) on trouve l'équation de la conductance dans la région linéaire :

$$g_d = \frac{Z\mu_n}{L} (2\varepsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} \right] \quad (X - 5)$$

La conductance du canal dans le régime de saturation est parfaitement nulle, et le courant  $I_{dsat}$  ne dépend pas de la tension de drain  $V_d$ .

$$g_d = 0 \quad (X - 6)$$

## **XI. Le substrat semi- isolant**

La technologie très avancée des circuits logiques à base de MESFET a atteint aujourd'hui des taux d'intégration de 20 à 30000 composants par puce. Une des limitations de l'intégration vient du phénomène d'interaction entre les différents éléments du circuit intégrés. La nécessité de l'isolation électrique entre différents composants actifs constituant le circuit intégré fait l'objet de la technologie semi-conductrice actuelle [11].

Afin de supprimer cette interaction on fait croître la couche active des MESFETS sur un substrat semi – isolant, ce dernier est soit compensé par du chrome, soit intrinsèque.

Le substrat semi isolant nécessaire à la réalisation des dispositifs peut être réalisé par cristallisation à partir d'une phase liquide suivant deux méthodes principales : la méthode de BRIDGMAN et celle de CZOCHRALSKI. Dans les deux méthodes on utilise un germe pré orienté  $\langle 100 \rangle$  dans l'arséniure de gallium liquide à la température de fusion  $1240^\circ\text{C}$  . L'état semi isolant du matériau GaAs est obtenu par compensation des impuretés peu profondes, par un ou plusieurs centres en densités plus élevées au milieu de la bande interdite [11].

### **XI.1. Substrat compensé " chrome "**

Généralement ce type de substrat est tiré par la méthode de BRIDGMAN. Un dopage au chrome en concentration adéquate introduit un niveau profond au milieu de la bande interdite de nature accepteur, il permet de compenser les niveaux résiduelle (Si, Se, ...) et donne au matériau le caractère semi isolant [11].

L'inconvénient de ce genre de substrat est l'important coefficient de diffusion du chrome [10].

### **XI.2. Substrat non intentionnellement dopé**

Tiré suivant la méthode de CZOCHRALSKI ce type de semi-isolant est caractérisé par cette famille de donneurs EL 2 qui compensent les accepteurs résiduels peu profonds.

Le centre EL 2 est d'origine physico-chimique, il peut être introduit suivant plusieurs techniques ; l'irradiation par un faisceau d'électrons ou de neutrons rapides et l'une de ces méthodes, crée des antisites de densité allant jusqu'à  $10^{11}$  atomes / $\text{cm}^{-3}$  [11]. Rappelons que le GaAs est un semi-conducteur univalent (un seul minimum de la bande de conduction situé en  $k=0$  au point G) et à gap direct (le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au même point de l'espace k).

La figure (XI-2) représente la structure des bandes d'énergie suivant les directions de plus haute symétrie de l'espace réciproque, c'est-à-dire suivant les directions  $\Delta(001)$  et  $\Lambda(111)$ , la bande interdite est hachurée. Sur le tableau (XI-2) on trouve quelque caractéristique du GaAs [11].

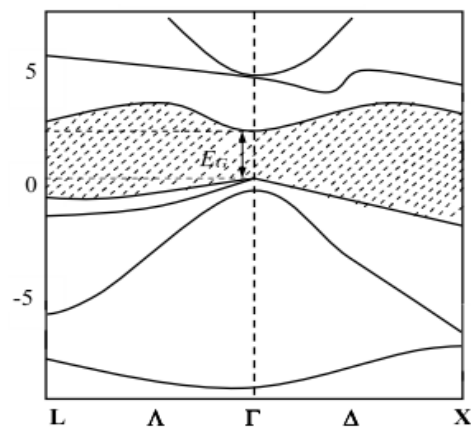


Figure XI-2 : Structure de bande d'énergie de GaAs dans la direction de haut symétrie  $\Delta$  et  $\Lambda$ .  
Echelle des énergies en eV [11].



Propriétés	GaAs
Nombre d'atome( $s/cm^3$ )	$4.42 \cdot 10^{22}$
Poids atomique ( $gr/mole$ )	144.63
Structure cristalline	Zinc blinde
Densité ( $gr/cm^3$ )	5.32
Constante diélectrique	13.1
Densité effective d'états dans B.C. ( $cm^{-3}$ )	$N_C = 4.7 \cdot 10^{17}$
Densité effective d'états dans B.V. ( $cm^{-3}$ )	$N_V = 6 \cdot 10^{18}$
Affinité électronique ( $V$ )	4.07
Largeur de la bande interdite ( $eV$ )	1.424
Concentration intrinsèque des porteurs ( $cm^{-3}$ )	$1.79 \cdot 10^6$
Résistivité intrinsèque ( $\Omega \cdot Cm$ )	$10^8$
Température de fusion ( $^{\circ}C$ )	1238
Durée de vie des porteurs minoritaires ( $s$ )	$\sim 10^{-8}$
Mobilité d'entraînement ( $Cm^2/V.s$ )	
Trous	400
Electrons	8500
Vitesse d'entraînement ( $Cm/s$ )	$2 \cdot 10^7$

Tableau XI-2 : propriétés du GaAs à  $300^{\circ} K$  [11].

## XII. Amélioration des structures MESFETs GaAs

Afin d'améliorer les performances des transistors à effet de champ, plusieurs techniques de réalisation ont été proposées. Nous allons présenter quelques-unes dépendantes de la forme de la grille pour les transistors MESFET GaAs [12].

### XII.1. MESFET à grille creusée

Pour améliorer la commande du transistor, une grille enterrée est réalisée. Cette structure est réalisée en creusant, par attaque chimique ou gravure plasma, une tranchée dans le semi-conducteur entre les contacts de source et de drain. Ensuite, le métal de grille est pulvérisé au fond de cette tranchée. Par cette méthode les résistances d'accès dues à la zone latérale non contrôlée par la grille diminuent [figure (XII-1)] [13].

Ce procédé a cependant l'inconvénient d'augmenter la complexité des opérations technologiques, on lui préfère souvent la technique de l'implantation

ionique localisée qui permet de surdoper les zones inter-électrodes et par conséquent de diminuer les résistances d'accès en augmentant la densité des donneurs sous les zones latérales [13].

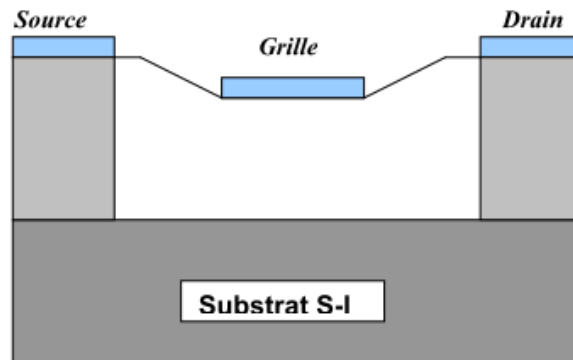


Figure XII-1 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée [13].

## XII.2. MESFET à grille champignon

La résistance associée à la métallisation de grille dégrade les performances micro-ondes et elle est une source importante de bruit de fond. Pour réaliser des composants à faible bruit, il est important de la diminuer, ainsi la structure champignon [figure (IX-2)] a été mise au point où la résistance  $R_g$  est calculée par la relation suivante [14] :

$$R_g = \frac{\rho_g Z}{3H_g L_{eff}} \quad (IX - 2)$$

$\rho_g$  : la résistance du métal de grille exprimé en  $\Omega$ .

$H_g$  : l'épaisseur de métallisation.

La forme de la grille en champignon permet donc de différencier la longueur  $L_{eff}$  correspondant à la résistance  $R_g$  sans affecter les performances du composant. Pour réaliser cette forme, on utilise deux couches de résine photosensible [14].

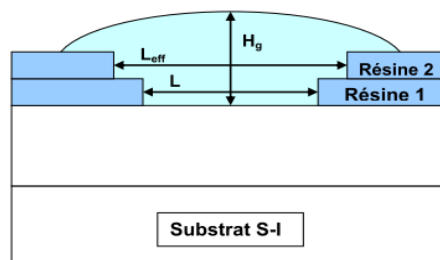


Figure XII-2 : Coupe d'une grille champignon réalisée pour double photogravure [14].

## XII.3. MESFET en structure LDD

La structure LDD (Light Doped Drain) est améliorée par l'utilisation d'une couche sur la grille, comme il est schématisé dans la figure (XII-3).

Cette structure possède les avantages suivants [15]:

- Elle supprime les effets de bords notamment pour les canaux courts.
- Elle réduit la résistance de source.
- Et surtout elle augmente la fréquence de composants submicroniques, une fréquence de coupure de 72 Ghz peut être obtenue avec de bonnes performances en bruit.
- Ces avantages montrent que le MESFET GaAs en structure LDD reste le meilleur pour les applications digitales, analogiques, micro-onde et hybride [15].

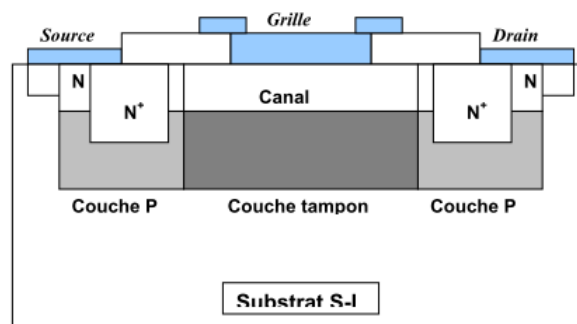


Figure XII-3 : Coupe longitudinale du MESFET en structure LDD [15].

#### XII.4. MESFET à grille divisée en plusieurs doigts

Cette amélioration permet de diminuer la résistance de grille. Elle consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts comme il est schématisé dans la figure (XII-4).

Si  $N_k$  est le nombre de doigts de grille, la résistance de grille est donnée par la relation suivante [16]:

$$R_g = \frac{R_{gi}}{N_k^2} \quad (XII - 4)$$

Où  $R_{gi}$  est la résistance de grille d'un doigt.

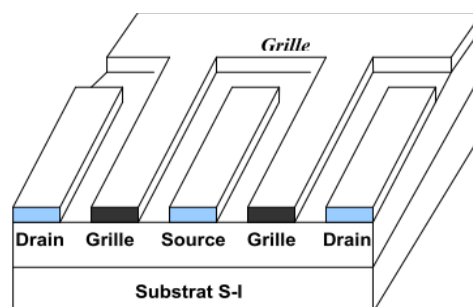


Figure XII-4 : Exemple de métallisation de grille à deux doigts ( $N_k=2$ ) [16].

#### IX.5. Autres structures

Pour augmenter les fréquences micro-ondes et baisser le bruit, plusieurs configurations de grilles sont considérées.

La figure (XII-5-a) montre une structure avec une grille semi-isolante, fabriquée par bombardement en Ar de la région de grille, du dispositif peut réduire la capacité de grille, diminuer le courant de fuite de grille et augmenter la tension de claquage.

La figure (XII-5-b) montre une structure similaire avec une grille en couche tampon, cette couche est insérée entre le métal de grille et la couche active.

La technique de l'auto-alignement a été utilisée pour réaliser des composants avec une longueur de grille submicronique [17].

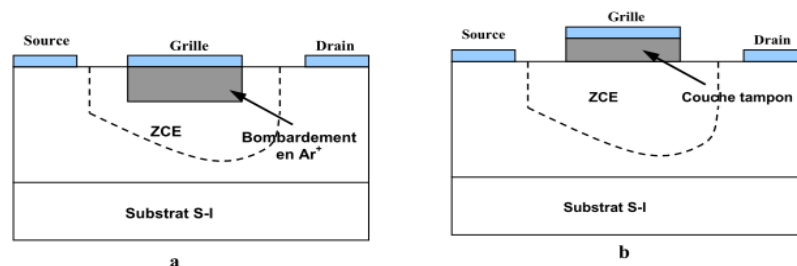


Figure XII-5 : Différentes configurations de grille pour améliorer les performances du MESFET [17].

a- Bombardement de la grille avec les ions d'argon.

b- Couche tampon de grille.

### XIII. Contraintes et domaines d'utilisation

Le MESFET GaAs est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde. En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V [1]

Pour fournir une puissance élevée, le FET doit pouvoir délivrer un courant drain-source  $I_{ds}$  le plus élevé possible tout en supportant des tensions  $V_{ds}$  de grande amplitude. Cependant, l'obtention d'un fort courant  $I_{ds}$  nécessite l'emploi de dopages élevés qui entraînent une dégradation de la tension de claquage. D'autre part, si l'on veut privilégier un fonctionnement à de très hautes fréquences, il convient de réduire la longueur de grille.

La nécessité de garder un facteur d'aspect (le rapport entre la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active) raisonnable contraint alors à diminuer l'épaisseur de cette couche active, ce qui se traduit par une diminution de courant drain-source.

Pour des applications de forte puissance, des MESFET utilisant des matériaux dits à « grand gap » présentent des caractéristiques intéressantes. Ainsi, l'utilisation du

Carbure de Silicium SiC permet d'obtenir des performances élevées grâce à un champ de claquage huit fois plus élevée et une conductivité thermique trois fois plus élevée que le Silicium. Ces propriétés permettent d'utiliser les composants avec des tensions très élevées, de plusieurs dizaines de volts et à haute température. Compte tenu de ces performances, le domaine d'utilisation privilégié de ces composants est l'amplification de très forte puissance (Objectif > 100W) pour l'émission en station de base par exemple [1].

#### **XIV. Conclusion**

Dans ce chapitre, les principaux critères technologiques de l'arséniure de gallium pour les applications hautes fréquence ont été abordés. Et nous avons pu démontrer tout l'intérêt de ce matériau pour ce genre d'application.

Ensuite, une étude du transistor MESFET GaAs, la structure, le principe de fonctionnement, et les calculs nécessaires comme le calcul de courant.

# Bibliographie

- [1] Nicolas DUBUC "Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement" Thèse doctorat d'état, Université de Limoges, 2003
- [2] C.Azizi, Benbouza, Khemissi, Merabtine " Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte" Sciences et technologie B-N° 24 Décembre 2005.
- [3] P.POUVIL, « Composants Semiconducteurs micro-ondes ». Collection Technologique. Masson.m
- [4] H.Mathieu, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ». Masson, 1990, ISBN 2-225-82200-X
- [5] T Ytterdal, M Hurt, M Shur , H.Park , Tsai and W.C.B Peatman " High- temperature characteristics of two dimensional MESFETs" IEEE Elect. Dev. Lett, May 1966
- [6] Mohamed salah BENBOUZA " Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs" Thèse de doctorat, Université de Batna, 2006
- [7] Christian Karl "MESFET MODELS BASED ON GaAs". Edition 1996.
- [8] Olivier VANBESIEN "Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO. Hyperfréquences", Cours DESS, septembre 2003.
- [9] Henry MATHIEU " physique des semi-conducteurs et des composants électroniques" Edition MASSON (2004).
- [10] C. A. Mead "Schottky barrier gate field effect transistor". Proceedings of the IEEE54: (Feb. 1966).
- [11] C.Azizi, Benbouza, Khemissi, Merabtine " Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte" Sciences et technologie B-N° 24 Décembre 2005.

[12] Y. SAIDI « Propriétés statique et dynamique du MESFET GaAs », Thèse de Doctorat d'état Université Mentouri de Constantine 2004.

[13] A. Belhatem « Contribution à l'étude des propriétés statiques du MESFET GaAs »Thèse de Magister Université de Constantine 1990.

[14] S. Amourache « Modélisation et caractérisation non- linéaire des transistors à effet de champ à barrière Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs » Thèse de Magister Université de Constantine 1999.

[15] S. Nakajima, and All « High performance GaAs MESFET with advenced LDD structure for digital analogue and microwave application », IEEE Tran. El. Dev, Vol 16, N°1, 1999.

[16] J. Graffeuil, I. Odergon « Application des MESFET's GaAs », Edition Eyrolles 1984.

[17] S. M. Sze « semiconductor devices physics and technology » Edi J. Willy and sons, New York 1985.

## CHAPITRE III :

---

### *Le transistor HEMT*



## **I. Introduction**

Quasi exclusivement réalisés il y a une dizaine d'années sur semi-conducteurs composés, les transistors hyperfréquences sont aujourd'hui de plus en plus souvent conçus sur silicium. Sa conception a pour cela, fait appel à des technologies évoluées et le comportement de certains de ces composants de génération récente n'est pas encore complètement connu. Dans tous les cas ces transistors sur silicium appartiennent à deux grandes familles : les transistors bipolaires à hétérojonction (TBHs) et les transistors à effet de champ à haute mobilité électronique (HEMTs)

Les premiers transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) encore appelé TEGFET (Two Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor) ou encore SDHT (Selectively Doped Heterojunction Transistor), ont été conçu et réalisé simultanément par Fujitsu au Japon et par Thomson en France en 1980 et présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit au monde. dans notre quotidien. Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET Il a rapidement démontré des performances supérieures au MESFET (Metal-Semiconductor Field Effect Transistor) classique et s'est imposé dans la conception de circuits intégrés analogiques. Il fournit de plus des opérations à faible niveau de bruit dans des applications d'amplification petit signal .Les performances du HEMT sont principalement dues à la technique de modulation de dopage. Les électrons sont physiquement séparés de leurs ions donneurs et injectés dans le canal,formant ainsi un gaz bidimensionnel d'électrons dans un matériau dépourvu d'impuretés.

## **II. Principe de fonctionnement**

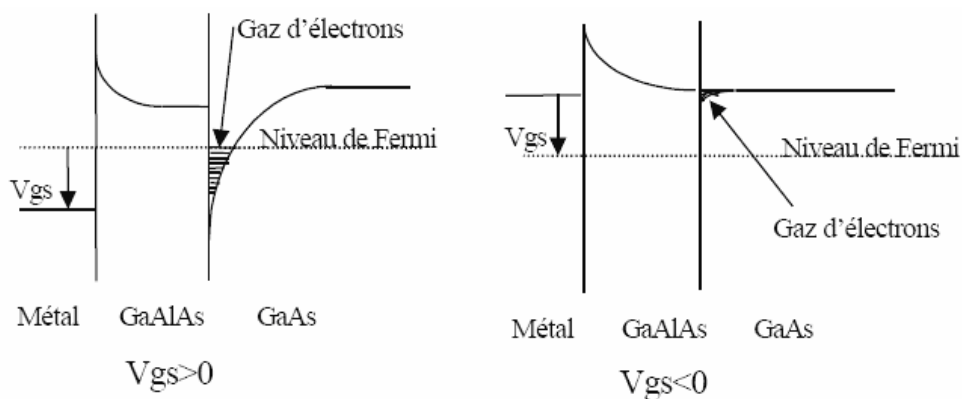
La structure des couches des HEMT est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des donneurs ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons par la réduction de la répartition des impuretés ionisées. Ainsi la différence essentielle entre les MESFET et les HEMT se situe au niveau du principe même du contrôle du courant dans le canal. Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section du canal disponible pour la conduction, dans le cas du HEMT, elle

contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétéro interface qui constitue le canal du transistor [2].

Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille.

La figure II présente les diagrammes de bande de la zone située sous la grille en fonction de la polarisation de grille appliquée. Lorsque la tension  $V_{gs}$  augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le GaAs. Comme pour le MESFET, la tension  $V_{ds}$  crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant  $I_{ds}$  (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule dans le canal [2].

Le HEMT est alors pincé. L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient de la limite de vitesse des électrons [2].



### III. Structure d'un HEMT

La structure d'un HEMT est présentée sur la figure III. Elle est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap et un matériau à petit gap. On retrouve les électrodes de source, grille et drain, communes au MESFET [3].

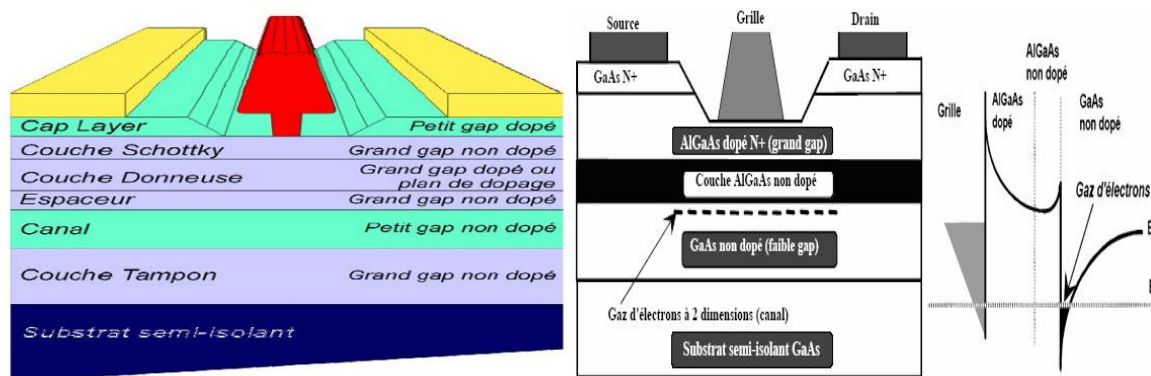


Figure III: Structure d'un transistor HEMT [3].

Cette structure est définie comme suit [3]:

- La couche superficielle (appelée Cap Layer) est formée par un matériau de faible bande interdite, pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.
- La couche à grand gap non dopée (couche Schottky) est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille, qui est déposé après gravure du Cap Layer (fossé de grille ou recess). Cette couche permet le contrôle de la densité de porteurs dans le canal et doit pour cela être suffisamment fine devant la longueur de grille.
- La couche de matériau à grand gap dopé a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure : c'est la couche donneuse. Ce dopage, pouvant être volumique, est généralement réalisé par un plan de dopage silicium et est nommé "δ - doping". Il permet d'augmenter la tension de claquage du transistor sans diminuer la densité de porteurs du canal.
- Viens ensuite l'espaceur (spacer), une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (nid), permettant de séparer les atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal.

Les interactions à distance électrons-impuretés ionisées sont ainsi réduites. Plus cette couche sera épaisse, meilleure sera la mobilité des électrons dans le canal. A l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal est favorisé par un espaceur fin.

- Le canal est constitué d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.
- Une couche tampon, communément appelée buffer, permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches.

- Enfin, le substrat semi-isolant est un matériau binaire qui identifie la filière (GaAs, InP).

a. *Utilité du recess de grille*

Le "recess de grille" a pour but de réduire le phénomène de conduction parallèle dénommé MESFET parasite. Lorsque ce recess est insuffisant et que la grille n'est pas suffisamment polarisée en inverse, la jonction Schottky n'est pas totalement déplétée [4].

Il se crée alors un canal parallèle à celui du transistor HEMT qui n'est autre que le canal d'un transistor MESFET (Figure III-a). La grille ne contrôle alors plus que le MESFET parasite et détériore ainsi la transconductance  $g_m$  du transistor.

Souvent la position du recess est asymétrique, c'est-à-dire que la distance grille-drain est supérieure à celle grille-source. Ceci améliore les performances du transistor et permet de réduire la capacité grille-drain, ce qui permet une meilleure tenue au claquage [4].

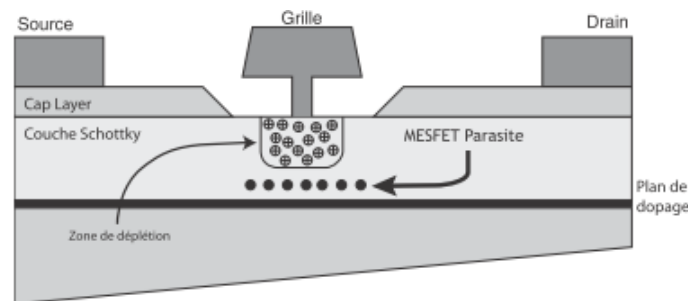


Figure III-a :MESFET parasite [4].

b. *La grille en "T"*

L'utilisation de la forme en "T" de la grille contribue à l'amélioration des performances du transistor HEMT [6]. En effet, la longueur de grille  $L_g$  joue sur la fréquence de coupure (cut-off) du transistor. Néanmoins, en diminuant cette longueur, on accroît la résistance de grille parasite  $r_g$  proportionnellement à  $1/L_g$ , ce qui va jouer sur la valeur de la fréquence maximale d'oscillation.

Il est important de diminuer  $L_g$  en gardant la résistance  $r_g$  la plus petite possible. La forme de la grille en "T" permet [7] d'obtenir un bon compromis dans ce domaine, permettant d'avoir une longueur  $L_g$  petite (longueur de la grille à l'interface) avec une faible valeur de  $r_g$  qui est associée à la "tête" de la grille. Plus la tête de la grille en T est large et plus  $r_g$  est petite, mais en même temps la capacité de grille augmente [8]. La définition de la grille en T demande donc une configuration complexe qui doit jouer avec les résistances et les capacités pour les garder les plus petites possibles [9].

## IV. Hétérojonction AlGaAs/GaAs à modulation de dopage

### IV.1. Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions

L'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , est formé de la mise en contact par épitaxie d'une couche de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  dopée et d'une couche de GaAs non intentionnellement dopée (N.I.D).

La différence des affinités électroniques entre les deux matériaux provoque une discontinuité de la bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) à l'interface de l'hétérojonction  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  (typiquement de l'ordre de 200 à 280 meV pour des taux d'aluminium compris entre 0,25 et 0,35) [10]. Lorsque l'équilibre thermodynamique s'établit, on obtient une répartition spatiale de charges positives et négatives de part et d'autre de l'hétérojonction  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . Cette séparation spatiale des porteurs crée un champ électrique interne qui est à l'origine de la courbure des bandes de conduction et de valence. La figure (IV-1-1) présente les niveaux d'énergie de l'hétérostructure  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact.

En effet, la bande interdite du GaAs étant plus petite que celle d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (respectivement 1,42 eV et 1,79 eV pour  $x = 0,3$ ) et son affinité électronique étant plus grande [11].

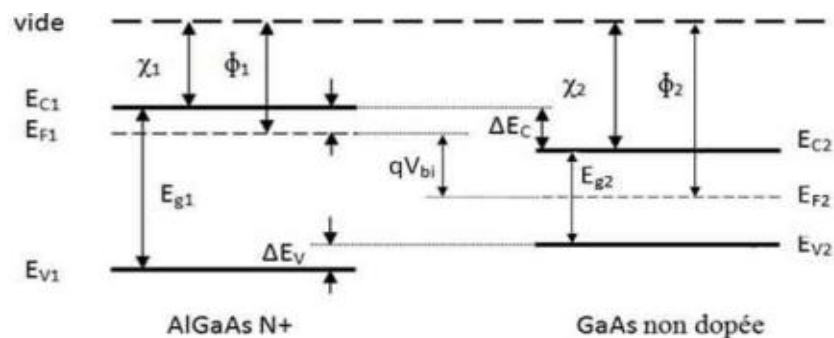


Figure IV-1-1 : Diagrammes de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents et séparés [10].

On définit :

$$\chi_i = \phi_{vide} - E_{Ci} \text{ comme étant l'affinité électronique du matériau} \quad (IV - 1 - 1)$$

$$\phi_i = \phi_{vide} - E_{Fi} \text{ comme étant le travail de sortie, avec } i: 1,2 \quad (IV - 1 - 2)$$

$$\Delta E_c = E_{Ci} - E_{Fi} \text{ comme étant la discontinuité des bandes de conduction} \quad (IV - 1 - 3)$$

$$\Delta E_v = E_{V1} - E_{C2} \text{ comme étant la discontinuité des bandes de valence} \quad (IV - 1 - 4)$$

$$\Delta E_g = E_{g1} - E_{g2} \text{ comme étant la discontinuité des gaps d'énergie} \quad (IV - 1 - 5)$$

$$q \cdot V_{bi} = E_{F1} - E_{F2} \quad \text{La différence des niveaux de fermi où } V_{bi} \text{ est le} \quad (IV - 1 - 6)$$

*potentiel de diffusion de la jonction Schottky*

D'après les règles d'Anderson [12], lorsque les deux matériaux sont assemblés et après équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi doivent s'aligner et le niveau du vide ne peut subir de discontinuité. Il en résulte des discontinuités des bandes de conduction et de valence à l'interface de l'hétérojonction  $Al_x Ga_{1-x} As/GaAs$ .

Donc, il se crée un puits de potentiel de quelques dizaines d'Å de largeur dont le fond se trouve au-dessous du niveau de Fermi avec:

$$\Delta E_C \approx \chi_2 - \chi_1 = \Delta\chi \quad (IV - 1 - 7)$$

$$\Delta E_V \approx \Delta E_g - \Delta\chi \quad (IV - 1 - 8)$$

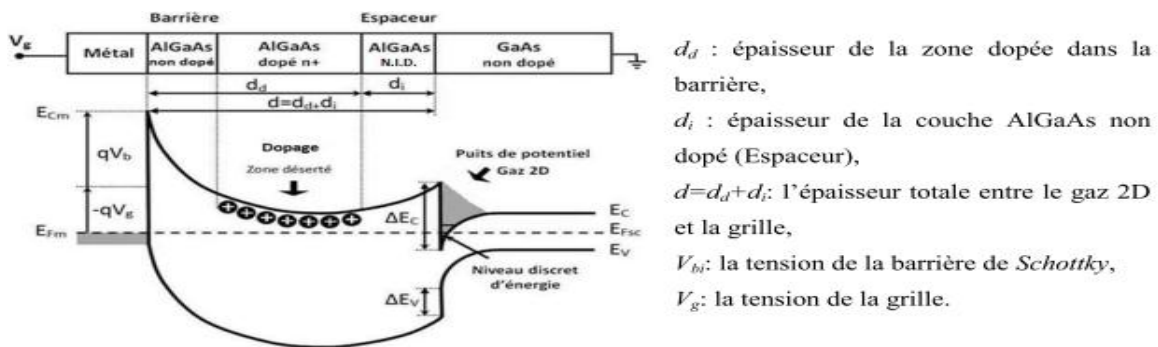


Figure IV-1-2 : Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite [13].

Dans le matériau AlGaAs fortement dopé n+, des électrons en provenance de la partie dopée s'accumulent dans le puits de potentiel en franchissant le pic d'énergie  $\Delta E_C$  et ils sont confinés dans la direction de l'axe de croissance mais libres de se déplacer dans le plan des couches formant ainsi le canal. D'autre part l'utilisation d'un semi-conducteur de faible gap pour le substrat (ici le GaAs) permet de créer un second saut de potentiel qui améliore le confinement des électrons dans le canal en évitant leur fuite vers le substrat.

Il faut préciser que le canal actif est formé à l'interface entre deux matériaux à gap différent. D'où l'appellation de gaz d'électrons à deux dimensions noté en anglais 2DEG "twoDimensional Electron Gas" pour qualifier le courant dans cette structure [13]. Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie, apparaissent les effets quantiques. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan

parallèle à l'hétérojonction [14]. L'épaisseur limite du puits est déterminée par la longueur d'onde de De Broglie de l'électron thermique :

$$\lambda_{th} = \frac{h}{\sqrt{2 \times k_B T \times m^*}} \quad (IV - 1 - 9)$$

L'hétérojonction permet la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent alors atteindre des mobilités importantes.

Le HEMT bénéficie donc d'un transport électronique dans un gaz (quasi-bidimensionnel) bien supérieur à celui d'un matériau dopé. Le confinement des électrons est important et il provoque une quantification des niveaux d'énergie perpendiculaire à la hétéro-interface et on dit alors que l'électron a un comportement quantique [15].

Dans le cas de l'application d'une tension de grille, il est possible de contrôler la densité du gaz d'électrons. Lorsque la tension de grille augmente, le puits de potentiel devient plus profond. Un plus grand nombre d'électrons libérés par les atomes donneurs peuvent alors se déplacer dans le canal. Inversement, lorsque la tension de grille diminue, le puits de potentiel diminue jusqu'à ce qu'il ne puisse plus contenir de porteurs. Le transistor est alors pincé [16].

## IV.2. Modulation de dopage

Le HEMT présente une hétérojonction, une jonction entre deux matériaux ayant des énergies de bande interdite différentes. Cette différence d'énergie dans l'hétérostructure  $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}/\text{GaAs}$  est à l'origine de la création d'un canal très étroit dans la région non dopée et de très faible gap, entraînant une importante augmentation de la mobilité électronique et la formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG) [15].

L'effet fondamental résultant est lié au phénomène de variation de la densité de porteurs de ce gaz bidimensionnel d'électrons sous l'influence d'une tension appliquée à l'accès grille du composant. La valeur de la tension de polarisation peut dans certains cas mettre la couche d' $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$  en déplétion totale.

L'application de la tension va faire de telle sorte que la bande de conduction du matériau à plus faible gap va se courber plus ou moins fortement et sera traversée par le niveau de Fermi  $E_F$  de la structure. De ce niveau va dépendre la concentration des porteurs dans le puits quantique qui regroupe toutes les charges libres responsables de la conduction dans le GaAs. La densité des porteurs dans le canal va dépendre aussi de la différence de

gap entre les deux matériaux et du dopage de l'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Ce phénomène est également appelé: technique de modulation de dopage. Il améliore le transport électronique dans le canal [15].

## V. Caractéristiques électriques

La structure complexe du HEMT, rend très difficile une modélisation analytique complète du composant. Le recours au calcul numérique en est obligatoire, ce qui pose de façon récurrente le problème de définition des facteurs de qualité.

Dans cette section, nous allons définir les caractéristiques électriques globales du transistor HEMT [16].

### V.1. Le courant drain-source

Le modèle du courant drain-source d'un HEMT doit prendre en compte les contributions de trois effets [16]:

- Le courant engendré par l'effet HEMT : le courant du gaz d'électron 2D calculé sous la grille. Ce courant est issu du mouvement des électrons dans le puits quantique à l'interface de l'hétérojonction. On définit  $n_s$  la densité surfacique équivalente des électrons dans le puits.

$$I_{HEMT \text{ intrinsèque}} = e \cdot W \cdot n_s(x) \cdot V_{HEMT \text{ intrinsèque}}(E(x)) \quad (V - 1 - 1)$$

Avec

$x$  : Position sur l'axe source /drain.

$W$  : La largeur de grille du composant.

$E(x)$  : Le champ électrique longitudinal à une abscisse donnée sous la grille.

$v_{HEMT \text{ intrinsèque}}(E(x))$  : La vitesse des électrons dans le gaz 2D.

$n_s(x)$  : La densité surfacique de charges du gaz 2D.

La densité de charges dans le puits peut être augmentée en augmentant le dopage de la barrière. La limite est fixée par le champ électrique à la jonction Schottky qui devient de plus en plus important à mesure que le dopage augmente ; et induit des risques de claquage.

- Le courant de l'effet MESFET parasite. En considérant la barrière comme un canal de FET classique partiellement obstrué par la ZCE de la jonction Schottky :

$$I_{MESFET} = e \cdot W \cdot N_D(x) \cdot h(X) \cdot V_{MESFET}(E(x)) \quad (V - 1 - 2)$$



Avec

$N_D$  : La densité volumique de dopant dans la barrière ou la densité volumique équivalente à la couche de dopant dans le cas d'un HEMT à dopage planaire.

$h(x)$  : L'épaisseur du canal MESFET à une abscisse  $x$  sous la grille.

$v_{\text{MESFET}}$  : La vitesse des électrons dans la barrière.

- Les éléments parasites résistifs des chemins d'alimentation des drain, grille et source du transistor induisent des chutes des tensions  $V_{ds}$  et  $V_{gs}$ , et donc une diminution du courant  $I_{ds}$  et transconductance extrinsèques.

## V.2. La saturation de vitesse des électrons

Au-delà d'une certaine tension  $V_{ds}$ , Les électrons dans le canal atteignent leur vitesse de saturation. Au premier ordre, par les équations V-1-1 et V-1-2 le courant drain-source dépendra de la densité surfacique des électrons dans le canal qui est reliée au niveau de Fermi dans le matériau à faible gap ; et de la largeur du canal MESFET lorsque celui-ci est présent, qui lui dépend de la zone de charge d'espace de la jonction Schottky. La saturation de vitesse des électrons a pour effet la saturation des courbes  $I_{ds}(V_{ds})$  du transistor ; et l'on définit une tension  $V_{ds\_sat}$  correspondant au champ électrique dans le canal pour lequel les électrons atteignent leur vitesse de saturation [15].

## V.3. Le contrôle par la tension de grille

Lorsqu'une tension  $V_g$  est appliquée sur la grille, les niveaux de Fermi dans le métal et dans le GaAs se séparent d'une valeur absolue égale à  $e \cdot V_g$ .

Pour un  $V_g$  négatif, le niveau de Fermi dans le canal baisse. Ainsi, la densité d'électrons dans le canal baisse ce qui (pour des  $V_{ds}$  supérieures à  $V_{ds\_sat}$ ) implique une diminution du courant drain-source. L'effet est inverse pour une tension  $V_g$  positive, le niveau de Fermi dans le canal monte, et plus de niveaux énergétiques y sont occupés par les électrons issus de la barrière. De la même façon, la corrélation est démontrée pour des  $V_{ds} > V_{ds\_sat}$  entre la tension de grille et le courant  $I_{ds}$  [17].

## V.4. Les courbes $I_{ds}(V_{ds})$

La Figure V-4 représente les courbes statiques  $I_{ds}(V_{ds})$  d'un P-HEMT GaAs pour une largeur de grille de 100  $\mu\text{m}$ . Sur ces courbes sont observés deux régimes limites de fonctionnement.

Le régime ohmique à  $V_{ds} < 0,5 \text{ V}$  : Le courant  $I_{ds}$  varie en fonction des tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ . Le régime de saturation à  $V_{ds} > 1,5 \text{ V}$  :  $I_{ds}$  est quasi-constant en fonction de  $V_{ds}$  et varie seulement en fonction de  $V_{gs}$  [17].

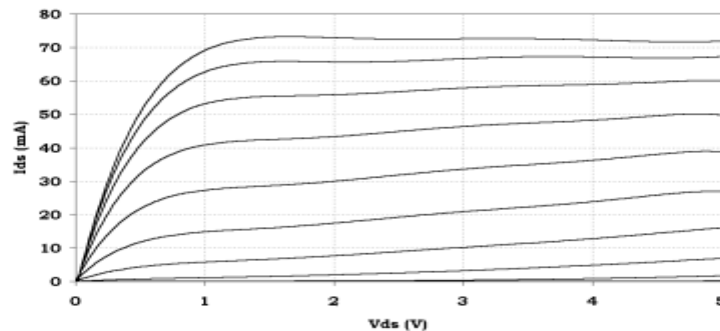


Figure V-4: Caractéristique statique d'un PHEMT GaAs de  $100 \mu\text{m}$  de largeur de grille [17].

### V.5. La transconductance

La transconductance intrinsèque  $g_m$  est définie comme la variation du courant  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  intrinsèque (i.e. la ddp entre le métal de grille à l'interface de la jonction schottky et le semi-conducteur) à  $V_{ds}$  constant [16]:

$$g_m = \left[ \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right]_{V_{ds}=cste} \quad (V - 5)$$

Le  $g_m$  intrinsèque traduit le contrôle de charge dans le canal par la tension de grille.

### V.6. La conductance de sortie

La conductance de sortie  $g_d$  est définie comme la variation du courant  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$  à  $V_{gs}$  constant [16]:

$$g_d = \left[ \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right]_{V_{gs}=cste} \quad (V - 6)$$

Le  $g_d$  traduit la conduction drain-source parasite de la structure. Elle peut servir d'indicateur de régime de saturation.

Elle est principalement due aux états énergétiques introduits dans la bande interdite et aux effets de canal court (faible facteurs de forme longueur canal/épaisseur couches).

### V.7. La capacité grille-source

$C_{gs}$  décrit l'interaction capacitive sous la grille entre la grille et la source. Sa valeur est majoritairement déterminée par la partie de la capacité de la zone de charge d'espace de la jonction Schottky grille-source [18].

$$C_{gs} = \left[ \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}} \right]_{V_{ds}=cste} \quad (V - 7)$$

Avec :

Q : La charge de la ZCE de la jonction Schottky.

### V.8. La capacité grille-drain

$C_{gd}$  est définie comme l'interaction capacitive dans le semi-conducteur entre la grille et le drain. Elle reflète la variation de la quantité de charge dans la ZCE de la jonction Schottky à tension  $V_{gs}$  constante [18].

$$C_{gd} = \left[ \frac{\partial Q}{\partial V_{gd}} \right]_{V_{gs}=cste} \quad (V - 8)$$

Cette capacité détériore les performances dynamiques de deux façons différentes :

Par effet Miller : Une partie de  $C_{gd}$  (ou multiple de  $C_{gd}$ ) se retrouve reportée à l'entrée du transistor s'additionnant avec la capacité  $C_{gs}$  et diminuant ainsi le gain extrinsèque du transistor à haute fréquence. Par couplage direct : A haute fréquence,  $C_{gd}$  relie directement l'entrée du transistor à sa sortie et peut provoquer des instabilités.

Comme l'illustre la Figure VI-8, pour une utilisation à haute fréquence, il est plus avantageux de travailler avec des tensions  $V_{gd}$  au-delà de 1,5 V afin de minimiser l'influence de  $C_{gd}$  [18].

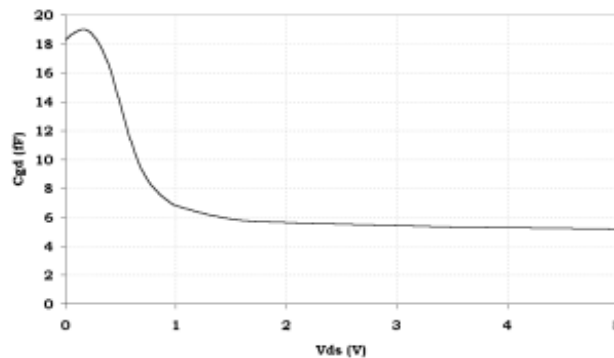


Figure V-8 : Variation de la capacité grille-drain en fonction de la tension de drain pour  $V_{gs}=0$  pour un transistor PHEMT 0.1 de  $2 \times 25 \mu m$  de largeur de grille [18].

### V.9. La capacité entre le drain et la source

L'origine de  $C_{ds}$  est l'interaction capacitive entre les deux régions du canal sous les contacts ohmiques de drain et de source [15].

### V.10. Les résistances $R_i$ et $R_{gd}$

Même lorsque la barrière est totalement dépletée sous la grille, elle ne l'est pas complètement dans les zones qui ne sont pas exactement sous la grille, surtout dans les régions d'accès au canal actif. De ce fait, les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  se retrouvent en série avec deux zones partiellement conductrices, respectivement  $R_i$  et  $R_{gd}$  [15].

### **V.11. Les résistances d'accès $R_d$ et $R_s$**

Elles proviennent d'une part des résistances des contacts ohmiques de drain et de source. Et d'autre part, de la densité de charge limitée dans les régions d'accès.

Le gain extrinsèque du transistor  $g_m$  extrinsèque diminue pour des valeurs élevées de  $R_s$  [16].

### **V.12. Les éléments extrinsèques**

Un premier schéma équivalent petit signal du HEMT peut déjà être établi en utilisant les éléments cités ci-dessus. Ces paramètres décrivent l'effet HEMT et les parasites issus de sa propre structure. Par ailleurs, lorsqu'un transistor HEMT est physiquement réalisé, quelques inductances se rajoutent au schéma,  $L_g$ ,  $L_d$ ,  $L_s$  : Les inductances parasites d'accès, respectivement aux grilles, drain, et source [17].

## **VI. Propriétés du composé GaAs et de l'alliage AlGaAs**

### **VI.1. Structure cristallographique**

Le composé de l'arséniure de gallium (GaAs) ainsi que l'alliage ternaire arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) appartiennent aux groupes III-V. Ils cristallisent dans la structure Zinc-Blende. Cette structure s'apparente à celle du diamant (C) et il est constituée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées identiques (C.F.C), l'un appartenant au groupe III et l'autre au groupe V. Ces deux réseaux s'interpénètrent et sont décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la grande diagonale le long de celle-ci [19].

Chaque atome est l'origine de quatre liaisons orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier, comme la montre la figure (VI-1-1) ainsi que la présentation de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende (VI-1-2) détaillé sur le tableau (VI-1) [13] [19]:

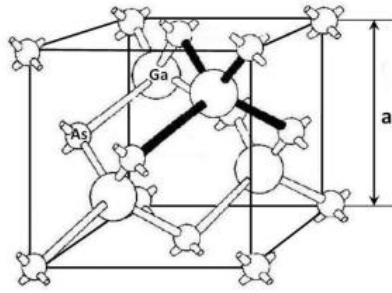


Figure VI-1-1 : Mailles cristallographiques d'une structure Zinc  
*a* : représente le paramètre de maille du réseau [19].

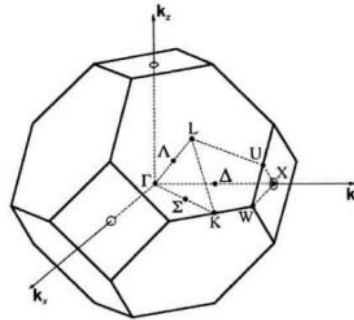


Figure VI-1-2 : Première zone d'un cristal Zinc Blende [19].

Points		Directions	
$\Gamma$	Centre de zone (0,0,0)		
X	bord de zone dans la direction 100 et les directions équivalentes ( $2\pi/a, 0, 0$ )	$\Delta$	100 et les directions équivalentes
L	bord de zone dans la direction 111 et les directions équivalentes ( $\pi/a, \pi/a, \pi/a$ )	$\Lambda$	111 et les directions équivalentes
K	bord de zone dans la direction 110 et les directions équivalentes ( $3\pi/2a, 3\pi/2a, 0$ )	$\Sigma$	110 et les directions équivalentes

Tableau VI-1 : Point de directions de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende [19].

## VI.2. Propriétés électroniques

Le  $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x}\text{As}$  est un alliage de deux composés binaires GaAs et AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins et se rejoignent pour une température de 900 °C environ, dont la concentration relative en aluminium peut varier entre  $x = 0$  (GaAs) et  $x = 1$  (AlAs), les atomes d'aluminium et de gallium occupant des sites équivalents dans la maille de cet alliage cristallin.

Bien que le paramètre de maille de  $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x}\text{As}$  varie linéairement avec  $x$ , le désaccord de maille existant entre GaAs et AlAs n'excède pas 0,15 %, ce qui permet d'obtenir un alliage de bonne qualité, l'une des raisons du succès et de la popularité du système AlGaAs/GaAs dans les applications électroniques et optoélectroniques.

De plus, par la variation de la fraction molaire d'aluminium, il est possible de tirer parti des variations simultanées des propriétés électriques et optiques des matériaux (GaAs

et AlAs) [20]. En particulier, la largeur de la bande interdite qui varie de 1,46 eV pour GaAs à 2,16 eV pour AlAs, ce qui a une incidence directe sur les phénomènes d'absorption de l'alliage réalisé. Les propriétés physiques de l'alliage  $Al_x Ga_{1-x}As$  sont obtenues par interpolation linéaire en utilisant celles de GaAs et AlAs [20].

Par exemple, le paramètre de maille (constante du réseau cristallin) de l'alliage  $Al_x Ga_{1-x}As$  peut se déduire par interpolation linéaire en utilisant les paramètres de maille de GaAs et de AlAs. Il est donné par la loi de Végard [20] [21]:

$$a(AlGa_{1-x}Al_{1-x}Ga_{1-x}As) = x \times a(AlAs) + (1 - x) \times a(GaAs)x \quad (VII - 2)$$

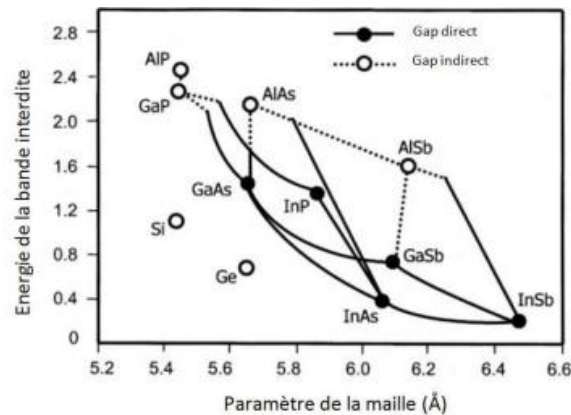


Figure VI-2-1 : Energie de bande interdite des principaux binaires et ternaires III-V en fonction de leur paramètre de maille [22].

L'énergie de bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction sous l'impulsion d'une excitation thermique ou autre. Cette quantité est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température; elle définit la température maximale de fonctionnement du transistor. Donc, plus la largeur de bande est importante, plus le transistor peut fonctionner à haute température. Le matériau sera appelé semiconducteur à petit gap (notée  $E_g$ ), si la distance énergétique entre le bas de la bande de conduction et le sommet de la bande de valence, est inférieur à 2 eV. C'est le cas des matériaux GaAs, Ge, Si, InP. Le matériau est considéré comme un semiconducteur à grand gap pour des valeurs supérieures à 2 eV [22].

La figure (VII-2-2) présente le diagramme des bandes d'énergies de GaAs et AlAs. On remarque que le GaAs présente un gap direct alors que AlAs est à gap indirect [13].

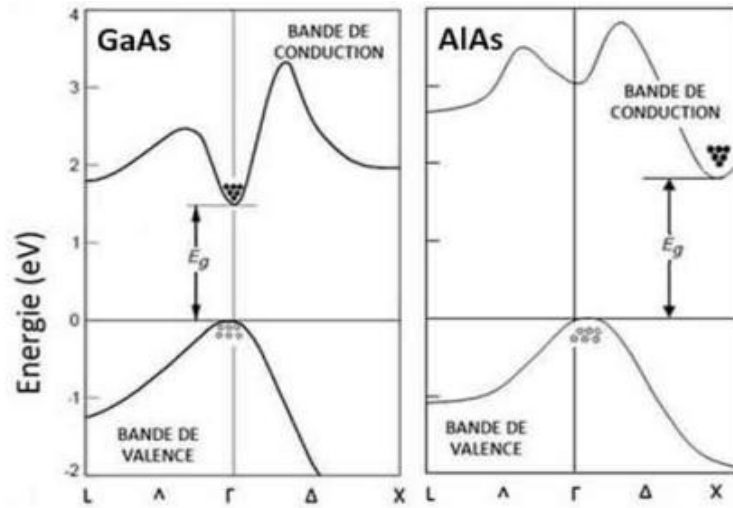


Figure VI-2-2 : Structure de bane d'énergie pour le GaAs et le AlAs à 300K [13].

A température ambiante ( $T = 300\text{K}$ ), le gap de GaAs ( $E_g$ ) est 1,424 eV ( $x = 0$ ) alors que celui d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  dépend de la composition  $x$  en aluminium [13] [20] :

$$E_g(x) = \begin{cases} 1,424 + 1,247x & 0 < x < 0,45 \\ 1,424 + 1,247x + 1,147(x - 0,45)^2 & \end{cases} \quad (\text{VI} - 2 - 1)$$

L'énergie entre les différentes vallées ( $\Gamma$ , X et L) de la bande de conduction et le haut de la vallée  $\Gamma$  de la bande de valence sont données en (eV) par les équations suivantes [23]:

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1,519 + 1,155x + 0,37x^2 \quad (\text{VI} - 2 - 2)$$

$$E_{X-\Gamma} = 1,900 + 0,125x + 0,143x^2 \quad (\text{VI} - 2 - 3)$$

$$E_{L-\Gamma} = 1,708 + 0,642x^2 \quad (\text{VI} - 2 - 4)$$

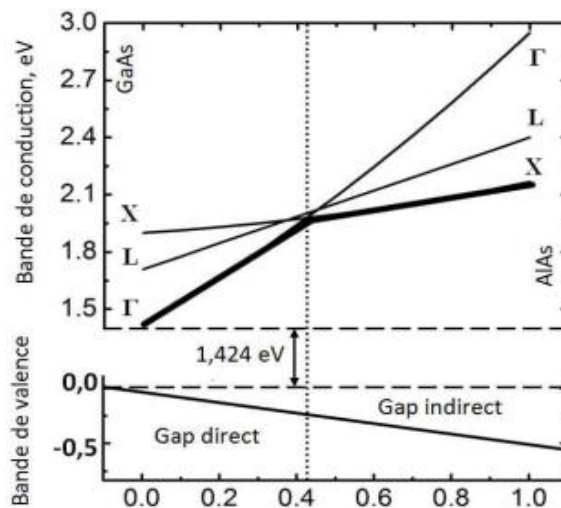


Figure VI-2-3 : Energie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point  $\Gamma$  de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium [23].

La nature de la transition énergétique de l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  change selon le taux d'aluminium  $x$  ( $0 < x < 1$ ). Pour une fraction d'aluminium  $x \leq 0,43$ , la

transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisée par une transition directe (le bas de la bande de conduction est la vallée  $\Gamma$ ). Quand le taux d'aluminium devient supérieur à  $\sim 0,45$  la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Donc, l'augmentation de la fraction molaire  $x$  d'aluminium a pour conséquence l'augmentation de la bande interdite de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  qui module la profondeur de l'hétérojonction, et l'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  influe aussi sur la forme du puits quantique[15]. La largeur de la bande interdite des énergies  $E_{\Gamma-\Gamma}$ ,  $E_{X-\Gamma}$ ,  $E_{L-\Gamma}$  décroît avec la température, et ces variations peuvent être décrites approximativement par la formule empirique de Varshni[24] [25] pour des températures supérieures à 300 K:

$$E_{\Gamma-\Gamma}(T) = E_{\Gamma-\Gamma}(0) - 5,41 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (\text{VI} - 2 - 5)$$

$$E_{X-\Gamma}(T) = E_{X-\Gamma}(0) - 4,6 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (\text{VI} - 2 - 6)$$

$$E_{L-\Gamma}(T) = E_{L-\Gamma}(0) - 4,6 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (\text{VI} - 2 - 7)$$

D'où les valeurs des énergies  $E_{\Gamma-\Gamma}(0)$ ,  $E_{X-\Gamma}(0)$ ,  $E_{L-\Gamma}(0)$  à la température zéro degré Kelvin sont données par les équations (VI-2-2), (VI-2-3)et (VI-2-4).On peut résumer les propriétés physique du AlAs et GaAs dans le tableau suivant [13] [22]:

	Symbole	AlAs	GaAs
Structure		Zinc-blend	Zinc-blend
Gap		Indirect	Direct
Paramètre de maille	$a_0$ [Å]	5,6611	5,6533
Energie interdite (de gap)	$E_g$ [eV]	2,36 à 300K 2,23 à 0K	1,42 à 300K 1,52 à 0K
Concentration intrinsèque des porteurs	$n_i$ [cm <sup>-3</sup> ]	10	$2 \times 10^6$
Densité	$d$ [g. cm <sup>-3</sup> ]	3,76	5,318
Mobilité des électrons	$\mu_n$ [cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> ]	280	8500
Mobilité des trous	$\mu_p$ [cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> ]	-	400
Champ de claquage	$E_B$ [V.cm <sup>-1</sup> ]	-	$4 \times 10^5$
Vitesse de saturation	$v_{sat}$ (10 <sup>7</sup> cm.s <sup>-1</sup> )	-	2
Constant de diffusion des électrons	$D_n$ [cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]	5,2	220
Constant de diffusion des trous	$D_p$ [cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]	2,6	10
Affinité d'électron	$\chi$ [V]	3,50	4,07
Masse effective des électrons	$m_n^*$ [kg]	$0,146m_0$	$0,067m_0$
Masse effective des trous lourds	$m_p^*$ [kg]	$0,76 m_0$	$0,45 m_0$
Température de fusion	$T_f$ [K]	1870	1510

Tableau VI-2-1 : Propriétés physiques du AlAs et GaAs à  $T=300\text{K}$  [13] [22].



Lors de la mise en contact d'une couche d'AlGaAs et d'une couche de GaAs, la différence en énergies  $\Delta E_g$  des gaps est répartie d'une façon différente entre la bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) et la bande de valence ( $\Delta E_v$ ).

La détermination exacte des affinités électronique est difficile, la mécanique quantique permet d'écrire pour l'hétérostructure AlGaAs/GaAs [20] [26] :

$$\Delta E_c = (0,85 \pm 0,03) \times \Delta E_g \quad (VI - 2 - 8)$$

$$\Delta E_v = (0,15 \pm 0,03) \times \Delta E_g \quad (VI - 2 - 9)$$

$\Delta E_g = \Delta E_{g1} - \Delta E_{g2}$  : La discontinuité de la bande de conduction correspond à la différence des affinités électroniques des deux matériaux:

$$\Delta E_c = \chi_{GaAs} - \chi_{AlGaAs} \quad (VI - 2 - 10)$$

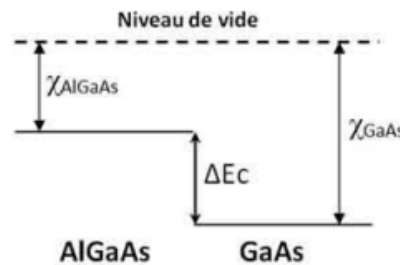


Figure : VI-2-4 : Discontinuité de la structure de bande de conduction entre AlGaAs/GaAs [26].

Quelques propriétés des électrons et des trous de GaAs et  $Al_x Ga_{1-x}$  sont présentées dans le tableau ci-dessous [20] [27] :

	Symbole	GaAs	$Al_x Ga_{1-x} As$
Masse effective des électrons	$m_n^* [kg]$	$0,067 \times m_0$	$(0,067 + 0,083 \times x) \times m_0$
Masse effective des trous	$m_p^* [kg]$	$0,088 \times m_0$	$(0,088 + 0,049 \times x) \times m_0$
Constante diélectrique	$\epsilon [A.s/V.m]$	12,85	$(3,59 - 0,71 \times x + 0,091 \times x^2) \times m_0$

Tableau VI-2-2 : Constante diélectrique et masse effective des électrons et dans trous dans le GaAs et  $Al_x Ga_{1-x} As$  [27].

## VII. Approches classiques de modélisation des HEMTs

Classiquement, les transistors sont modélisés sous forme d'un schéma électrique équivalent en éléments localisés. Cette représentation est communément utilisée dans la CAO actuelle du fait de sa facilité d'intégration et de son faible coût en terme de temps de calcul [28].

### VII.1. Modèle électrique petit signal

L'élaboration du modèle électrique débute par le choix d'une topologie traduisant la signification physique de chaque élément localisé du modèle [28].

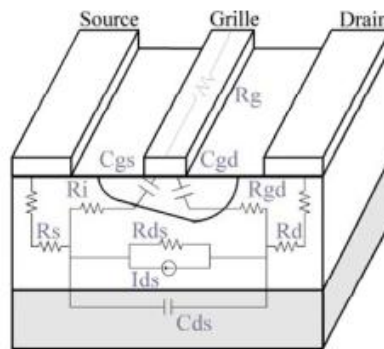


Figure VII-1-1 : Origine physique du schéma équivalent d'un HEMT [28].

Afin de définir un modèle complet du transistor (figure VII-1-2), il faut ajouter aux éléments dits intrinsèques de la figure VII-1-1, les éléments représentant les lignes d'accès et les électrodes du composant. Cette dernière catégorie d'éléments, dits extrinsèques, est indépendante de la polarisation du transistor [28]

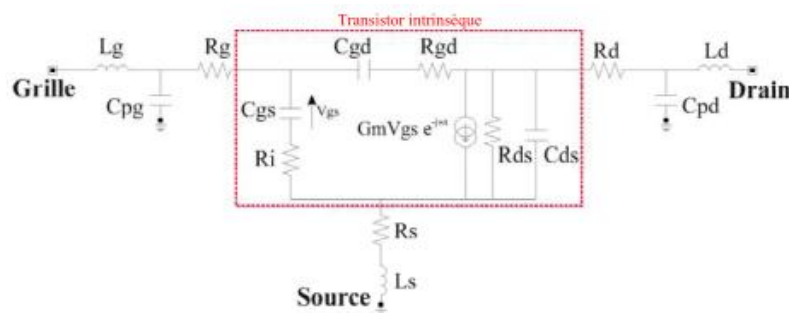


Figure VII-1-2 : Schéma équivalent petit signal d'un HEMT [28].

Ce modèle classique, encore appelé modèle en  $\pi$ , est extrait des mesures. Les éléments intrinsèques qui le constituent sont fonctions des tensions de commande appliquées.

Le générateur de courant  $G_m V_{gs} e^{-j\omega\tau}$  représente l'effet fondamental d'amplification du transistor. Le retard  $\tau$  illustre le temps nécessaire aux donneurs dans la couche d'AlGaAs pour redistribuer les électrons. La transconductance  $G_m$ , élément principal de la partie intrinsèque, traduit la variation du courant de drain dans le canal provoquée par la variation de la tension de grille, pour une tension de drain constante [28].

$$G_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=cte} \quad (VII - 1 - 1)$$

La conductance  $G_d$  représente la variation du courant de drain due à la variation de la tension de drain, pour une tension de grille constante. Elle traduit alors la résistance du canal.

$$G_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}=cte} = \frac{1}{R_{ds}} \quad (VII - 1 - 2)$$

Les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  représentent les variations de la charge accumulée sous la grille, dans la zone dépeuplée, associées au couplage électrostatique entre les électrodes du composant.

$$G_{gs} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gt}=cte} \quad G_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=cte} \quad (VII - 1 - 3)$$

D'un point de vue physique, ces éléments intrinsèques sont corrélés à la densité de charges dans le canal. Cette dernière, dans le cas d'un modèle petit signal, dépend de la tension de grille et de celle dans le canal.

Un modèle pour les HEMTs a ainsi été élaboré, donnant les expressions analytiques de  $I_{ds}$ ,  $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  en fonction de la densité de charges dans le canal et dans les différentes couches du transistor [26].

La capacité  $C_{ds}$  correspond au couplage électrostatique entre les régions fortement dopées sous les contacts de drain et de source. Les résistances  $R_i$  et  $R_{gd}$  sont liées à des effets distribués du canal.  $R_i$  permet de mieux modéliser l'impédance d'entrée du transistor tandis que  $R_{gd}$  améliore la modélisation de la rétroaction du composant.

A côté de ces éléments intrinsèques traduisant le comportement localisé de la zone active du transistor, le modèle classique comprend des éléments extrinsèques représentant les structures d'accès au composant [27]. Les inductances  $L_g$  et  $L_d$  ainsi que les capacités de plot  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$  modélisent les bus d'accès aux électrodes de grille et de drain du composant. L'inductance  $L_s$  est associée aux trous métallisés réalisés en technologie microruban afin de joindre le plan de masse de la puce. Les éléments  $R_d$  et  $R_s$  traduisent les résistances de contact ohmique et de zones d'accès du canal dans le semi-conducteur [29].

Enfin, la résistance  $R_g$  représente les pertes ohmiques dues à la métallisation de l'électrode de grille. Ce modèle petit signal n'est valable que pour un point de polarisation mesuré. En effectuant une extraction du modèle pour plusieurs points de fonctionnement, il est possible de modéliser le comportement non linéaire du composant [29].

## VII.2. Modèle électrique fort signal

La topologie classique du modèle fort signal est présentée figure VII-2. Alors que les éléments extrinsèques sont indépendants des tensions de commande, il n'en est pas de même pour les éléments intrinsèques. Le modèle non linéaire comporte ainsi 5 non

linéarités. Seuls les éléments intrinsèques  $R_i$ ,  $R_{gd}$  et  $C_{ds}$  sont considérés comme constants, leurs faibles variations avec les tensions de commande ne justifiant pas d'être prises en compte [30].

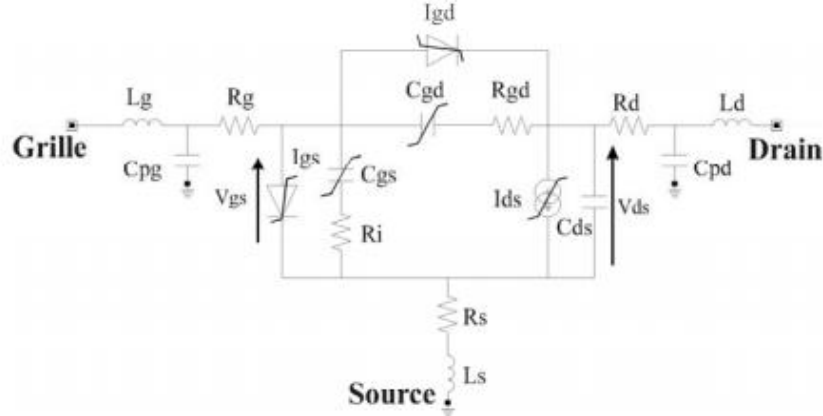


Figure VII-2 : Schéma équivalent fort signal d'un HEMT [30].

L'effet fondamental du transistor est décrit par la source de courant non linéaire  $I_{ds}$ , commandée par les tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ . Plusieurs expressions analytiques de cette source sont proposées dans la littérature; cependant, elles ne permettent pas une représentation complète du comportement non linéaire d'un HEMT dans toutes les zones de fonctionnement [30] [31].

L'expression du générateur de courant  $I_{ds}$  que nous avons retenu correspond à une adaptation du modèle de Tajima, représenté par l'équation (VII-2-3) à 9 paramètres d'ajustage [32].

$$I_{ds \text{ Tajima}} = I_{dss} \times fg \times fd \quad (\text{VII} - 2 - 1)$$

$$= I_{ds \text{ Tajima}} \times \frac{1}{1 - \frac{1}{m}(1 - e^{-m})} \left( V_{gsn} - \frac{1}{m}(1 - e^{-mV_{gsn}}) \right) \times (1 - e^{-V_{dsn}(J + -V_{dsn}(A + BV_{dsn}))}) \quad (\text{VII} - 2 - 2)$$

Avec

$$\begin{cases} V_{gsn} = 1 + \frac{V_g - V_{phi}}{V_p} \\ V_{dsn} = \frac{V_d}{V_{dsp} \left( 1 + W \frac{V_g}{V_p} \right)} \\ V_p = V_{p0} + V_{phi} + P \cdot V_d \end{cases} \quad (\text{VII} - 2 - 3)$$

Cette équation a été modifiée afin de prendre en compte certains effets parasites des transistors HEMTs commençant à apparaître lorsque les valeurs de  $V_{gs}$  sont proches de la conduction [33].

$$I_{ds} = I_{ds \text{ Tajima}} \times \text{Correct} - G_m G_d \quad (\text{VII} - 2 - 4)$$

$$\text{Correct} - G_m G_d = 1 \beta_{gm} \times (V_d - V_{gd}) \times \left( 1 + \tanh \left( \alpha_{gm} (V_g - V_{gm}) \right) \right) \quad (\text{VII} - 2 - 5)$$

Les générateurs de courant non linéaires  $I_{gs}$  et  $I_{gd}$ , symbolisés par des diodes sur la figure VIII-2, sont modélisés par la relation classique reliant le courant à la tension de la diode Schottky.

$$I_{gs} = I_{sgs} e^{\alpha_{gs} V_{gs}} \quad \text{et} \quad I_{gd} = I_{sgd} e^{\alpha_{gd} V_{gd}} \quad (VII - 2 - 6)$$

Outre ces 3 non linéarités convectives, le schéma équivalent du HEMT comporte 2 non linéarités réactives extraites à partir des mesures petit signal pour plusieurs points de polarisation. Ces éléments sont les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ , liées aux variations non linéaires de charge dans le composant. Elles ne dépendent que de la tension présentée à leurs bornes et sont modélisées par une même expression analytique, à 1 variable et 6 paramètres d'ajustage [31].

L'équation utilisée pour la capacité  $C_{gs}$  est la suivante :

$$C_{gs} = C_{gso} \times \left(1 - \frac{V_{eff}}{V_b}\right) \times \frac{\partial V_{eff}}{\partial V_{gs}} + C_b \quad (VII - 2 - 7)$$

$$\text{avec: } V_{eff} = \frac{dd_1 - dd_2}{2} + \frac{V_t - V_b}{2} \quad (VII - 2 - 8)$$

$$dd_1 = \sqrt{(V_{gs} - V_t)^2 + d^2} \quad \text{et} \quad dd_2 = \sqrt{(V_{gs} - V_b)^2 + d^2} \quad (VII - 2 - 9)$$

Cette modélisation classique des transistors est celle essentiellement utilisée par les concepteurs de circuits. Néanmoins, des améliorations peuvent être apportées au modèle fort signal, notamment en rendant compte dans sa topologie des effets dispersifs au sein du composant. Ainsi, dans le cas des HEMTs où les caractéristiques courant-tension évoluent fortement avec la température, un modèle électrothermique doit être développé [32].

### VII.3. Modèle électrothermique

Le principe du modèle électrothermique consiste à ajouter la température comme troisième commande dans le modèle fort signal. Par conséquent, les expressions analytiques des non linéarités précédemment établies vont être modifiées pour tenir compte de la température. Plus précisément, seuls les non linéarités convectives vont varier, linéairement ou exponentiellement, avec la température.

Les paramètres modifiés dans l'équation du générateur de courant  $I_{ds}$  sont donnés ci-dessous [30]:

$$I_{dss}(T) = I_{dss0} \times e^{-T/T_{ds}} + I_{dss1} \quad (VII - 3 - 1)$$

$$P(T) = P_0 \times T + P_1 \quad (VII - 3 - 2)$$

La dépendance thermique des diodes  $I_{gs}$  et  $I_{gd}$  se traduit par la variation des paramètres suivants :

$$\begin{cases} I_{dss}(T) = I_{sgs0} \times e^{-T/T_{sgs}} + I_{sgs1} \\ N_{gs}(T) = N_{gs0} \times T + N_{gs} \end{cases} \quad (VII - 3 - 3)$$

$$\begin{cases} I_{sgd}(T) = I_{sgd0} \times e^{-T/T_{sgd}} + I_{sgd1} \\ N_{gd}(T) = N_{gd0} \times T + N_{gd} \end{cases} \quad (VII - 3 - 4)$$

La commande en température est obtenue par un circuit annexe en effectuant une analogie électrique, compatible avec les simulateurs de type circuit. De cette manière, le problème thermique revient à introduire un courant sur la surface d'un réseau à trois dimensions représentant la résistance thermique, notée  $R_{TH}$  [33].

Cette injection de courant (puissance dissipée  $P$ ) génère une tension (température  $T - T_0$ ) au voisinage du canal où  $T_0$  est la température initiale. La résistance thermique représente donc le rapport de la température sur la puissance, comme l'indique l'équation (VII-3-5).

$$R_{TH} = \frac{T - T_0}{P} \quad (VII - 3 - 5)$$

Le circuit annexe pour l'acquisition de la température est visible figure I-7-3. Nous pouvons noter qu'en régime continu, la résistance thermique  $R_{TH}$  suffit à modéliser l'échauffement du composant. Par contre, lors de l'application de signaux rapides, le composant prend une température moyenne correspondant à sa puissance moyenne dissipée.

Il est alors nécessaire d'ajouter une capacité thermique  $C_{TH}$  afin de décrire ce phénomène. Le produit  $R_{TH} C_{TH}$  représente la constante de temps thermique qui correspond à la durée requise pour que la température du composant atteigne 70 % environ de sa valeur finale [30].

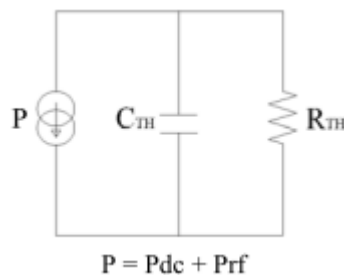


Figure VII-3 : Circuit électrique pour la commande thermique [30].

Couplé avec le schéma équivalent fort signal (figure VII-2), ce circuit permet de modéliser l'échauffement du transistor en régime continu. La précision des modèles électriques sera par conséquent améliorée. Cette approche classique de modélisation présente l'avantage d'être très souple d'utilisation et facilement intégrable

dans des logiciels de type circuit. Cependant, de par son principe, elle est segmentaire. Aussi, cette méthode de modélisation sous forme d'éléments localisés n'est pas adaptée à la prise en compte des couplages électromagnétiques qui peuvent apparaître au sein d'un composant ou entre les composants d'un même circuit MMIC [33].

Ces couplages électromagnétiques parasites, entre éléments actifs et passifs, sont engendrés par la miniaturisation des circuits, liée aux besoins croissants en terme de performances électriques et de coût. Avec la montée en fréquence des composants, ces phénomènes parasites deviennent nécessaires à prendre en compte. C'est pourquoi, depuis quelques années, des approches globales basées sur la simulation électromagnétique sont développées [33].

## **VIII. Les méthodes électromagnétiques usuelles**

De nombreuses méthodes électromagnétiques coexistent. Nous nous limitons ici à une présentation succincte des principales méthodes adaptées à la prise en compte d'éléments actifs [34].

### **VIII.1. La méthode des moments (MoM : Moments Method**

Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel par un système d'équations intégrales. Les simulateurs basés sur la MoM sont dits "2,5D" car la méthode tient compte d'un substrat homogène dans un plan et de conducteurs d'épaisseur nulle. Seules les surfaces conductrices sont maillées et ce, par des cellules triangulaires ou rectangulaires. Cette technique 2,5D est donc particulièrement appropriée à l'étude de circuits planaires. En imposant une homogénéité des substrats, elle montre néanmoins très vite ses limites pour des structures 3D à géométrie complexe (présence de trous métallisés, thermique,...). En effet, la présence d'éléments rompant l'homogénéité des substrats nécessite de définir des modèles approchés de substrats afin de prendre en compte au mieux ces éléments. De plus, la MoM ne permet pas une caractérisation rigoureuse des bandes de fréquence larges et des matériaux distribués non linéaires [35].

### **VIII.2. La méthode des éléments finis (MEF ou FEM : Finite Element Method)**

Cette méthode s'appuie sur des relations aux dérivées partielles déduites des équations de Maxwell. L'analyse par éléments finis est une analyse fréquentielle pouvant être appliquée à des structures 2D ou 3D à géométrie quelconque.

La MEF consiste à diviser le domaine d'étude en sous domaines qui sont de forme triangulaire en 2D et de forme tétraédrique en 3D. Le champ électromagnétique est alors approximé sur chacune des cellules élémentaires, ce qui confère une grande souplesse au maillage par éléments finis. Par conséquent, cette méthode permet l'étude rigoureuse de structures planaires, mais surtout de structures 3D à géométrie complexe. Elle est cependant limitée par son coût en terme de temps de calcul et espace mémoire requis. D'autre part, la MEF paraît peu efficace pour le traitement de très larges bandes de fréquence et de domaines distribués non linéaires [36].

### **VIII.3. La méthode des différences finies (FDTD : FiniteDifference Time Domain)**

La FDTD consiste à résoudre les équations de Maxwell par la discrétisation sur une grille spatio-temporelle des équations aux dérivées partielles. Cette méthode, formulée initialement par Yee, permet de déterminer l'évolution temporelle des champs électromagnétiques. La distribution spatiale de ces champs peut alors être obtenue en appliquant la transformée de Fourier. L'analyse par différences finies est particulièrement utilisée pour des caractérisations larges bandes de fréquence et pour le traitement des milieux non linéaires distribués. Elle montre toutefois ses limites pour une caractérisation efficace des résonances et pour le traitement rigoureux de surfaces courbes. Ce défaut est lié à la discrétisation du domaine d'étude par des cellules cubiques uniformes [37].

### **VIII.4. La méthode des lignes de transmission (TLM : Transmission LinesMethod)**

Cette méthode temporelle est basée sur la similitude existant entre les champs électriques et magnétiques des équations de Maxwell et les courants et tensions d'un réseau de lignes de transmission. Le domaine d'étude est discrétisé par un maillage volumique de lignes de transmission connectées entre elles par des nœuds. Comme pour la FDTD, la cellule élémentaire est de forme cubique. Les nœuds 3D permettent la distribution des champs électriques et magnétiques qui se propagent le long des lignes de transmission. Ces champs sont modélisés par des impulsions de courant et de tension. Cette méthode temporelle a pour avantage de permettre un calcul efficace de bandes de fréquence larges et de matériaux distribués non linéaires. Ses limitations, de même que la FDTD, résident essentiellement dans la flexibilité du maillage et la détermination des résonances. Pour conclure cette brève présentation des méthodes



électromagnétiques usuelles, nous avons résumé dans les tableaux VIII-4-1 et VIII-4-2, les principaux critères de choix de ces méthodes [38].

Particularités Domaine d'application	Analyse large bande Réponse à variation lente en fonction de la fréquence	Analyse faible bande Réponse à variation rapide en fonction de la fréquence	Milieu distribué non linéaire
Temporel (FDTD, TLM)	☺	☹	☺
Fréquentiel (MoM, MEF)	☹	☺	☹

Tableau VIII-4-1 : Critères de choix suivant le domaine d'application, temporel ou fréquentiel [38].

Particularités Domaine d'application	Flexibilité du maillage	Mémoire de stockage	Structures inhomogènes	Circuits planaires
FDTD, TLM (cellule élémentaire 3D cubique)	☹	☺	☺	☹
MEF (cellule élémentaire 3D tétraédrique)	☺	☹	☺	☹
MoM (logiciel 2,5D)	☺	☺	☹	☺

Tableau VIII-4-2 : Critères de choix suivant la méthode de discrétisation [38].

## IX. Contraintes et domaines d'utilisation

Si le HEMT a permis des utilisations en fréquence bien plus hautes que celles du MESFET, sa limite fréquentielle est de l'ordre de 60-70 GHz. Cette limite est principalement due aux propriétés de transport du matériau intrinsèque, c'est-à-dire l'Arséniure de Gallium. De plus le HEMT génère un bruit basse fréquence élevé.

Il est le composant privilégié pour des applications de puissance hautes fréquences ainsi que pour des applications à faible bruit telles que les circuits de pré-amplification des satellites ou encore les oscillateurs. En conséquence pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse  $V_s$  à fort champ électrique la plus élevée possible: l'InGaAs. Les récents progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudomorphique (PHEMT) [39].

## X. Avantages et inconvénients des transistors

Le transistor à effet de champ de type HEMT présente de nombreux avantages, et il est considéré comme un composant à faible bruit et à faible consommation d'énergie. Depuis

son apparition, il est devenu un élément important pour les dispositifs électroniques à grande vitesse et les dispositifs optoélectroniques (modulateurs, détecteurs, et les lasers). Son comportement électronique est une source de courant contrôlée en tension. Parmi ces avantages et ces inconvénients on peut citer [40]:

### **X.1. Avantages**

- \* Fonctionnement à des fréquences très hautes grâce à la haute mobilité des électrons,
- \* Courants de sortie importants ainsi que des transconductances et des résistances de sorties élevées,
- \* La barrière de Schottky est plus grande que dans le cas du MESFET car le dépôt du métal Schottky est réalisé sur l'AlGaAs à la place de l'GaAs,
- \* Des performances excellentes en bruit,
- \* Excellente conductivité thermique,
- \* Des performances en puissance adaptées surtout à des applications faibles tensions d'alimentation mais forts courants telles que les communications mobiles.

### **X.2. Inconvénients**

- \* Technologie très coûteuse puisque les couches à réaliser sont de très faibles épaisseurs et les performances du transistor exigent une qualité critique de l'hétéro-interface où se localise le gaz bidimensionnel,
- \* La concentration des porteurs dans le canal dépend fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap, ce qui rend difficile la maîtrise de la tension de commande.

## **XI. Le transistor PHEMT sur GaAs**

Les transistors à effet de champ pseudomorphiques GaAs (pseudomorphic HEMTs) se différencient des transistors HEMTs par l'ajout d'une couche d'InGaAs intercalée entre les couches AlGaAs et GaAs (Figure XI-1). Par conséquent, la discontinuité de la bande de conduction à l'interface AlGaAs/InGaAs est plus large que dans le cas AlGaAs/GaAs. Cette couche de InGaAs n'a pas la même dimension de maille que celle du GaAs, il y a contrainte compressive et pour éviter des dislocations du matériau qui détérioreraient le composant, cette couche doit être très fine. C'est cette couche qui est pseudomorphique et qui a donné le nom au composant.

Le puits de potentiel étant plus large que dans le cas d'une structure HEMT classique, le courant dans ce transistor est donc plus élevé. De plus, la vitesse des électrons dans l'InGaAs (non dopé) est également plus importante que dans le GaAs ce qui permet de très

hautes fréquences de travail. Durant ces dernières années, les tensions d'avalanche ont été fortement augmentées, permettant ainsi de polariser les transistors à effet de champ avec des tensions de drain supérieures à 20 V [41].

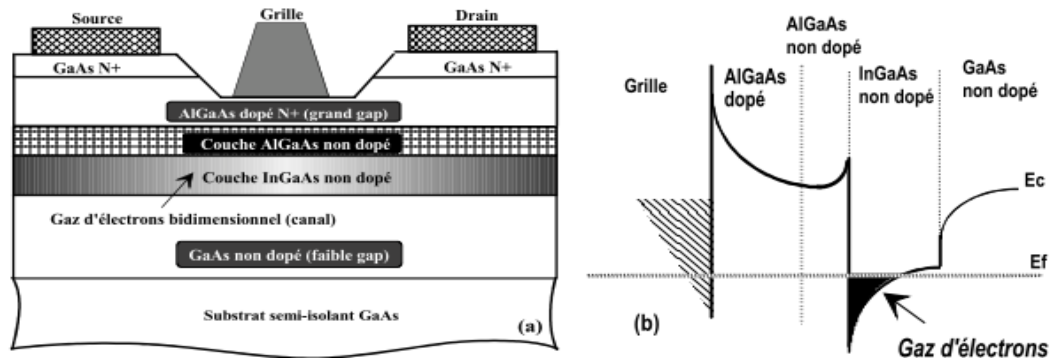
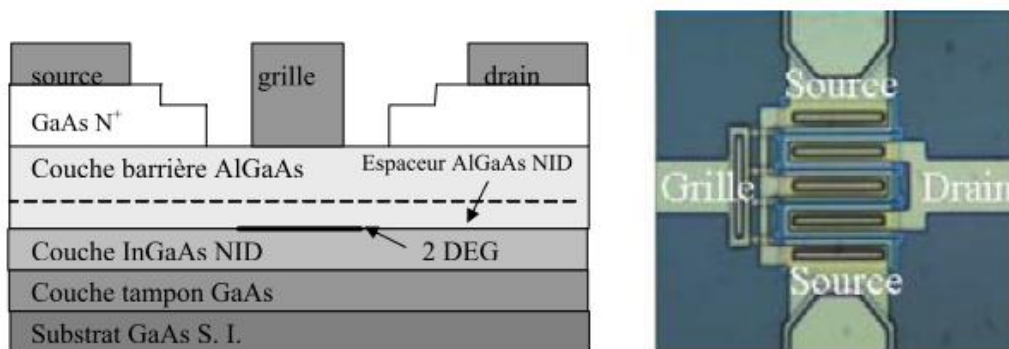


Figure XI-1 : Structure d'un transistor PHEMT GaAs associée à son diagramme de bande de conduction en conditions normales de fonctionnement [41].

Ces fortes tensions de polarisation autorisent donc des densités de puissance plus importantes. Cependant, les transistors PHEMTs GaAs ont toujours des densités de puissance très inférieures aux transistors grand gap, de l'ordre de 2W/mm. Par conséquent, seuls des amplificateurs à plusieurs transistors peuvent convenir pour des applications de puissance micro-ondes, avec des tailles de transistor relativement importantes [42]. La réalisation de circuits intégrés microondes monolithiques (MMIC) à des fréquences supérieures à 60 GHz a nécessité d'étudier d'autres structures à base de couches contraintes sur GaAs avec un canal  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (0,15  $x$   $d$   $d$  0,35) (Figure XI-2).



(a) Structure du PHEMT sur GaAs.

(b) Photographie du PHEMT

issu

de la fonderie BOOKHAM.

Figure XI-2 : Technologie PHEMT [42].

La Figure XI-3 indique que la couche InGaAs est en désaccord de maille avec la couche AlGaAs et la couche tampon GaAs, contrairement à l'hétérostructure AlGaAs/GaAs. La couche mince InGaAs subit une déformation quadrilatère à partir de sa structure

cristalline cubique normale de manière à ce qu'elle soit accordée au réseau cristallin des matériaux GaAs et AlGaAs. Puisque la couche InGaAs est contrainte, le HEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs est dénommé « pseudomorphique » [43].

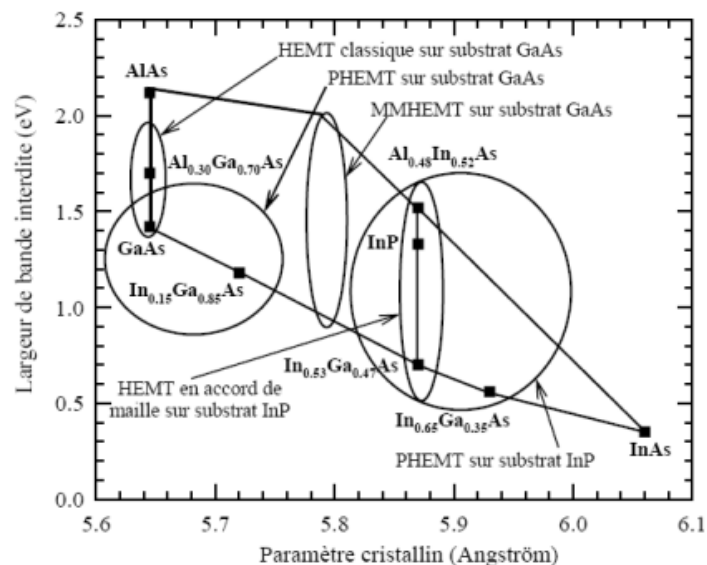


Figure XI-3 : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les composés III-V utilisés dans les HEMT [43].

La bande interdite du matériau InGaAs étant plus faible (Tableau XI), la discontinuité d'énergie de la bande de conduction du PHEMT est plus grande que celle du HEMT. Par conséquent, le puits de potentiel 2D est plus profond (Figure XI-1), ce qui permet d'obtenir des concentrations de porteurs plus importantes et un courant  $I_{ds}$  plus élevé [44].

	Energie de bande interdite $E_g$ (eV)	Paramètre de maille (Angstroms)	Mobilité électronique du matériau non intentionnellement dopé ( $cm^2/V.s$ )	Mobilité des trous du matériau non intentionnellement dopé ( $cm^2/V.s$ )	Vitesse maximale électrique ( $10^7 cm/s$ )
Si	1,12	5,431	1500	450	1
GaAs	1,42	5,653	8500	400	2,1
Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As	1,798	5,656	3000	100	1
Al <sub>0,48</sub> In <sub>0,52</sub> As	1,46	5,869	4000	180	0,4
In <sub>0,2</sub> Ga <sub>0,8</sub> As	1,14	5,71	11000	-	>2,1
In <sub>0,53</sub> Ga <sub>0,47</sub> As	0,78	5,869	13000	300	2,7
InP	1,35	5,869	4600	150	2,3
4H-SiC	3,2	4,36	900	115	2
GaN	3,39	3,189	1800	200	2,7

Tableau XI : Comparaison de quelques propriétés de plusieurs semi-conducteurs à 300K [44].

## XII. Comparaison entre le MESFET le HEMT et le PHEMT et le MHEMT

Les performances fréquentielles des HEMT sont liées au temps de transit entre la source et le drain. Monter en fréquence revient donc à réduire les dimensions du composant, mais également à utiliser des matériaux présentant des mobilités électroniques élevées.

Pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse à fort champ électrique la plus élevée possible et ajoutant une couche InGaAs. Les progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudomorphique (pHEMT).

Il est possible de contrôler la densité gaz d'électrons créé, à l'aide de la tension de grille [154]. Lorsque la tension de grille augmente, le puits de potentiel devient plus profond.

Un plus grand nombre d'électrons libérés par les atomes donneurs du semi-conducteur peuvent alors diffuser dans le canal. Inversement, lorsque la tension de grille diminue, le puits de potentiel diminue jusqu'à ce qu'il ne puisse plus contenir de porteurs. Le transistor est alors pincé, Le courant  $I_{ds}$  est alors contrôlé par la densité de porteurs. Le PHEMT présente des performances nettement supérieures à celles du HEMT classique, adapté en maille, en démontrant un faible niveau de bruit, puisque les porteurs sont mieux confinés dans un puits plus profond, et une fréquence de coupure élevée, puisque la mobilité électronique dans InGaAs est plus élevée. Compatible avec les lignes de fabrication de MMIC existantes, des filières commerciales n'ont pas tardé à voir le jour, y compris en Europe (Philips devenu OMMIC en 2000, Thomson et Daimler associés dans UMS en 1996, GMMT devenu Bookham en 2002)[45].

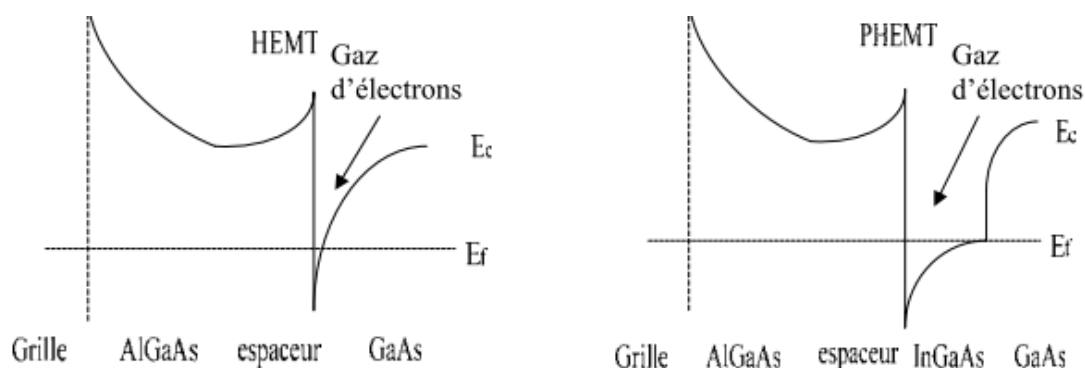


Figure XII-1 : Comparaison de la structure de la bande d'énergie de conduction des transistors HEMT et PHEMT [45].

Les transistors à haut mobilité d'électron (HEMT) et HEMT pseudo-morphiques (pHEMT) remplacent rapidement la technologie conventionnelle de MESFET dans des applications commerciales militaires et exigeant un faible bruit et le gain élevé, en particulier aux fréquences millimétriques. L'application de PHEMT pour l'amplification à haute efficacité de puissance gagne la popularité. D'autres noms généralement utilisés pour HEMTs incluent MODFET (modulation doped FET), TEGFET (two-dimension a lelectron gas FET) et SDHT (selectively doped heterojunction transistor).

Les principes de base de leur fonctionnement des transistors d'effet de champ HEMTs et PHEMTs sont très semblables à ceux du MESFET. La différence principale entre HEMTs et MESFETs est la structure épitaxiale de couche. Dans la structure d'HEMT, des couches de constitutions différentes sont développées afin d'optimiser et étendre les performances de FET. Les semi-conducteurs communs employés pour les PHEMT sont Al<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As et GaAs. Ces différentes couches forment des hétéro-jonctions puisque chaque couche a un espace différent de bande interdite. Ces structures développées avec des constantes légèrement différentes de treillis s'appellent PHEMTs ou HEMT pseudomorphiques (pseudo-morphe à cause du désaccord de maille entre le InGaAs et le GaAs). L'In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (0.2 < x < 0.3) possède une mobilité électronique plus élevée que le GaAs ainsi qu'un plus petit gap. Ces caractéristiques rendent ce nouveau matériau plus intéressant pour l'obtention des performances plus élevées en gain et en fréquence. Le gap d'InGaAs étant plus faible et les écarts de la bande de conduction étant plus grands, le puits du gaz 2D est plus profond permettant des concentrations de porteurs plus importantes et par conséquent le courant de sortie est plus élevé [46]. Dans le tableau suivant, nous présentons une comparaison entre la composition des différentes couches des transistors GaAs HEMT et pHEMT et celle des transistors MESFET.

Couches	MESFET	HEMT	pHEMT
Contact Ohmique	n+GaAs	n+GaAs	n+GaAs
Contact Schottky	n GaAs	n AlGaAs	n AlGaAs
Donneur		n+AlGaAs	n+AlGaAs
Entretoise		AlGaAs non doppé	AlGaAs non doppé
Canal	n+GaAs	GaAs non doppé	InGaAs non doppé
Buffer	P-GaAs	p-GaAs	p-GaAs

Tableau XII : une comparaison entre HEMT et pHEMT et MESFET [46].

Afin d'obtenir des fréquences de transition plus élevées que les PHEMTs sur GaAs, la croissance d'hétérojonction AlInAs/InGaAs métamorphique sur GaAs constitue une solution alternative c'est le transistor MHEMT (Metamorphic High Electron Mobility Transistor) figure (XIII-2). La filière métamorphique a pour but de pouvoir épitaxier des matériaux sur un substrat de paramètre cristallin très différent. On réalise ainsi la croissance d'une couche sacrificielle où se produit la relaxation de contraintes par formations de dislocations. La difficulté réside alors dans le confinement de ces dislocations dans cette couche tampon.

L'avantage d'une telle filière est de pouvoir faire croître des hétérostructures AlInAs/GaInAs sur un substrat GaAs et obtenir des wafers de 4 ou 6 pouces. Des fréquences de transition de 290 GHz avec une transconductance de 1450 mS/mm ont été atteintes.

Les tensions de claquage ( $V_{bgd}$ ) restent néanmoins pas très élevées (inférieure à 3 V) limitant les applications à des amplificateurs de faible puissance [47].

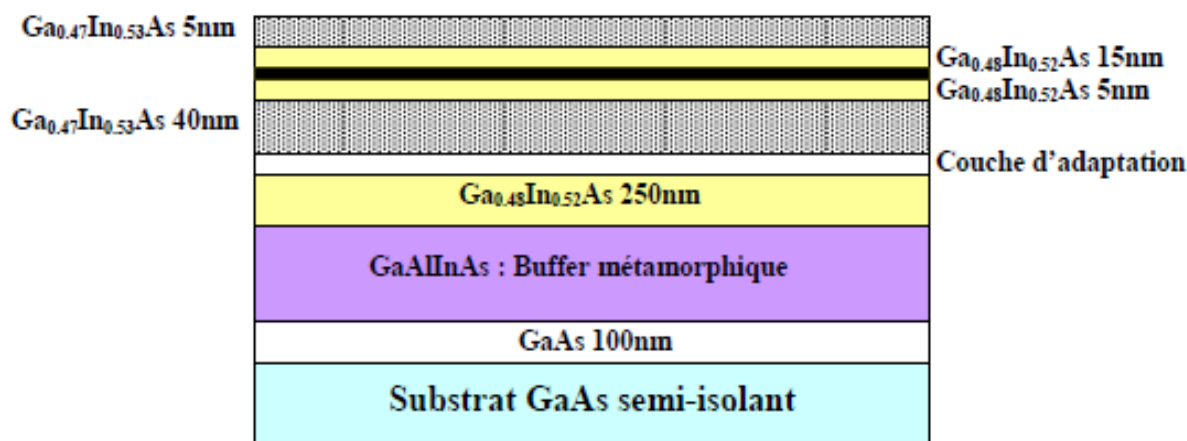


Figure XII-2 : Technologie de MHEMT [47].

En résumé les transistors à hétérojonction présentent une forte mobilité des électrons et donc fonctionnent à des fréquences très hautes et ont donc des performances excellentes en fréquence et en bruit HF. En effet la fréquence de transition  $FT$  très élevée est due à la vitesse élevée des électrons dans un large champ électrique.

Par conséquent on aura un courant de sortie important ainsi que des transconductances et des résistances de sorties élevées. La barrière Schottky est plus grande que dans le cas du MESFET puisque le dépôt du métal Schottky est réalisé sur AlGaAs à la place de l'GaAs, engendre des performances en puissance adaptée surtout à des applications faibles tensions d'alimentation mais forts courants telles que les communications mobiles. Beaucoup des recherches sont en cours

Néanmoins cette technologie est coûteuse puisque les couches à réaliser sont de très faibles épaisseurs et les performances du transistor exigent une qualité critique de l'hétérojonction où se localise le gaz bidimensionnel.

De plus la concentration des porteurs dans le canal dépend fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap, ce qui rend difficile la maîtrise de la tension de pincement [48].

### **XIII. Conclusion**

Nous avons défini au cours de ce chapitre le principe de fonctionnement de transistor HEMT plus sa structure, par la suite nous avons présentés les caractéristiques électriques, les propriétés du composé GaAs et de l'alliage AlGaAs et aussi l'hétérojonction AlGaAs/GaAs à modulation de dopage, ainsi que les approches classiques de modélisation des HEMTs, et les méthodes électromagnétiques usuelles.

## **Bibliographie**

[1]: Sandra DE MEYER "Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande " Thèse de doctorat, Université De Limoges, Année : 2005

[2] Bos, T. A., Lott, U., et Bachtold, W. (1997). "Nonlinear modelling of an almost constant transconductance mesfet power transistor". Dans 5th IEEE International Workshop on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, pages 1–6.



- [3] Hirakawa, K. et Sakaki, H. and Yoshino, J. "Concentration of electrons in selectively doped GaAs/GaAs heterojunction and its dependence on spacer-layer thickness and its electric field". *Appl. Phys. Lett.*, 45(3), 253–255 (1984).
- [4] Morkoç, H., Kopp, W. F., Drummond, T. J., Su, S. L., Thorne, R. E., et Fisher, R. "Submicron gate GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As MESFET with extremely sharp interface". *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 29, 253–255 (1982).
- [5] Lee, K., Shur, M. S., Drummond, T. J., et Morkoç, H. "Parasitic MESFET in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs modulation doped FET's and MODFET characterization". *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 31(1), 29–35 (1984).
- [6] Duszynski, I. (2005). "Réalisation et caractérisation électrique de transistors HEMTs AlInAs/GaInAs de longueur de grille sub-50 nanomètres et de transistors sans couche tampon". Thèse, Université Lille I.
- [7] Onodera, K., Nishimura, K., Aoyama, S., Sugitani, S., Yamane, Y., et Hirano, M. "Extremely low-noise performance of GaAs MESFET's with wide-head T-shaped gate". *IEEE Trans. Electron Devices*, 46, 310 (1999).
- [8] Nguyen, L. D., Brown, A. S., Thompson, M. A., et Jelloian, L. M. "50-nm self-aligned-gate pseudomorphic AlInAs/GaInAs high electron mobility transistors". *IEEE Trans. Electron Devices*, 39, 2007 (1992).
- [9] Mateos, J., González, T., Pardo, H., V. J., et Cappy, A. "Effect of the T-gate on the performance of recessed HEMTs. A Monte Carlo analysis". *Semicond. Sci. Technol.*, 14(9), 864–870 (1999).
- [10] F. Aniel, "Les transistors à effet de champ à hétérojonction sur GaAs et grille ultra-courte aux basses températures. Evolution des propriétés électriques et physiques" Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, France, 1995.
- [11] F. Sejalón, "Conception et réalisation d'amplificateurs cryogéniques faible bruit à base de transistor à effet de champ dans la bande 16-20 GHz" Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, 1993.
- [12] R. L. Anderson, "Experiments in Ge-GaAs Heterojunctions" *Solid-State Electron*, vol. (3), pp. 341-351, 1962.

- [13] Y. Chen, "Investigation of generation – recombination noise and related processes in aluminium gallium arsenide TEGFET and Hall structures with quantum wells" Thèse, Génie électrique, université international de Florida, USA. 1998.
- [14] T. P. Chow, D. K. Gaskill, C.D. Brandt, R. J. Nemanich, "III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices" Mat. Res. Society Symposium Proc., Pittsburgh, PA. 423, pp 69-73, 1996.
- [15] J. H. Davies, "The physics of low-dimensional semiconductors - an introduction" Cambridge university press, United Kingdom, ISBN 0-521-48148-1, 1998.
- [16] S. M. Sze, Kwok K. Ng, "Physics of Semiconductor Devices" Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. ISBN-I 3: 978 0 47 1 1 4323 9, 2007.
- [17] Castagné, R., Duchemin, J. P., Gloanec, M., et Rumelhard, C. "Circuits intégrés en arséniure de gallium : physique, technologie et règles de conception". Collection technique et scientifique des télécommunications, page 594 (1989).
- [18] Chevalier, P. (1998). "Conception et réalisation de transistors à effet de champ de le filier AlInAs/GaInAs sur substrat InP. Application à l'amplification faible bruit en ondes millimétriques". Thèse, Université Lille I.
- [19] D.A. Neamen, "Semiconductor Physics and Devices - Basic Principles" Published by McGraw-Hill, ISBN 0-07-232107-5, New York, 2003.
- [20] S. Adachi, "GaAs, AlAs, and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Material parameters for use in research and device applications" J. Appl. Phys., vol. 58(3), pp. R1–R29, August 1985.
- [21] S. Tiwari and D.J. Frank, "Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in III-V alloy systems" Appl. Phys. Lett, vol. 60(5), pp. 630-632, February 1992.
- [22] B. G. Yacobi, "Semiconductor Materials, An Introduction to Basic Principles" Kluwer academic publishers, University of Toronto, Canada, ISBN: 0-306-47361-5, 2004
- [23] A. K. Saxena, "The conduction band structure and deep levels in Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As alloys from a high-pressure experiment" J. Phys. C: Solid State Phys., vol.13, pp. 4323-4334, 1980.
- [24] D. E. Aspnes, "GaAs lower conduction-band minima: Ordering and properties" Phys. Rev. B. vol.14, pp. 5331-5343, 1976.

- [25] Sheng S. Li, "Semiconductor Physical Electronics" University of Florida, USA, ISBN 10: 0-387-28893-7, 2006.
- [26] E. F. Schubert, A. Fischer, and K. Ploog, "Electron-impurity tunneling in selectively doped n-type Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs heterostructures" Phys. Rev. B, vol. 31, pp. 7937-7946, 1985.
- [27] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, A.C. Burrus, "Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures" Phys. Rev. B., vol. 32, pp. 1043-1060, 1985.
- [28] R. ANHOLT "Electrical and thermal characterization of MESFETs, HEMTs and HBTs" Artech House, Boston, London, 1995
- [29] H. AHN, M. EL NOKALI "An analytical model for high electron mobility transistors" IEEE Transactions on Electronics Devices, vol.41, n°6, pp.874-878, 1994
- [30] I. ANGELOV, H. ZIRATH, N. RORSMAN "A new empirical non linear model for HEMT and MESFET devices" IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.40, n°12, pp.2258-2266, 1992
- [31] P. POUVIL, A. BIGAND, A. OUSLIMANI, J.R. RIVIERE "Caractérisation et modélisation non linéaire du HEMT pour la CAO" 8èmes Journées Nationales Microondes, Brest, 1993
- [32] Y. TAJIMA, P.D. MILLER "Design of broad band power GaAs FET amplifiers" IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.32, n°3, pp.261-267, 1984
- [33] J.P. VIAUD "Modélisation non linéaire de transistors microondes. Application à la conception d'amplificateurs de puissance en technologie MMIC" Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mars 1996
- [34] T. ITOH "Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures" Wiley, 1989
- [35] J. DUBOULOY "Mise en œuvre des simulations électromagnétiques dans les MMIC. Application à la modélisation générique de composants actifs à géométrie arbitraire" Thèse de Doctorat, Université de Paris 6, Juin 1998
- [36] J. JIN "The finite element method in electromagnetics" Wiley, 1993

- [37] K.S. YEE "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media" IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.AP-14, n°3, pp.302-307, Mai 1966
- [38] P.B. JOHNS, R.L. BEURLE "Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission line matrix" Proceeding IEE, vol.118, n°9, pp.1203-1208, Septembre 1971
- [39] Hilde Muller et Jan Nicolas Myklebust "Les composants actifs hyperfréquences" [www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors\\_HF.doc](http://www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc)
- [40] M. Souheil "CONTRIBUTION A L'ETUDE DU BRUIT BASSE FREQUENCE DANS DES HETEROSTRUCTURES AlGaAs/GaAs/AlGaAs" .2010
- [41] K. Matsunaga, K. Ishikura, I. Takenaka, W. Contrata, A. Wakejima, K. Ota, M. Kanamori, and M. Kuzuhara, "A Low-Distortion 230W GaAs Power FPFET Operated at 22V for Cellular Base Station", 2000 IEDM Technical Digest, pp. 393-396
- [42] B. M. Green, E. Lan, P. Li, O. Hartin, C. A. Gaw, M. CdeBaca, E. M. Johnson, L. S. Klingbeil, P. Fisher, J. Kim, D. Maurer, B. Knappenberger, M. Miller, C.E. Weitzel, "A High Power Density 26 V GaAs pHEMT Technology", IEEE MTT-S Digest, pp.817-820, 2004
- [43] S. Augaudy, "Caractérisation et modélisation des transistors microondes, application à l'étude de la linéarité des amplificateurs à fort rendement", Thèse soutenue le 6 mars 2002 à l'université de Limoges.
- [44] J-L. Cazaux, "Des MMIC aux MEMS : L'introduction des nouvelles technologies hyperfréquences dans les satellites", HDR soutenue le 22 décembre 2003.
- [45] K. OHATA "A Millimeter wave monolithic VCO with integrated heterojunction FET as a varactor" European Microwave Conf. Proc. 1994, pp. 1667-1672
- [46] J. C. BEAN. "Materials and Technologies," in High-Speed Semiconductor Devices, S. M. Sze, Editor, John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [47] M. SCHLECHTWEG, A. TESSMANN, A. LEUTHER, C. SCHWÖRER, M. LANG, U. NOWOTNY, O. KAPPELER, « Integrated circuits based on 300 GHz fT metamorphic

HEMT technology for millimeter-wave and mixed-signal applications », 11th GAAS Symposium, Munich 2003.

[48] R KOZHUHAROV et H. ZIRATH, "A millimeter wavemonolithic VCO with an integrated HEMT as a varactor", IEEE Frequency Control Symposium and PDAExhibition, pp. 820 -823,2001

## CHAPITRE IV :

---

# *Résultats de simulation*

## **I. Introduction**

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude de la simulation électrique de la structure de transistor PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs obtenue par ATLAS.

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est une société Américaine, ayant son siège à Santa Clara en Californie. Elle est un des principaux fournisseurs de chaînes professionnelles de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur pour les technologies de l'électronique TCAD (Technology Computer Aided

Design). Ces outils sont employés par les compagnies de microélectronique dans le domaine de la recherche, du développement et de la conception de dispositifs.

## II. Structure du PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs étudié et ses paramètres physiques

Dans le tableau suivant (II), nous présentons les différentes couches de la structure avec ses différentes épaisseurs et aussi les profils de dopage.

Couche	Matériau
Cap layer	GaAs
Schottky	AlGaAs
Donneuse	AlGaAs
Espaceur	AlGaAs
Canal	InGaAs
Tampon	AlGaAs
Substrat	GaAs

*Tableau II : différentes couches du PHEMT étudié.*

Notre structure se compose d'une couche d'oxyde non dopé, d'une couche superficielle appelée Cap Layer est formée par un matériau GaAs avec un épaisseur de 2 nm permettant la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. cette couche est fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact, d'une couche Schottky de matériau AlGaAs non dopée, et destinée à la réalisation du contact Schottky de grille.

Cette couche permet le contrôle de la densité de porteurs dans le canal et doit pour cela être suffisamment fine devant la longueur de grille, d'une couche donneuse non dopée av, qui a le rôle de fournir les électrons libres à la structure, d'un espaceur à base de matériau AlGaAs non dopé, qui permet de séparer les atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal, de canal qui est constitué d'un matériau InGaAs non dopé. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau, d'une couche tampon, de matériau AlGaAs non dopée avec un épaisseur assez importante permet en fait d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat, et pour finir d'un substrat semi-isolant de matériau GaAs non dopé. On aperçoit aussi deux zones

fortement dopées disposées de part et d'autre de notre dispositif et constituant ainsi la source et le drain de notre dispositif.

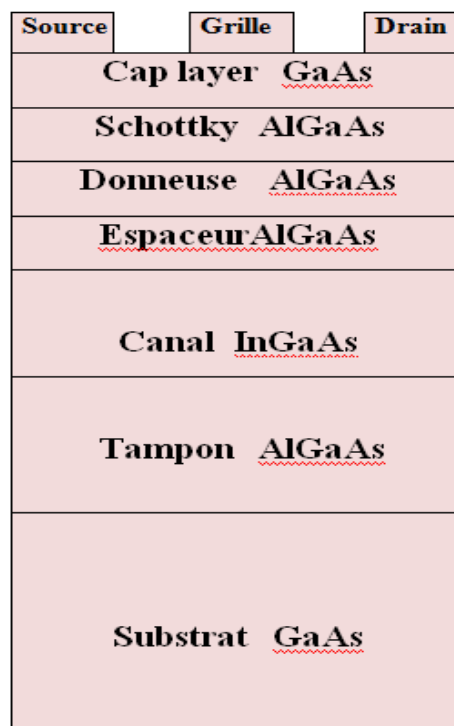


Figure II : Schéma de la structure PHEMT AlAsGa/InAsGa/GaAs étudiée.

### III. Les étapes de programmation

Après la présentation de logiciel SILVACO, sa composition interne et le fonctionnement d'Atlas nous allons maintenant présenter l'ordre de commandes propres à la logique de programmation d'Atlas.

Ainsi il existe cinq groupes de commandes, ces groupes doivent être organisés correctement. Si l'ordre n'est pas respecté, un message d'erreur apparait et le programme ne s'exécute pas d'une façon correcte [1] [2] [3] .

#### 1- Spécification de la structure

- Maillage
- Région
- Electrode
- Dopage

#### 2- Spécification des matériaux et de modèles

- Matériaux
- Modèles
- Contact
- Interface

#### 3- Sélection des méthodes numériques

#### 4- Sélection des paramètres à extraire

- Log



- Solve
  - Load
  - Save
- 5- Analyse des résultats**
- Extract
  - tonyplot

*Figure III : Groupes de commandes [3].*

### **III.1. Spécification de la structure**

Avant de présenter les résultats de simulation obtenus dans ce travail, j'ai tenu tout d'abord à préciser que la première tâche qui m'intéresse fut d'apprendre à utiliser ce logiciel de simulation de dispositif et de process avec ses différents constituants et qui j'étais jusqu'à la inconnue. J'ai alors utilisé Atlas de Silvaco.

#### **III.1.1. Le maillage**

La précision des résultats obtenus avec les simulations est fonction du nombre et de la distribution des nœuds dans la maille. En contre partie, le temps de calcul des solutions est d'autant plus important que le maillage possède de nœuds.

Le maillage doit donc être fait de façon à avoir une distribution de nœuds plus abondante dans les régions où on va faire des gravures.

Ceci permet d'atteindre un compromis entre le temps de calcul et la précision de la simulation. Pour que le maillage soit optimum, il faut que le nombre de nœuds soit augmenté le maximum possible.

Dans notre cas le maillage adopté pour simuler le transistor PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs est celui de la figure III-1-1. On y remarque une forte concentration de nœuds là où on a fait des gravures et un relâchement dans les zones uniformes. Afin d'obtenir un résultat correct, il convient de faire tourner le simulateur avec un maillage correct.

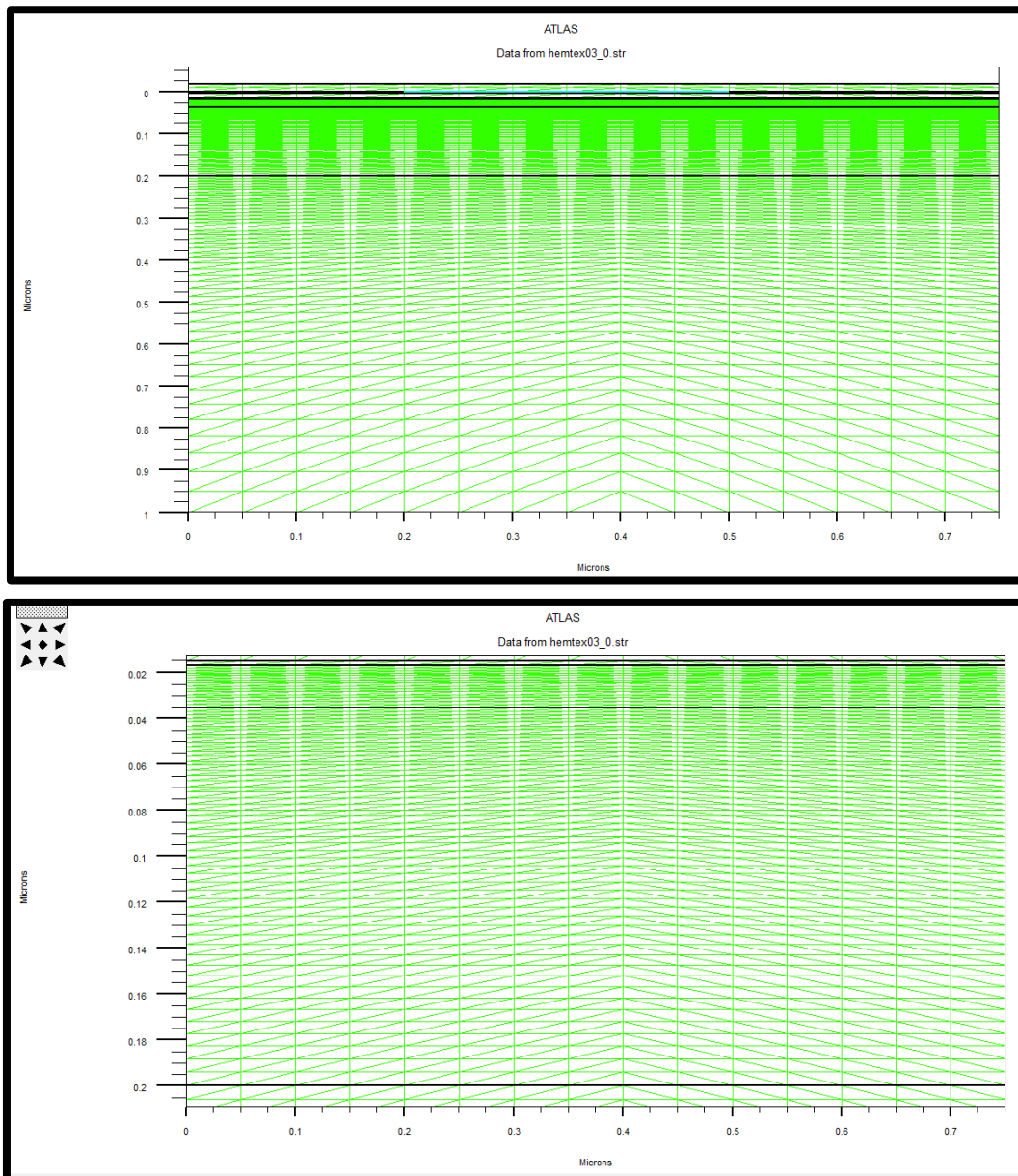


Figure III-1-1 : Maillage à deux dimensions du transistor PHEMT AlAsGa/InAsGa/GaAs.

### III.1.2. Les régions

Après avoir défini le maillage, il est nécessaire de définir les régions dont le format de définition des régions est le suivant :

Region nombre= <integer><material\_type> / <position des paramètres>

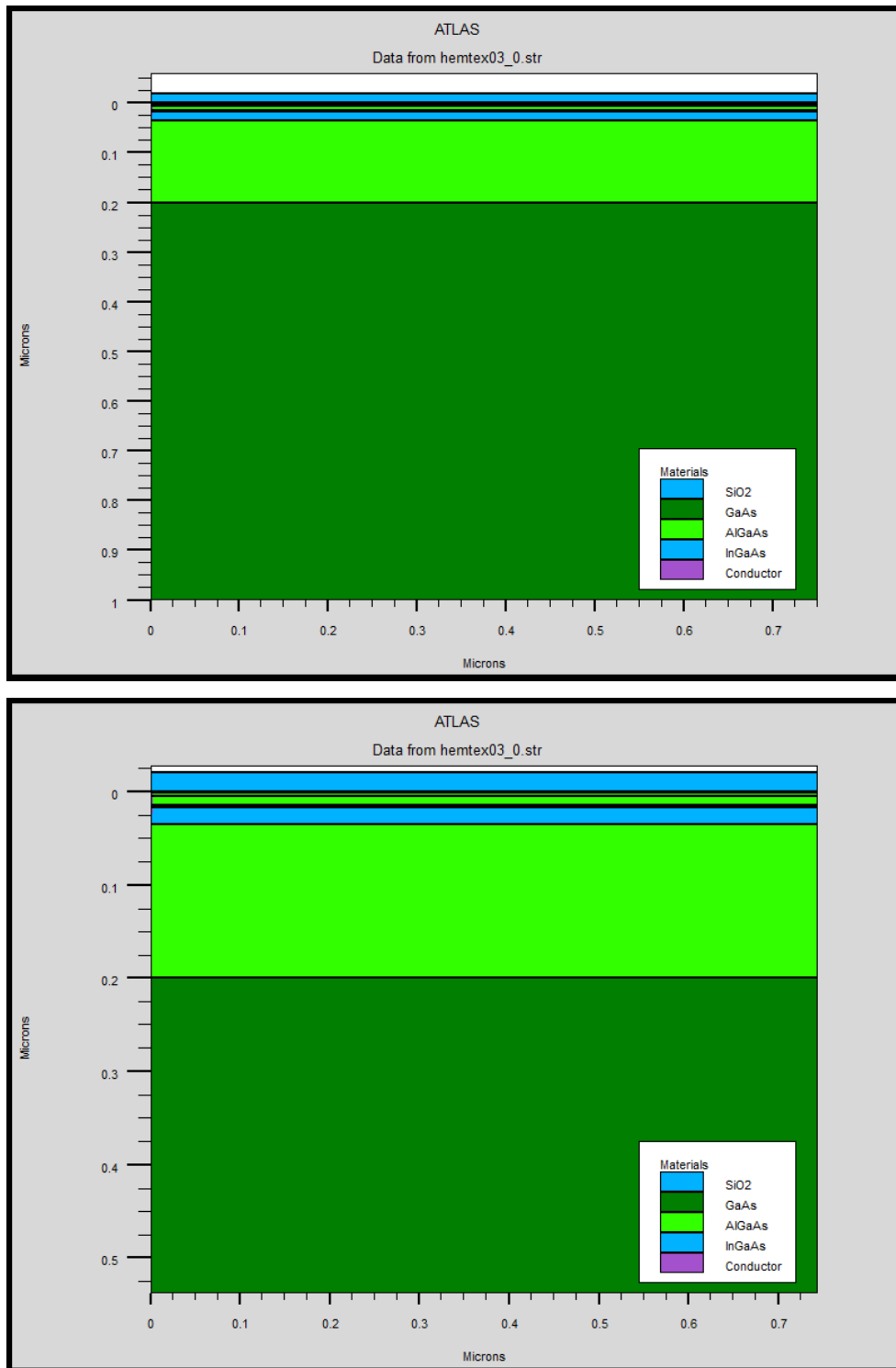
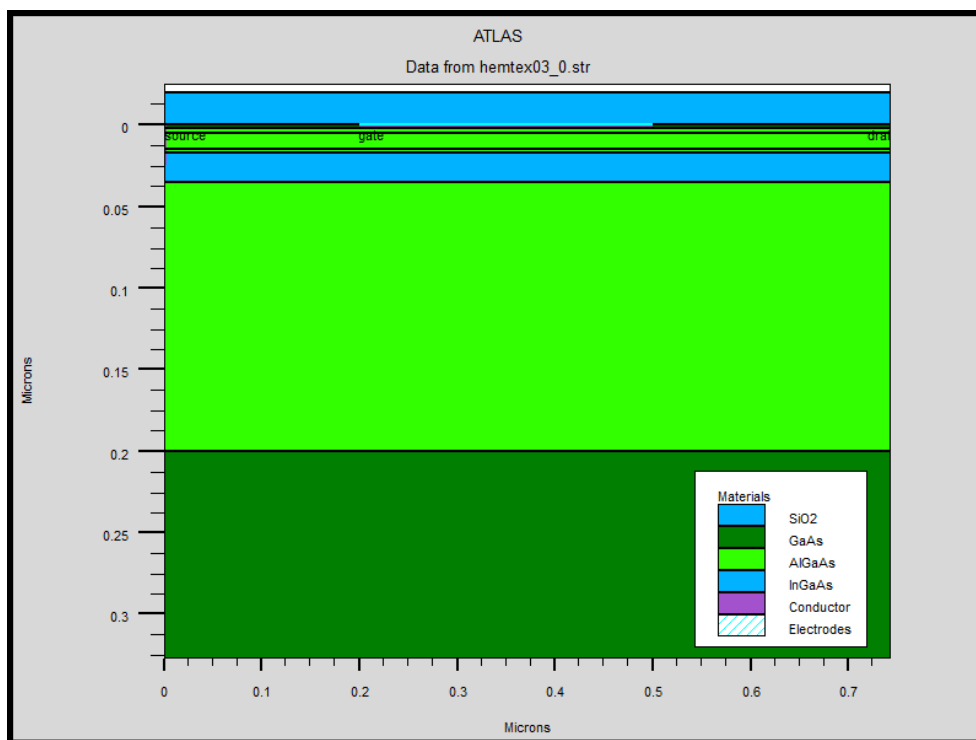
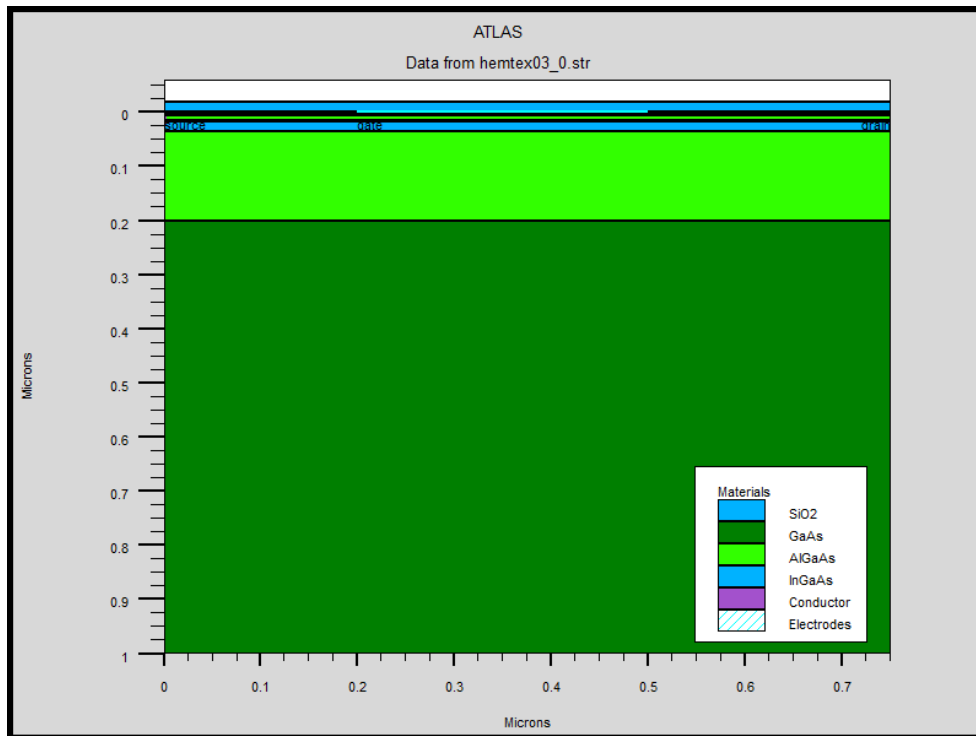


Figure III-1-2 : Définition des régions.

### III.1.3. Les électrodes

« Atlas » a une limite de 50 électrodes qui peuvent être définies. Le format de définition des électrodes est comme suit :

Electrode name= <nom de l'électrode><position des paramètres>



III-1-3 : Dépôt des électrodes

### III.1.4. Le dopage

Le dernier aspect de la spécification de la structure qui doit être défini est le dopage. Le format de la déclaration de dopage dans « Atlas » se présente comme suit :

DOPAGE < type de distribution ><type de dopant> / <position des paramètres>

Le dopage peut être de type N ou P. Le type de distribution peut être uniforme ou gaussienne.

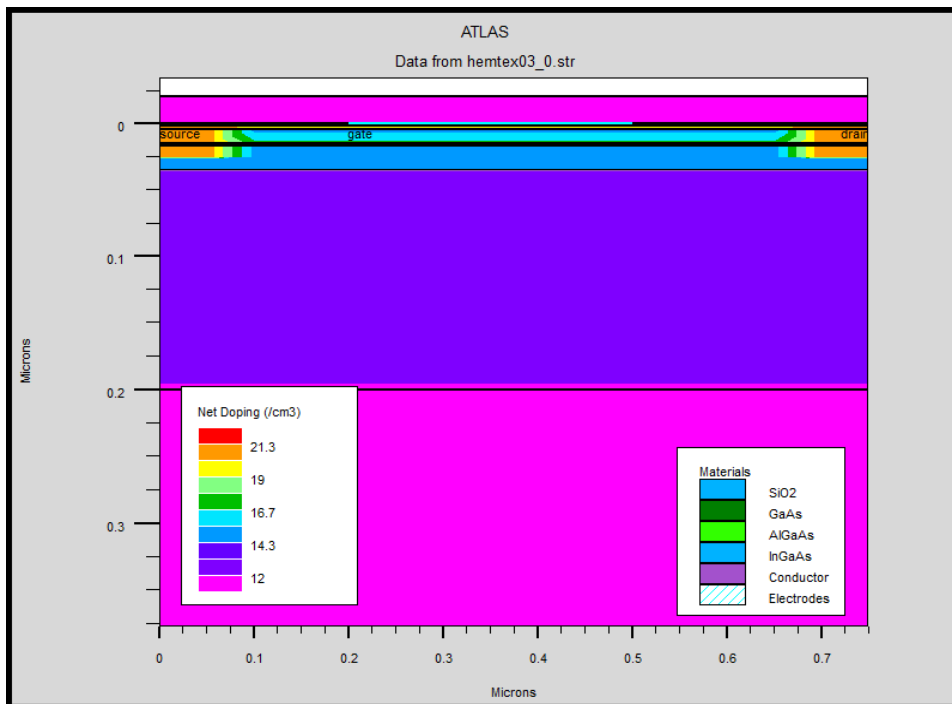
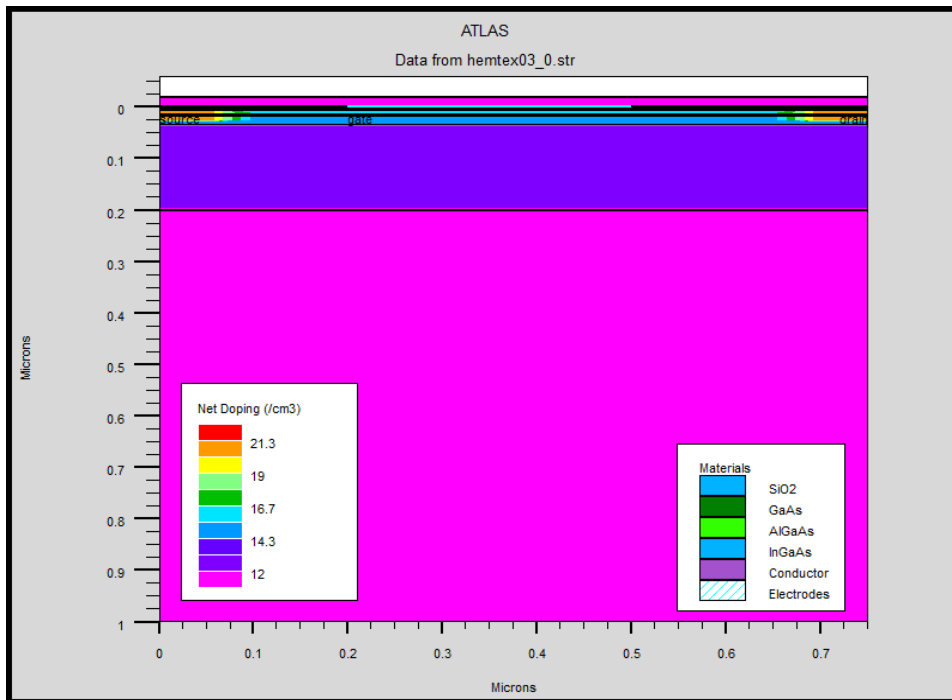


Figure III-1-4 : Type de dopage.

## III.2. Spécification des matériaux et de modèles

### III.2.1. Le matériau

Le format de la déclaration du matériau est le suivant :

MATERIAL < localisation > < définition du matériau >

Plusieurs autres paramètres peuvent être définis par la déclaration « Material », comme exemples: la mobilité d'électrons (MUN) et la mobilité de trous (MUP), (TAUN0) et (TAUP0) qui sont les durées de vie des électrons et des trous respectivement.

### **III.2.2. Modèles physiques**

Les modèles physiques sont classés en cinq catégories : mobilités des porteurs de charges, mécanismes de génération-recombinaison, les statistiques de transport, l'ionisation par impact et l'effet tunnel. La syntaxe de la déclaration du modèle est la suivante :

MODEL < paramètres générales > / < paramètres du modèle >

### **III.2.3. Le contact**

Le contact détermine les attributions des électrodes. La syntaxe du contact est la suivante :

contact nombre = <n > | NOM = <ename>

### **III.2.4.L'interface**

Les limites du semiconducteur ou de l'isolant sont déterminées dans la déclaration d'interface. La syntaxe est la suivante : INTERFACE [ <parameters> ]

## **III.3. Sélection des méthodes numériques**

Après la précision du modèle de matériaux on doit indiquer la méthode numérique. Parmi les différentes méthodes numériques de résolution des systèmes d'équation, trois types de techniques sont utilisées dans « SILVACO-Atlas » :

- Méthode de Gummel
- Méthode de Newton
- Méthode des blocs

## **III.4. Spécification de solution**

### **III.4.1. Log**

La commande Log enregistre toutes les caractéristiques finales de simulation dans un fichier de données. N'importe quel type de données, générées par la commande SOLVE est sauvé après la commande LOG. Si dans le programme il y a plusieurs commandes LOG, chaque fois le fichier log qui a été ouvert avant est fermé et un nouveau fichier log est ouvert.

### **III.4.2. Solve**

L'instruction SOLVE veut dire résoudre, elle suit l'instruction LOG et effectue une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.

### III.4.3. Load et Save

C'est-à-dire chargement et sauvegarde.

L'instruction LOAD introduit à partir d'un fichier existant, pour chaque point de polarisation les solutions précédentes en tant que proposition initiale.

L'instruction SAVE permet l'enregistrement de toutes les informations obtenues pour un nœud dans un fichier de sortie.

### III.4.4. Analyse des résultats

EXTRACT : les commandes de ce type sont utilisées pour extraire les valeurs bien précises des paramètres des deux types de fichiers log ou structure.

TONYPLOT : les résultats et les informations obtenues par la simulation peuvent être affichés graphiquement avec tonyplot.

## IV. Caractéristique de sortie et de transfert du dispositif conçu

La figure V-1 représente la caractéristique de sortie et de transfert de notre PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs.

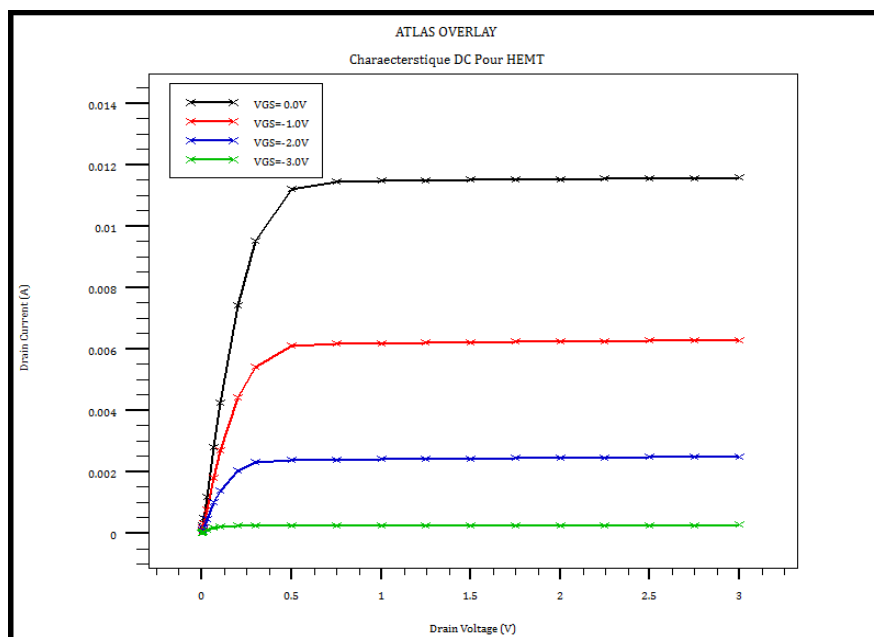


Figure IV-1 : Caractéristique  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$  de transistor PHEMT

On observe de la caractéristique  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  à  $V_{gs}$ =constante que le courant drain-source augmente quand la tension de polarisation grille source augmente. En effet en appliquant une tension  $V_{gs}$  de plus en plus négative, le niveau de Fermi baisse en comparaison aux énergies mises en jeu au niveau du canal. ce qui va donc entraîner une diminution de la densité des électrons du canal et par conséquent une diminution du courant qui y circule.

Quand la tension  $V_{gs}$  atteint la tension de pincement, le niveau de Fermi se situe alors à l'extérieur du canal annulant ainsi le courant du canal.

sur cette caractéristique  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  on peut alors distinguer les différents régimes de fonctionnement de notre dispositif: on distingue alors:

✓ **une zone ohmique**

**En** régime linéaire dit ohmique, le courant du drain de notre dispositif varie linéairement, et le composant se comporte en fait comme un barreau résistif, et varie en fonction de la tension de polarisation grille source. Il est à noter que ce mode de fonctionnement est largement utilisé pour les FETs fonctionnant dans des applications de résistances commandées.

✓ **régime de saturation**

Dans ce cas le courant drain-source est quasi-constant en fonction de  $V_{ds}$  et varie seulement en fonction de  $V_{gs}$ . le dispositif se comporte pratiquement comme une source de courant. la résistance du canal ne varie pratiquement pas avec la tension drain-source. Ce régime est utilisé pour les applications d'amplification.

Une polarisation trop forte permettrait d'atteindre le régime d'avalanche. Dans ce cas le transistor s'endommagerait et une zone d'avalanche serait visible sur notre caractéristique.

On peut en fait conclure que plus la tension de polarisation  $V_{ds}$  augmente plus la mobilité des électrons dans le canal augmente, créant une augmentation du courant  $I_{ds}$ . Si on applique une tension de grille de plus en plus négative, le niveau de fermi diminue par rapport aux énergies impliquées dans le canal, impliquant une diminution de la densité d'électrons dans le canal et donc une diminution du courant  $I_{ds}$ .

On appelle en fait que la concentration des porteurs dans le canal dépend en fait fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap.



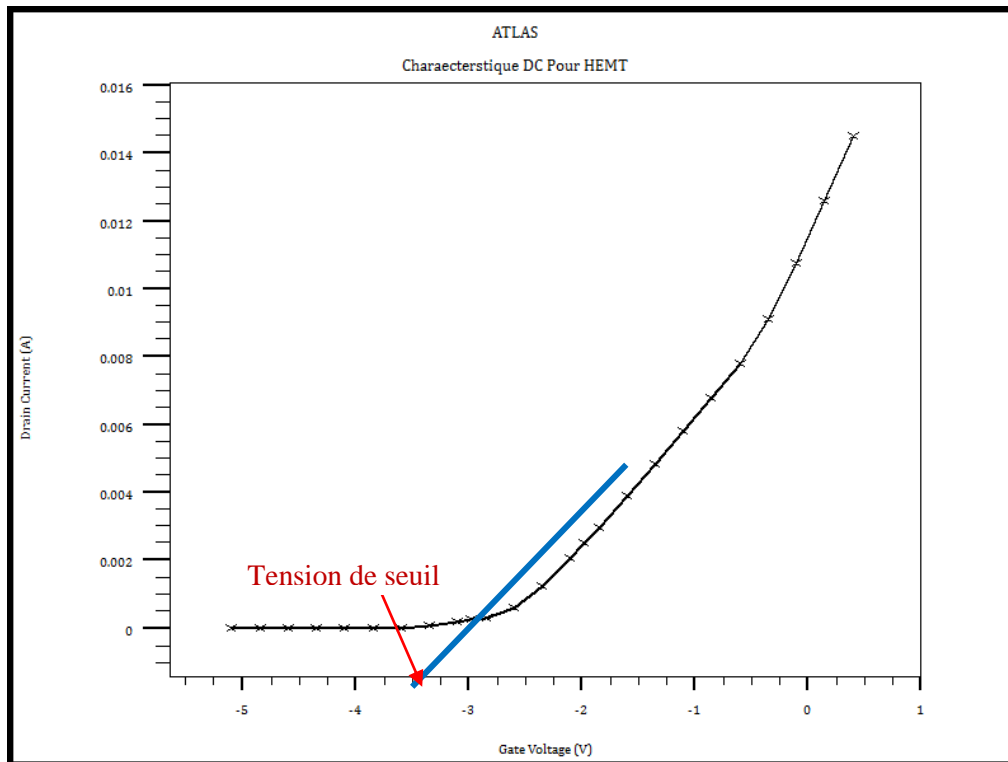


Figure IV-2 : La fonction de transfert  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{gs}$ .

La caractéristique de transfert de notre dispositif est représenté sur la figure V On peut à partir de cette caractéristique extraire la tension de seuil de -3.1V qui représente la tension grille source à partir bde laquelle le transistor deviens passant.

- ✓ la tension de seuil est -3.1V.
- ✓ la transductance est aussi un paramètre important que l'on peut extraire à partir de la caractéristique de transfert du dispositif et qui est égale dans le cas de notre transistor à  $G_{m\_max} = 0.00759643 \text{ S}$

## V. Influence des paramètres géométriques et physiques du transistor étudié

### V.1. Influence de la variation de la couche cap layer

#### V.1.1. Variation de l'épaisseur de la couche cap layer

Dans ce cas nous fixons tous les épaisseurs et les concentrations de dopage des différentes couches de notre transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs et nous varions l'épaisseur de la couche cap layer .La figure qui suit permet de suivre l'évolution du courant de drain en fonction de la variation de l'épaisseur de cette couche.

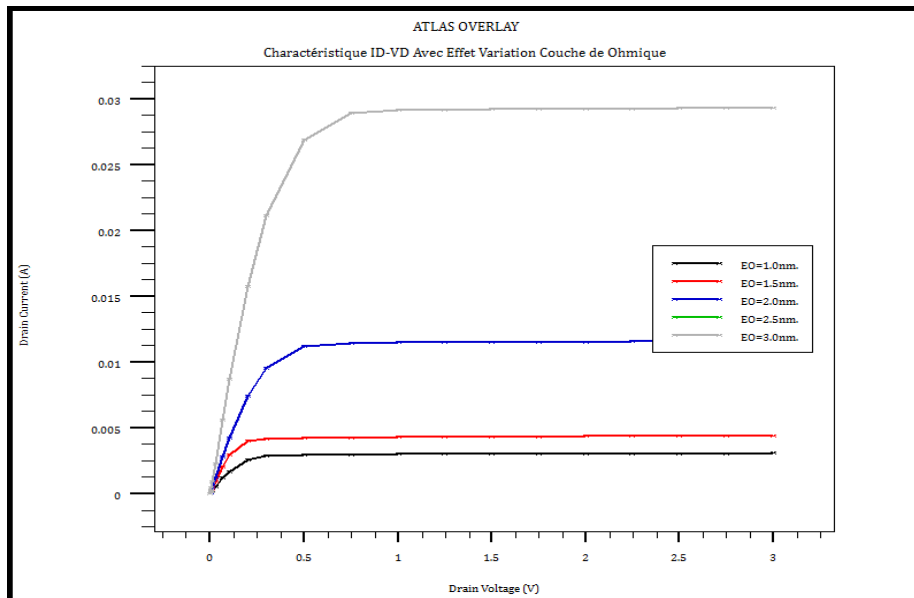


Figure V-1-1 : Caractéristique  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  en fonction de l'épaisseur de la couche cap layer.

D'après les figures V-1-1, on remarque que le courant Drain-Source varie en fonction de la variation de l'épaisseur de la couche cap layer. Le courant  $I_{ds}$  augmente quand l'épaisseur de la couche cap layer augmente.

### V.1.2. Variation de la concentration des dopants de la couche cap layer

Dans ce cas nous fixons tous les épaisseurs et les concentrations de dopage des différentes couches de notre transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs et nous varions la concentration de dopage de la couche cap layer.

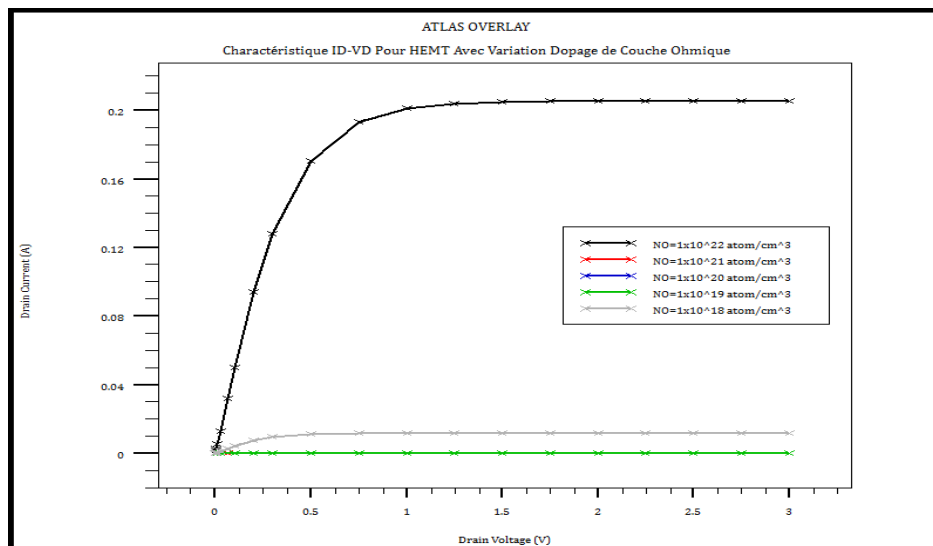


Figure V-1-2: Caractéristique  $I_{ds}$  en fonction de la concentration de dopage de la couche cap layer de transistor PHEMT.

D'après les figures VII-1-2, on remarque que le courant Drain-Source varie en fonction de la variation de la concentration de dopage de la couche cap layer. Le courant  $I_{ds}$  augmente quand le dopage de la couche cap layer augmente.

## V.2. Influence de la variation de la couche schottky

### V.2.1. Variation de l'épaisseur de la couche schottky

Dans ce cas nous fixons toutes les épaisseurs et les concentrations de dopage des différentes couches de notre transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs et nous varions alors uniquement l'épaisseur de la couche schottky.

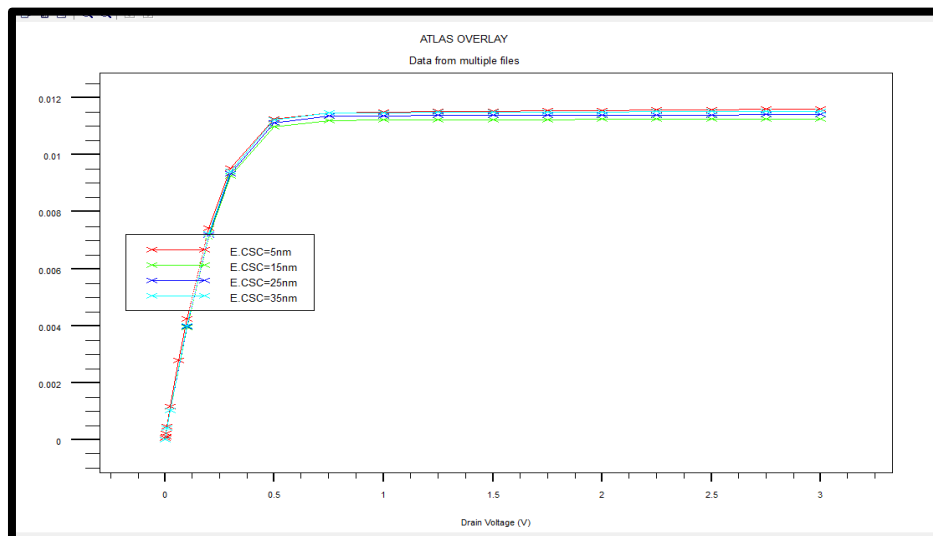


Figure V-2-1-1 : Caractéristique  $I_{ds}$  en fonction de l'épaisseur de la couche schottky de transistor PHEMT.

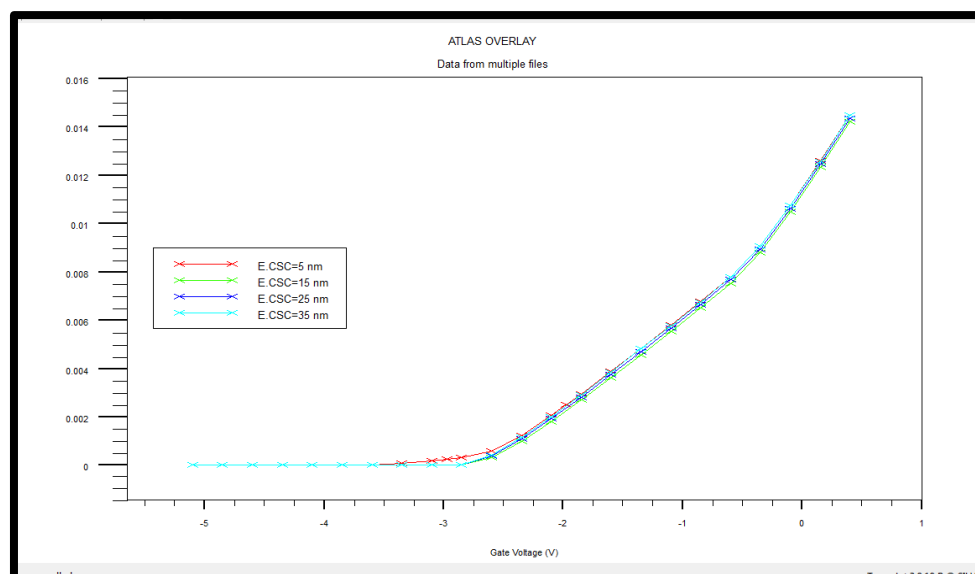


Figure V-2-1-2 : La fonction de transfert  $I_{ds}$  en fonction de l'épaisseur de la couche schottky.

D'après les figures V-2-1-1 et V-2-1-2, on remarque que le courant Drain-Source ne varie que légèrement en fonction de la variation de l'épaisseur de la couche schottky. En effet le

courant  $I_{ds}$  augmente légèrement avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche schottky augmente. La tension de seuil semble être indifférente à la variation de l'épaisseur de cette couche.

## V.2.2. Variation de la concentration des dopants de la couche schottky

On examine dans ce qui suit l'effet de la variation de la concentration des atomes dopants dans la couche schottky sur le courant du transistor. Pour cela nous maintenons les différentes concentrations de dopage et les grandeurs des différentes couches constantes. Les résultats que nous avons obtenus sont représentés dans ce qui suit.

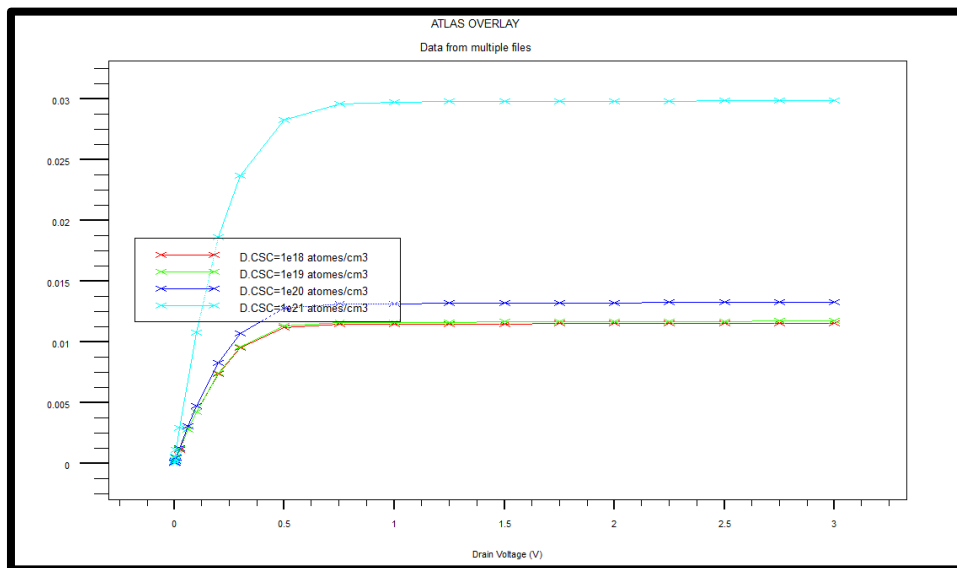


Figure V-2-2 : Caractéristique  $I_{ds}$  en fonction de la concentration de dopage de la couche schottky du transistor PHEMT.

D'après les figures V-2-2 on remarque que le courant Drain-Source varie en fonction de la variation de la concentration de dopage de la couche schottky. Le courant  $I_{ds}$  augmente quand le dopage de la couche schottky augmente.

## V.3. Influence de la variation de la couche donneuse

### V.3.1. Variation de l'épaisseur de la couche donneuse

Dans ce cas nous fixons tous les épaisseurs et la concentration de dopage des différentes couches de notre transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs et nous varions l'épaisseur de la couche donneuse.

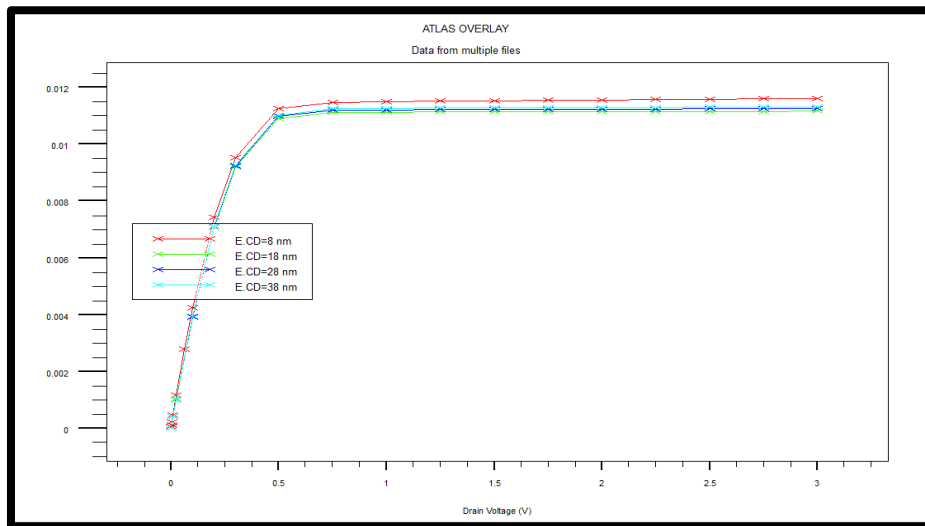


Figure V-3-1 : Caractéristique  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse de transistor PHEMT.

Figure V-3-1 permet d'examiner l'effet de la variation de l'épaisseur de la couche donneuse sur le courant du drain du transistor étudié. on remarque que le courant Drain-Source varie en fonction de la variation de l'épaisseur de la couche donneuse. Il est à une petite augmentation de courant  $I_{ds}$  quand l'épaisseur de la couche donneuse augmente, ceci étant dû à l'augmentation de la concentration des porteurs libres qui dans ce cas sont des électrons avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche donneuse.

### V.3.2. Variation de la concentration des atomes dopants de la couche donneuse

Dans ce cas nous fixons tous les épaisseurs et les dopages des différentes couches de notre transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs et nous varions le dopage de la couche donneuse.

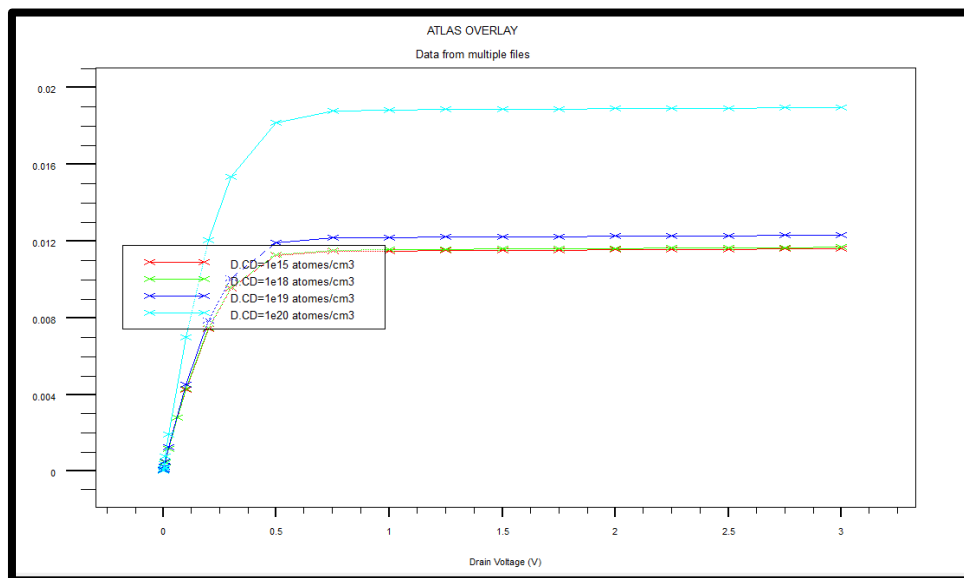


Figure V-3-2 : Caractéristique  $I_{ds}$  en fonction de la concentration de dopage de la couche donneuse de transistor PHEMT.

Nous rappelons que le rôle de cette couche donneuse est en fait de fournir des électrons libres à la couche active. En augmentant donc la concentration des atomes dopants dans cette couche on augmente bien évidemment la densité du gaz d'électrons. Sachant que le courant est proportionnel à la concentration des électrons, l'augmentation de cette concentration entraîne alors nécessairement l'augmentation du courant du transistor. D'après la figure V-3-2, on remarque que le courant Drain-Source varie en fonction de la variation de dopage de la couche donneuse.

## V.4. Influence de la variation de canal

### V.4.1. Variation de l'épaisseur

Dans ce cas nous fixons tous les épaisseurs et la concentration de dopage des différentes couches de notre transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs et nous varions l'épaisseur de canal.

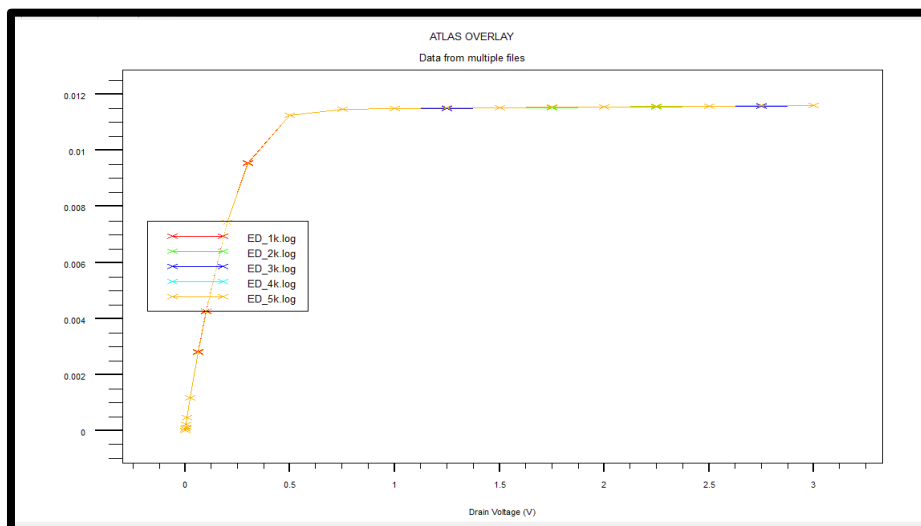


Figure V-3-1 : Caractéristique  $I_{ds}$  en fonction de l'épaisseur de canal du transistor PHEMT.

D'après la figure V-3-1, on remarque que le courant Drain-Source ne varie pas en fonction de la variation de l'épaisseur de canal.

### V.4.2. Variation de la concentration des atomes dopants du canal

Dans ce cas nous fixons tous les épaisseurs et la concentration de dopage des différentes couches de notre transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs et nous varions le dopage de canal.

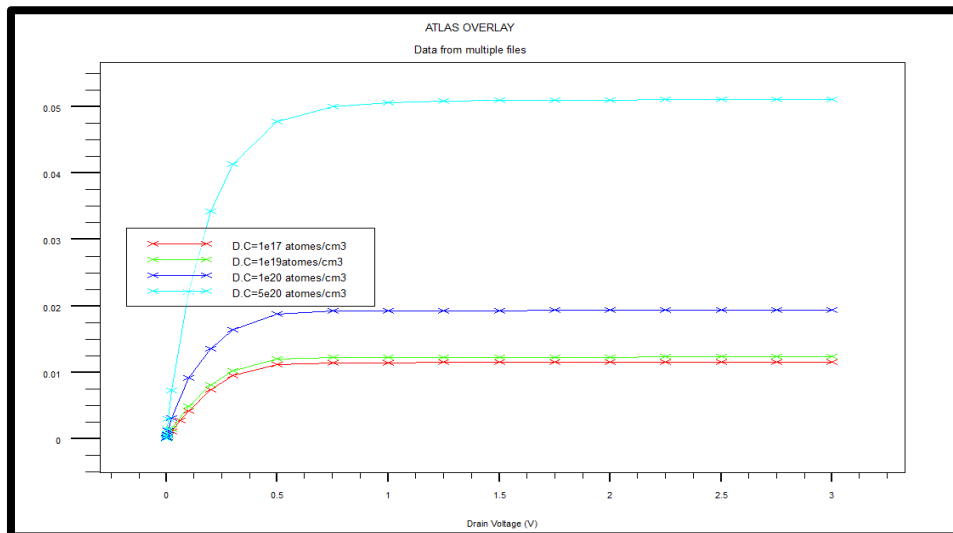


Figure V-3-2 : Caractéristique  $I_{ds}$  en fonction de la concentration de dopage de canal de transistor PHEMT.

le canal est important dans la mesure où il reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons. le canal détermine les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau .D'après les figure V-3-2, on remarque que le courant Drain-Source varie en fonction de la variation de dopage de canal. En effet Le courant  $I_{ds}$  augmente quand la concentration des atomes donneurs du canal augmente et ceci étant dû à l'augmentation de la densité surfacique des électrons dans le puit quantique.

## VI. Analyse AC de transistor PHEMT

Ce type de transistors se caractérise principalement par deux fréquences importantes : la fréquence de transition  $f_T$  et la fréquence maximale d'oscillation. La fréquence de transition  $f_t$  est la fréquence pour laquelle le module du gain en courant est égal à 1 (soit 0dB).

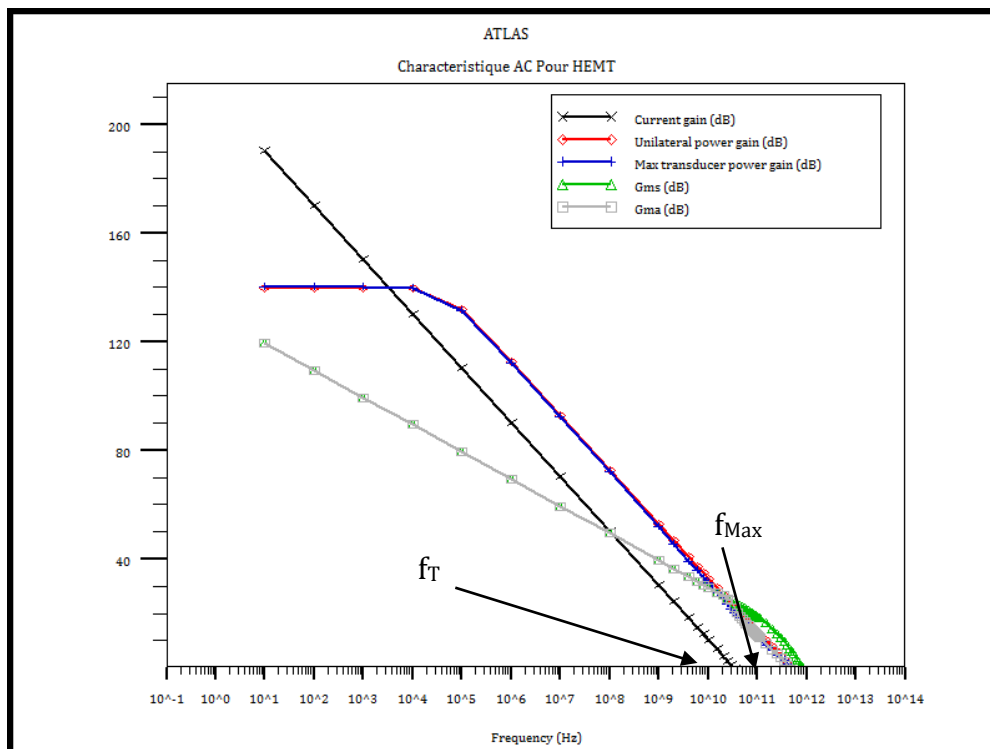


Figure VI : analyse AC de transistor PHEMT.

D'après la figure VI, on distingue les paramètres suivants :

✓ **Fréquence de coupure**

On rappelle tout d'abord que la fréquence de coupure d'un circuit électronique est la fréquence limite de fonctionnement utile d'un circuit électronique.

Nos résultats de simulation nous ont permis d'extraire la fréquence de coupure donnée par H21 et qui est égale dans ce cas à 32 GHz

✓ **la fréquence maximale d'oscillation**

Cette fréquence correspond en fait à la fréquence d'utilisation du dispositif et correspondant à un gain en puissance unitaire est quant à elle égale dans le cas de notre transistor à 800 GHz.

✓ **la fréquence de transition**

On rappelle tout d'abord que la fréquence de transition est la fréquence pour laquelle le module du gain complexe de l'amplificateur opérationnel devient égal à 1.

La fréquence de transition est 40 GHz.



## **VII. Conclusion**

Ce chapitre a été consacré aux simulations de la structure de notre transistor PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs en utilisant l'outil de simulation ATLAS du simulateur TCAD-SILVACO. Nous nous sommes intéressés essentiellement aux caractéristiques électriques de sortie de notre dispositif et ensuite aux effets de la variation de la concentrations des dopants de certaines couches sur les caractéristiques de notre dispositif. Nous nous sommes aussi intéressé à l'étude des effets de la variation de l'épaisseur de ces couches sur le courant  $I_{ds}$ .

# Bibliographie

[1] R.Serhane : « Présentation de l’outil Atlas de SILVACO », Centre de Développement des Technologies Avancées, 2011.

[2] Manuel Led : « Eclairer avec une nouvelle source lumineuse », 1<sup>er</sup> édition, avril 2011.

[3] A. D. Bates, " *Novel optimisation techniques for multijunction solar cell design using Atlas*", *Master's Thesis, Naval Postgraduate school, Monterey, California, 2004.*

[4] D. Truyen, “Etude par simulation composant 3D des effets singuliers SEU et SET induits par ions lourds sur le nœud technologique CMOS bulk 180 nm“, thèse de doctorat, Université de Montpellier II, 2007.

# ***ANNEXE***

---

## **Présentation de logiciel Silvaco**

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est une société Américaine, ayant son siège à Santa Clara en Californie. Elle est un des principaux fournisseurs de chaînes professionnelles de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur pour les technologies de l'électronique TCAD (Technology Computer Aided Design). Ces outils sont employés par les compagnies de microélectronique dans le domaine de la recherche, du développement et de la conception de dispositifs.

Historiquement la compagnie a été fondée en 1984 par Dr. Ivan Pesic pour répondre aux besoins des designers de circuits intégrés (IC, integrated circuits) analogiques pour des modèles SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) de plus en plus précises et linéaires.

L'entrée de SILVACO dans la technologie **TCAD** a eu lieu en 1989, et elle a été basée sur une recherche du Département des Dispositifs Physiques de l'Université de Stanford, ainsi apparaissent dans SILVACO « Athena » comme simulateur des processus et « Atlas » comme simulateur des dispositifs (2D et 3D).

SILVACO n'a pas été conçu pour répondre à un seul composant semi-conducteur. En incluant des modèles plus généraux de la physique des semi-conducteurs, il permet des simulations plus étendues en balayant toute une gamme de composants électroniques.

### **1 . Présentation d'Atlas**

La capacité à simuler avec précision un dispositif semi-conducteur est cruciale pour l'industrie et milieu de recherche. L'outil de simulation ATLAS est spécialement conçu pour la modélisation 2D et 3D de composants basés sur la physique des semi-conducteurs, en incluant les propriétés électriques, optiques et thermiques. Il possède une bibliothèque regroupant des matériaux prédéfinis comme il permet à l'utilisateur de définir d'autres matériaux propre à leur choix.

Il est capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime (DC), (AC), transitoire ou fréquentiel.

En plus du comportement électrique "externe", il fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les concentrations des porteurs, les lignes

de courant, le champ électrique ou le potentiel, et des données importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques. Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité des électrons et des trous en deux dimensions en un nombre fini de points formant le maillage de la structure définie par l'utilisateur ou par le programme.

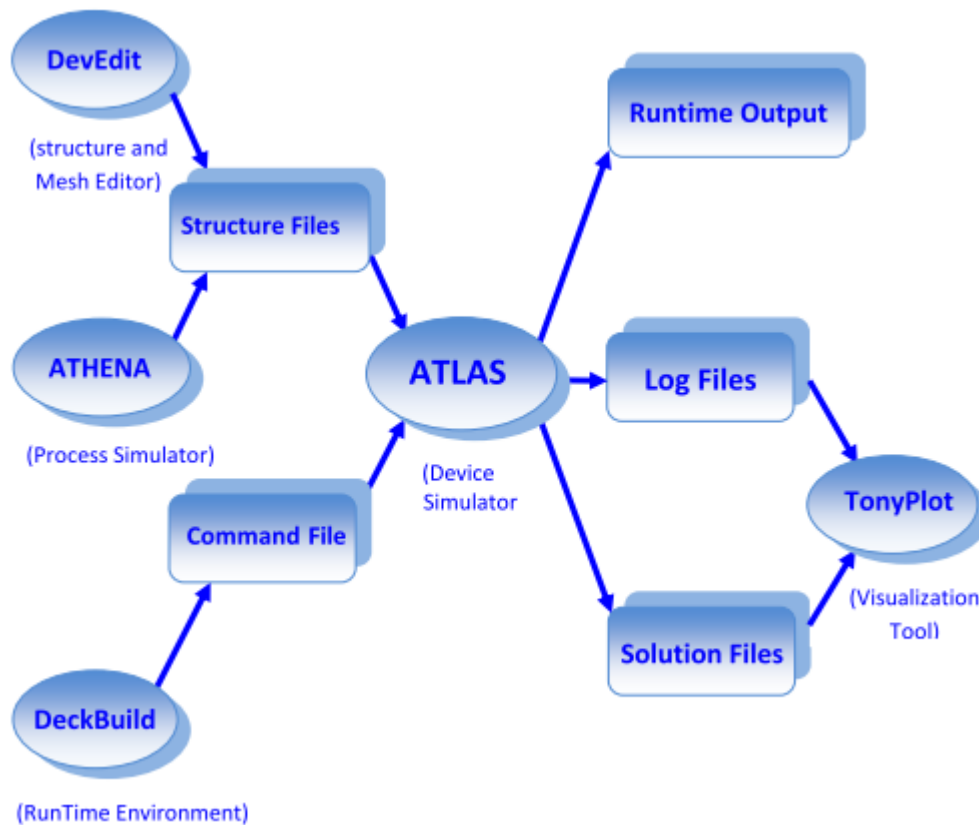


Figure 1 : Entrées et sorties d'Atlas.

Le schéma de la Figure 1 représente les différents types d'informations qui circulent en entrée et en sortie « d'Atlas ». La plupart des simulations réalisées sous « Atlas » utilisent deux fichiers d'entrée. Le premier fichier est un fichier texte contenant les commandes pour qu'Atlas s'exécute (représenté par « Fichier de commande »). Le second fichier est un « Fichier de structure » contenant la structure du dispositif qui va être simulée définie dans «Athena » ou « DevEdit ». A la sortie « d'Atlas », nous avons trois types de fichiers. Le premier de ces fichiers est la sortie « Runtime » qui donne la progression, les erreurs et les messages d'avertissements pendant la simulation. Le deuxième type de fichier est le fichier « log » qui stocke toutes les valeurs de tensions et des courants provenant de l'analyse du dispositif simulé (c'est le fichier du comportement électrique). Le troisième fichier de sortie est le « Fichier de solution », ce fichier stocke les données 2D ou 3D concernant les valeurs des variables solutions en un point donné du

dispositif (c'est le fichier physique, il contient la structure dans un état particulier). Les deux derniers fichiers sont traités par l'outil de visualisation « TonyPlot ».

## 2 . Ordres de commandes d'Atlas

Après la présentation de l'outil de simulation « d'Atlas » de SILVACO TCAD, sa composition interne et son fonctionnement nous allons maintenant présenter l'ordre des commandes propres à la logique de programmation « d'Atlas ». Ainsi il existe cinq groupes de commandes, ces groupes doivent être organisés correctement (Figure 2). Si l'ordre n'est pas respecté, un message d'erreur apparaît et le programme ne s'exécute pas d'une façon correcte. Par exemple, si les paramètres ou les modèles de matériaux ne sont pas placés dans l'ordre idoine, le simulateur ne les prend pas en compte.

Groupe	Commandes
1. Spécification de la structure	MESH REGION ELECTRODE DOPING
2. Spécification des modèles des matériaux	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
3. Sélection de la méthode	METHOD
4. Spécification des solutions	LOG SOLVE LOAD SAVE
5. Analyse des résultats	EXTRACT TONYPLOT

Figure 2 : Ordre des groupes des commandes d'Atlas (Les commandes fondamentales afférentes).

Les commandes fondamentales sont :

- MESH : cette commande produit un maillage ou lit un maillage qui a été défini auparavant. L'élément de maille utilisé est le triangle.
- REGION : c'est une instruction qui définit une région dans une structure.
- ELECTRODE : indique l'endroit et les noms des électrodes dans une structure.
- DOPING : indique le type et le profil de dopage.

- MATERIAL : associe des paramètres physiques aux matériaux utilisés dans la simulation par exemple : affinité électronique, énergie de gap, la fonction de la densité des états, les vitesses de saturation, les durées de vie des porteurs minoritaires, etc ... . (Il faut faire attention parce que le logiciel a des paramètres de matériau définis par défaut pour les semi-conducteurs standards)
- MODELS : Cette instruction permet de faire appel aux modèles physiques existants dans le logiciel, nous pouvons citer comme exemples les modèles de recombinaison Shockley Read Hall (SRH), Auger et les modèles concernant les statistiques des porteurs de Boltzmann, Fermi, etc ...
- CONTACT : indique les attributs physiques d'une électrode : anode, cathode, drain, etc ...
- INTERFACE : indique les paramètres d'interface aux frontières de semi-conducteur/isolant, comme exemple, la vitesse de recombinaison en surface et la densité de charge à l'interface.
- METHOD : place les méthodes numériques à employer pour résoudre les équations et les paramètres liés à ces algorithmes. Les méthodes numériques qui peuvent être spécifiées par cette instruction incluent des méthodes telles que celles de Gummel et de Newton.
- LOG : permet à toutes les caractéristiques finales de simulation d'être sauvées dans un fichier (ouvre un fichier de type log (log en minuscule veut dire le type de fichier, LOG en majuscule veut dire la commande dans le programme)). N'importe quel type de donnée, qu'elle soit C.C., transitoire ou C.A., générée par la commande SOLVE est sauvée après la commande LOG (donc les informations sauvées sont de type électrique et elles sont, par exemple, en fonction de la tension de polarisation ou de la source de lumière). Si dans le programme il y a plusieurs commandes LOG, chaque fois le fichier log qui a été ouvert avant est fermé et un nouveau fichier log est ouvert.
- SOLVE : ordonne à Atlas d'exécuter une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.
- LOAD : charge des solutions précédentes à partir de fichiers en tant que conditions initiales à d'autres points de polarisation.
- SAVE : sauve toutes les informations d'un point nœud du maillage dans un fichier de sortie (les fichiers de sortie sont de type structure). Les informations sauvées correspondent à un état électrique bien précis.
- EXTRACT : les commandes de ce type sont utilisées pour extraire les valeurs bien précises des paramètres des deux types des fichiers log ou solution.

□ TONYPLOT : démarre le programme « TonyPlot » de post processus graphique des donnés. Elle permet de présenter les solutions trouvées pendant la simulation sous forme de graphe.

Une autre commande importante est BEAM, sa position est au niveau 4 des groupes de commande. BEAM indique un signal d'entrée optique sous forme d'un faisceau de lumière (mono ou multi-spectrale) collimatée.

Le faisceau ainsi déclaré est allumé et utilisé par la commande SOLVE, dans ce cas le module Luminous est activé. Donc BEAM est utilisé pour simuler des courants sous lumière ou des réponses spectrales.

### 3 . Spécification de la structure

Silvaco Atlas reçoit les fichiers d'entrée qui contient les programmes de simulation de DeckBuilt. Atlas est appelé à exécuter ces derniers par la commande suivante : go atlas

Le format des commandes d'Atlas est le suivant :

< STATEMENT> <PARAMETER>=<VALUE>

Exemple : DOPING UNIFORM N.TYPE CONCENTRATION=1.0 e 16 REGION=1  
OUTFILE=my.dop

La commande est DOPING, les paramètres sont UNIFORM, N.TYPE, REGION, OUTFILE, CONCENTRATION. Il existe quatre types de paramètres: réel, entier, caractère et logique.

L'anti slash (\) indique la continuité de la commande dans la ligne suivante. Le paramètre UNIFORM est logique, il prend une valeur par défaut lorsqu'aucune valeur ne lui est attribué.

Il faut consulter le manuel de Silvaco Atlas pour identifier les valeurs par défaut assignées aux paramètres spécifiés.

La spécification de la structure est obtenue par identification du maillage, des régions, des électrodes et du dopage.

#### 3.1 . Spécification de Maillage

Le maillage adopté dans notre travail est bidimensionnel. Par conséquent on définit seulement les paramètres x et y. Le maillage est une série de lignes horizontales et verticales espacées entre elles. La Figure 3-1, indique un maillage d'une structure.

Le format général pour définir le maillage est :

X.MESH LOCATION=<VALUE> SPACING=<VALUE>

Y.MESH LOCATION=<VALUE> SPACING=<VALUE>



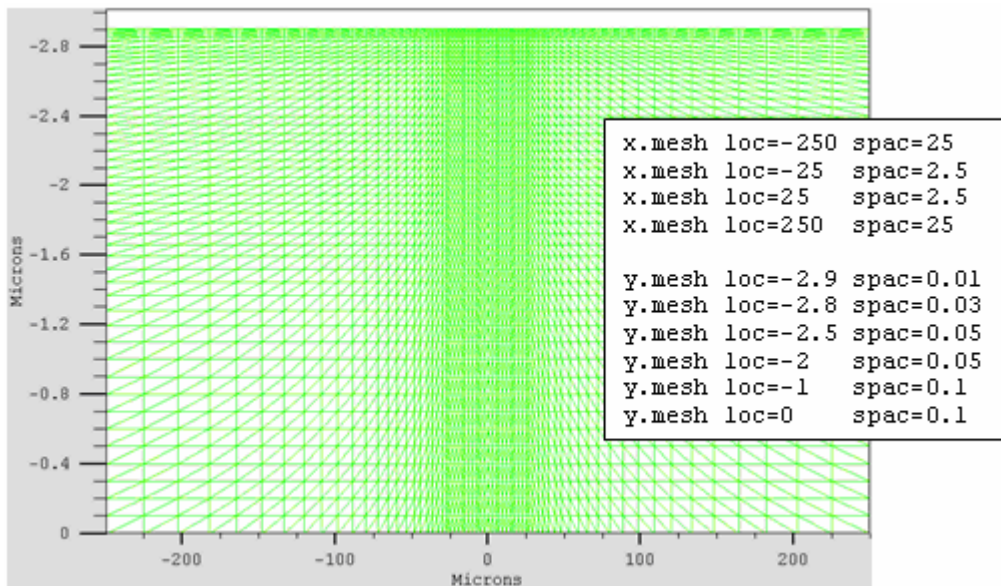


Figure 3-1 : Définition du maillage avec Atlas à 2 dimensions.

Par exemple, x.mesh à  $-250\mu\text{m}$  a un espacement de  $25\mu\text{m}$ , Il est relativement grossier. Il devient fin entre  $-25$  et  $25\mu\text{m}$  avec un espacement de  $2.5\mu\text{m}$ . y.mesh est défini d'une façon similaire. Par exemple pour y.mesh de  $-2.9\mu\text{m}$  l'espacement est de  $0.01\mu\text{m}$ , puis pour y.mesh de  $-2.8\mu\text{m}$  l'espacement change à  $0.03\mu\text{m}$ . Le maillage est grossier (épais) quand y.mesh prend la valeur  $-1\mu\text{m}$  avec un espacement de  $0.1\mu\text{m}$ .

Un maillage grossier ou fin détermine la précision de la simulation. Le maillage grossier produit une simulation rapide avec des résultats moins précis. Le maillage fin produit une simulation lente avec des résultats plus précis. Les zones qui ont un maillage fin ont un grand intérêt dans la simulation.

### 3.2 . Spécification des Régions et matériaux

Après avoir déterminé le maillage, il est maintenant nécessaire de définir les régions. Le format pour définir les régions est comme suit :

REGION number=<integer> <material\_type> <position parameters>

La Figure 3-2-1 montre les commandes utilisées pour identifier les régions. On distingue bien six régions, les limites de chaque région sont explicitement identifiées dans les axes  $x$  et  $y$ . Il reste à attribuer pour chaque région un matériau.

Sur la Figure 3-2-2 on peut voir les commandes utilisées pour définir le matériau utilisé pour chaque région.

On utilise le code des couleurs pour identifier les matériaux (chaque matériau lui correspond une couleur). Les limites de chaque région sont marquées par des lignes verticales et horizontales.

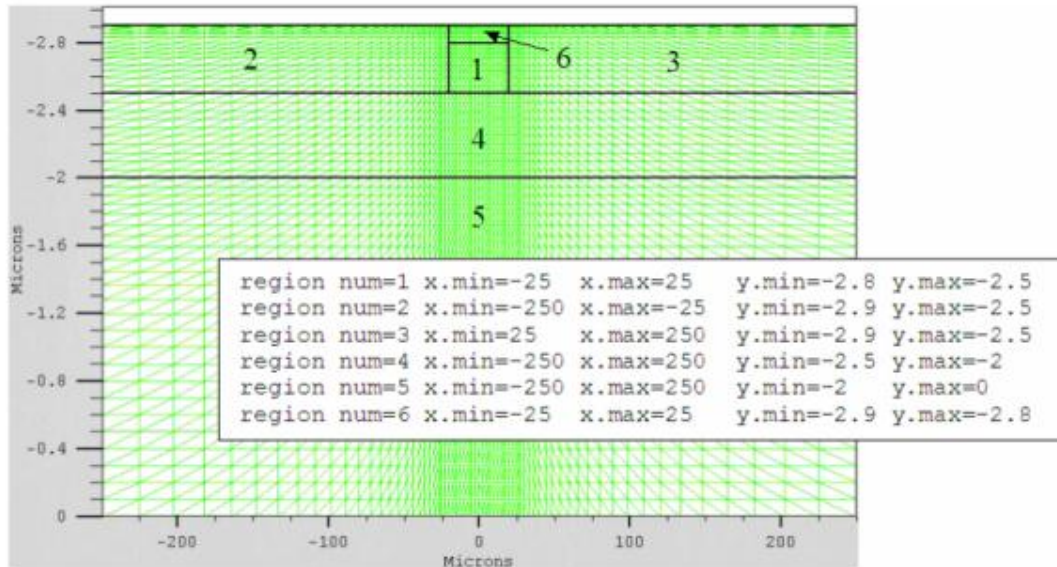


Figure 3-2-1 : Définition des régions avec Atlas .

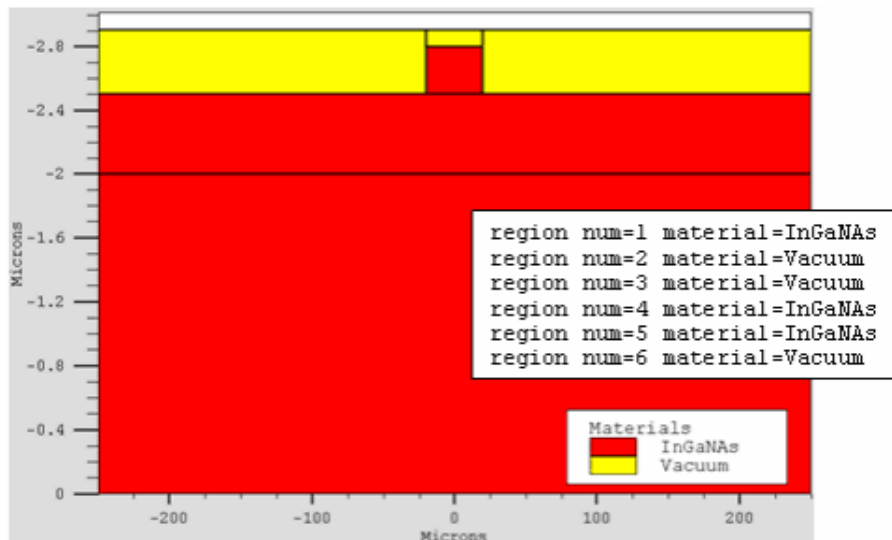


Figure 3-2-2 : Attribution de matériaux pour les régions avec Atlas.

### 3.3 . Spécification des électrodes

La prochaine spécification de la structure correspond aux électrodes (Figure 3-3). Typiquement dans notre simulation, il n'ya que deux électrodes, l'anode et la cathode. Le nombre d'électrodes qu'on peut définir avec Silvaco Atlas peut aller jusqu'à 50 électrodes.

Le format pour définir les régions est le suivant :

ELECTRODE NAME=<electrode name> <position parameters>

Sur la figure la commande « Electrode » est utilisée pour définir l’anode et la cathode. Le matériau attribué à la cathode est l’or dont les dimensions sur les axes  $x$  et  $y$  correspondent à la région 6 définie précédemment. Entre-temps, l’anode est définie est définie au fond de la cellule tout au long de sa largeur à  $y=0$ .

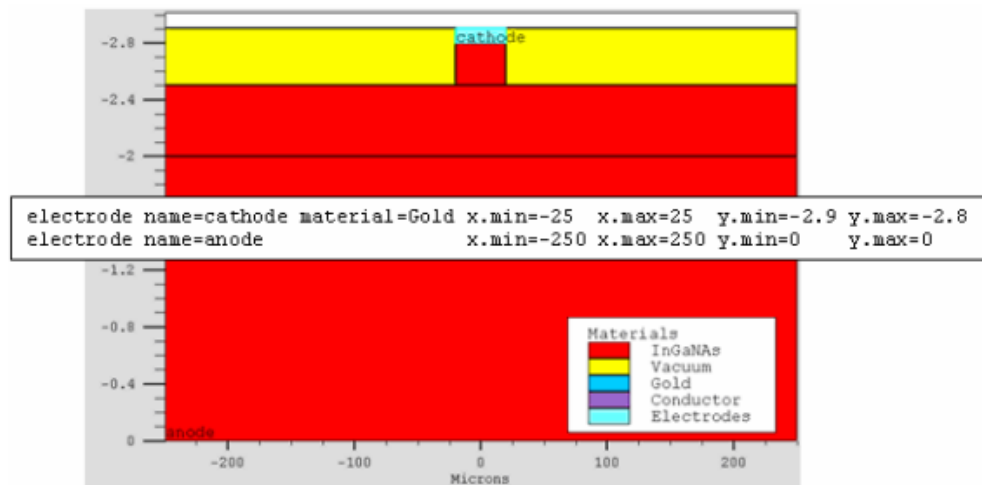


Figure 3-3 : Définition des électrodes avec Atlas.

### 3.4 . Spécification de Dopage

Le dernier aspect de la spécification de la structure qui doit être défini est le dopage. Le format de la déclaration de dopage dans « Atlas » se présente comme suit:

DOPING<distribution type> <dopant\_type> <position parameters>

La Figure 3-4 montre les types et les niveaux de dopages utilisés dans notre structure. Le dopage peut être du type  $N$  ou du type  $P$  Le type de distribution peut être uniforme ou gaussienne.

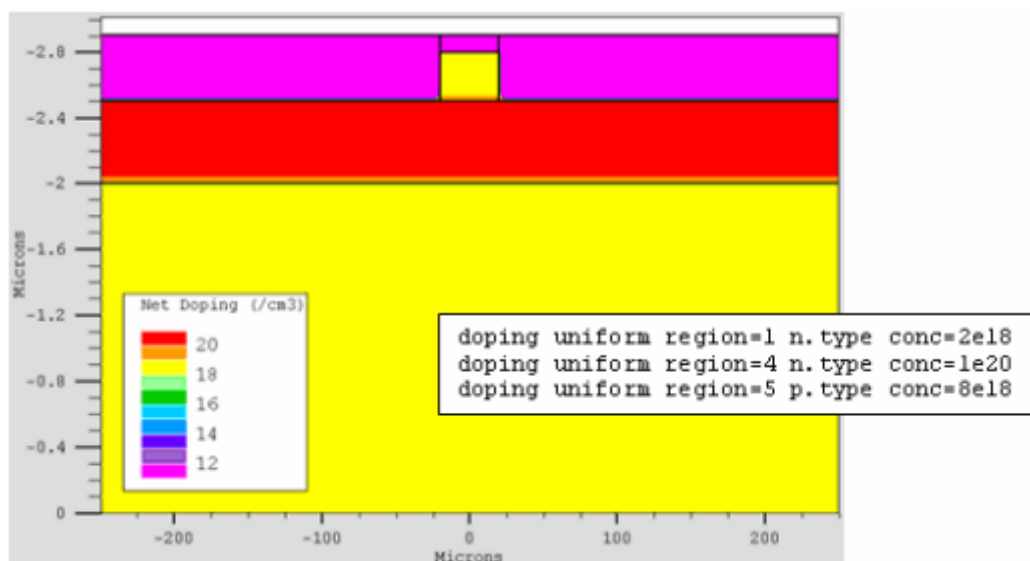


Figure 3-4 : Types et niveau de dopage avec Atlas .

## 4 . Spécification des modèles et des matériaux

Après avoir défini la spécification de la structure, l'étape prochaine est la spécification des modèles des matériaux qui est divisé en : matériau, modèles, contact et interface.

### 4.1 . Spécifications des Matériaux

Le format d'Atlas pour définir le matériau est le suivant :

MATERIAL <localization> <material\_définition>

On donne ci-dessous trois exemples pour la commande Material:

MATERIAL MATERIAL=Silicon EG300=1.1 MUN=1200

MATERIAL REGION=4 TAUN0=3e-7 TAUP0=2e-5

MATERIAL NAME=base NC300=4e18

Dans tous les exemples, lorsque MATERIAL apparaît le premier, il est considéré comme commande. Lorsque MATERIAL apparaît une seconde fois dans le premier exemple, il est considéré comme un paramètre de localisation. Dans les deuxième et troisième exemples, les paramètres de localisation sont region et name, respectivement.

Divers autres paramètres peuvent être définis comme commande MATERIAL. Des exemples de ces paramètres sont le gap à la température ambiante **EG300**, la mobilité d'électrons **MUN**, la durée de vie de recombinaison des électrons **TAUN0** et des trous **TAUP0**, densité des états dans la bande de conduction à température ambiante **NC300**, entre autres.

### 4.2 . Spécifications des modèles

Les modèles physiques se répartissent en cinq catégories: la mobilité, recombinaison, statistiques des transporteurs, l'ionisation d'impact, et de tunnels. La syntaxe de la commande Model est la suivante:

MODELS <model flag> <general parameter> <model dependent parameters>

Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation. L'exemple ci-dessous active plusieurs modèles.

MODELS CONMOB FLDMOB SRH **CONMOB** est le modèle de la concentration dépendante. **FLDMOB** est le modèle de dépendance du champ électrique. **SRH** est le modèle de Shockley-Read-Hall.

### 4.3 . Spécification de contact

Contact détermine les attributs de l'électrode. La syntaxe de contact est comme suit:

CONTACT NUMBER=<n> |NAME=<ename>|ALL

Ce qui suit est un exemple de la commande Contact.

### 4.4 . Spécification de l'interface

La spécification d'une densité d'état à l'interface entre deux régions par exemple  $3.10^{10}$  état/cm<sup>3</sup>, peut se faire par l'instruction suivante :

INTERFACE QF=3e10 X.MIN=1.0 X.MAX=2 Y.MIN=0.0 Y.MAX=0.5

CONTACT NAME=anode current

## 5 . Sélection de la méthode numérique

Après la spécification du modèle des matériaux, le choix de la méthode numérique doit être spécifié. La seule commande qui s'applique pour la sélection de la méthode numérique est Method.

Il existe plusieurs méthodes numériques pour calculer des solutions aux problèmes des dispositifs à semiconducteur. Trois types de techniques de solution sont utilisés dans le simulateur Silvaco Atlas:

- Découplée (Gummel)
- Entièrement couplé (NEWTON)
- BLOC : Cette méthode résout quelques équations avec la méthode Gummel et les autres avec La méthode NEWTON.

### 1. La méthode de Gummel

La méthode Gummel résout pour chaque inconnues en gardant tous les autres inconnus constants. Le processus est répété jusqu'à ce qu'il y est une solution stable. Le Procédé Gummel est utilisé pour un système d'équations DD (drift-diffusion) qui sont faiblement couplées et lorsqu'il ya convergence linéaire.

En premier, la solution de l'équation de poisson est résolue séparément à l'équilibre (tension nulle) pour calculer le potentiel de surface en utilisant l'équation suivante :

$$\delta V(i-1) - \left[ 2 + \frac{n_i}{N} \Delta^2 x \left( \exp(\bar{V}(i)) - \exp(-\bar{V}(i)) \right) \right] \delta V(i) + \delta V(i+1) =$$
$$-\bar{V}(i-1) + 2\bar{V}(i) - \bar{V}(i+1) + \frac{n_i}{N} \Delta^2 x \left[ \exp(\bar{V}(i)) - \exp(-\bar{V}(i)) + \frac{N_A - N_D}{n_i} \right]$$

Une fois le potentiel de surface calculé, et pour une tension appliquée bien déterminé (l'équation de poisson change), le potentiel de surface ainsi obtenu est substitué dans l'équation de continuité et l'équation de courant afin de calculer les quasi niveaux de Fermi (qui servent à calculer les densités des porteurs  $\phi_n$  et  $\phi_p$ ) et ainsi le nouveau potentiel de surface par un processus itératif.

$$a_n(i-1/2)\Phi_n(i-1) - [a_n(i+1/2) + a_n(i-1/2)]\Phi_n(i) + a_n(i+1/2)\Phi_n(i+1) = \Delta^2 x U(i)$$

$$a_p(i-1/2)\Phi_p(i-1) - [a_p(i+1/2) + a_p(i-1/2)]\Phi_p(i) + a_p(i+1/2)\Phi_p(i+1) = \Delta^2 x U(i)$$

## 2. La méthode de Newton

La méthode de Newton résout toutes les inconnues simultanément. Procédé NEWTON est utilisé lorsque les équations sont fortement couplées avec convergence quadratique.

On écrit les équations précédentes sous la forme résiduelle :

$$W_v(v,n,p) = 0$$

$$W_n(v,n,p) = 0$$

$$W_p(v,n,p) = 0$$

Au début et en partant avec des valeurs initiales  $v_0, n_0, p_0$ , les corrections,  $\Delta v, \Delta n, \Delta p$  sont calculées par le système jacobien suivant :

$$\begin{pmatrix} \frac{\delta W_v}{\delta v} & \frac{\delta W_v}{\delta n} & \frac{\delta W_v}{\delta p} \\ \frac{\delta W_n}{\delta v} & \frac{\delta W_n}{\delta n} & \frac{\delta W_n}{\delta p} \\ \frac{\delta W_p}{\delta v} & \frac{\delta W_p}{\delta n} & \frac{\delta W_p}{\delta p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta v \\ \Delta n \\ \Delta p \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} W_v \\ W_n \\ W_p \end{pmatrix}$$

Les solutions sont alors obtenus par:

$$V(k+1) = V(k) + \Delta v(k)$$

$$n(k+1) = n(k) + \Delta n(k)$$

$$p(k+1) = p(k) + \Delta p(k)$$

Ou k indique le nombre d'itération, et le système d'équation II.9 a trois équations pour chaque point du maillage.

L'exemple suivant montre l'utilisation de la commande Method.

### METHOD GUMMEL NEWTON

Dans cet exemple, les équations sont résolues par la méthode Gummel. Si la convergence ne sera pas atteint, alors les équations doivent être résolu en utilisant la méthode de Newton.

## 6 . Spécification des solutions

Après avoir terminé la sélection de la méthode numérique, la prochaine étape est la spécification de solution. La spécification de solution se décompose des commandes suivantes log, solve, load, et save.

### 6.1 . Log

LOG enregistre toutes les caractéristiques du terminal dans un fichier. Toute donnée de type DC, transitoire, ou AC générée par la commande SOLVE après une commande LOG est enregistré.

La commande suivante montre un exemple de la commande LOG:

```
LOG OUTFILE=myoutputfile.log
```

L'exemple enregistre les informations de courant-tension dans le fichier myoutputfile.log.

### 6.2 . Solve

La commande SOLVE suit l'instruction LOG. SOLVE effectue une Solution pour un ou plusieurs points de polarisation. Ce qui suit est un exemple de la commande SOLVE.

```
SOLVE B1=10 B3=5 BEAM=1 SS.PHOT SS.LIGHT=0.01 \  
MULT.F FREQUENCY=1e3 FSTEP=10 NFSTEP=6
```

B1 et B3 spécifiés la puissance du spot optique associé avec les faisceaux optiques numéro 1 et, respectivement.

BEAM est le numéro du faisceau optique lors de l'analyse de photogénération AC. SS.PHOT est le petit signal d'analyse AC, SS.LIGHT est l'intensité de la partie de petit signal du faisceau optique lors de l'analyse du signal de photogénération AC, MULT.F est la fréquence à être multiplié par FSTEP, NFSTEPS est le nombre de fois que la fréquence est incrémentépar FSTEP.

### 6.3 . Load et save

La commande LOAD entre les solutions précédentes à partir de fichiers commeestimation initiale à d'autres points de polarisation. L'instruction SAVE entre toutes les informations d'un point de nœud dans un fichier de sortie.

Ce qui suit sont des exemples des instructions LOAD et SAVE.

```
SAVE OUTF=SOL.STR
```

Dans ce cas, les informations sont enregistrées dans le fichier SOL.STR après une commande SOLVE. Puis, dans une simulation différente, SOL.STR peut être chargé comme suit:

LOAD INFILE=SOL.STR

## 7 . Analyse des résultats

Une fois qu'une solution a été trouvée pour un problème de dispositif semi-conducteur, les informations peuvent être affichées graphiquement avec l'instruction TONYPLOT. En outre, les paramètres du dispositif peuvent être extraits avec la commande EXTRACT.

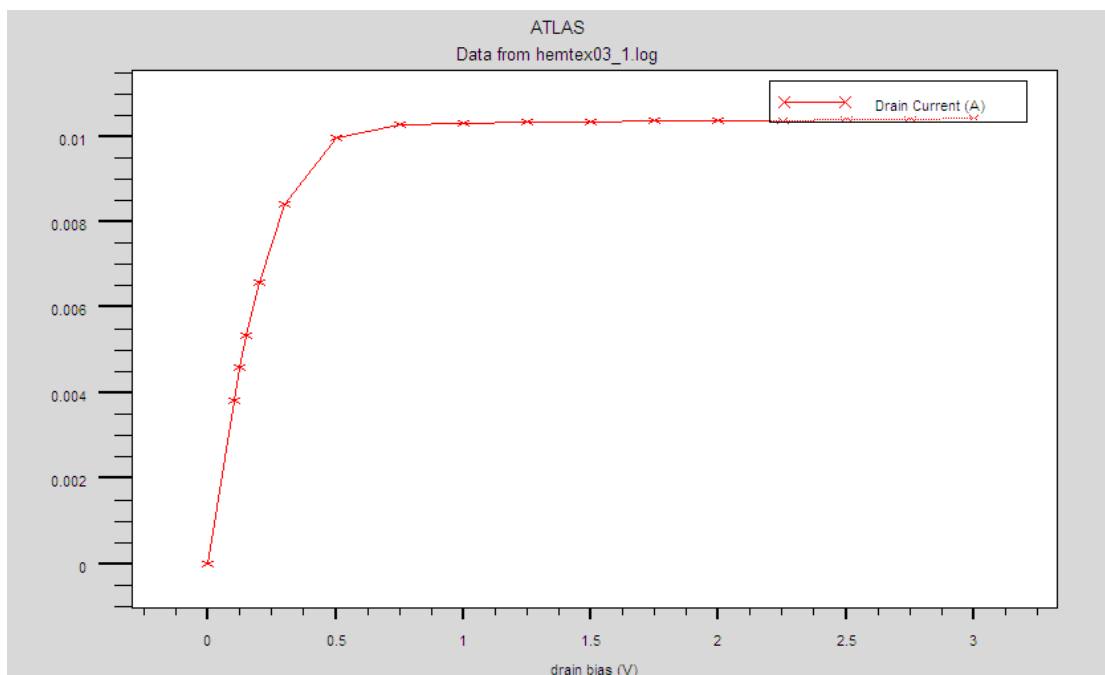


Figure.8 Courbe d'un échantillon



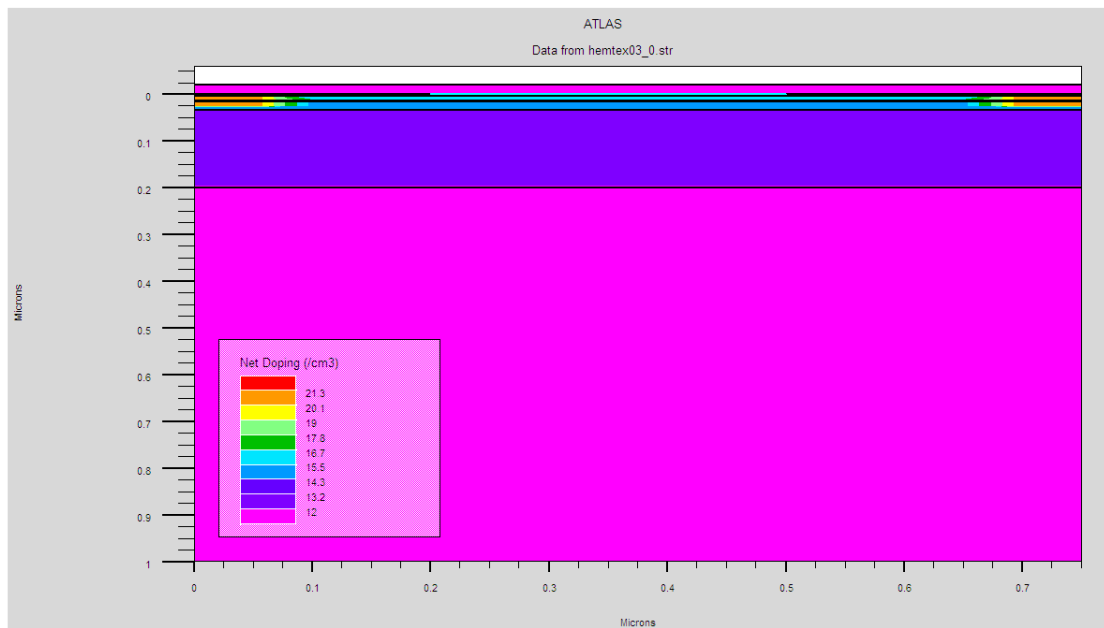


Figure.9 : un transistor PHEMT sous tonyplot

## 8 . Les équations de Base de Semi-conducteur en ATLAS-SILVACO

De façon très succincte, nous pouvons dire que ce simulateur de dispositifs est basé sur la résolution simultanée de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité. Il calcule à chaque instant et en tout point de l'espace en une suite d'éléments finis, la concentration des électrons et des trous et la valeur du potentiel électrostatique. L'équation de Poisson montre une relation entre le potentiel et la densité des porteurs :

$$\varepsilon \Delta V = -q(p - n + N_D^- - N_A^+) \quad (8 - 1)$$

L'évolution temporelle des densités de porteurs obéit aux équations de continuité pour les électrons et les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - u_n + \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n \quad (8 - 2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - u_p + \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p \quad (8 - 3)$$

Les dérivations basées sur la théorie de transport de Boltzmann ont prouvé que la densité des courants dans les équations de continuité peut être définie par le modèle d'entraînement-diffusion.

Les densités de courants sont exprimées en deux termes.

Le premier correspond à l'entraînement des charges par le champ électrique, le second correspond à la diffusion des porteurs.

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \vec{\text{grad}}n \quad (8 - 4)$$

$$\vec{j}_p = qn\mu_p \vec{E} - qD_p \vec{\text{grad}}_p \quad (8 - 5)$$

$$\vec{E} = - \vec{\text{grad}}_n \quad (8 - 6)$$

Ces équations sont dites équations de drift-diffusion (DD).

Ce système d'équation est un système d'équations différentielles non linéaires couplées.

Pour le résoudre, des méthodes numériques doivent être utilisées afin de trouver les solutions. Deux méthodes sont généralement utilisés à savoir la méthode de Gummel et la méthode de Newton .

## ***CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES***

---

Les HEMT conçus à partir des matériaux à grand gap présentent de bonnes performances et sont largement utilisés en Hyperfréquence.

Notre travail a eu comme objectif principal la conception et l'étude des performances de transistor PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs. Pour se faire une étude théorique de trois chapitres a permis de présenter notre structure.

Dans le premier chapitre, nous avons alors pu présenter les matériaux semi-conducteurs binaires puis ternaires, nous avons alors rappelé leurs différentes propriétés physiques.

Au second chapitre, nous avons présenté les transistors MESFET en général, puis les MESFET GaAs particulier. Le MESFET est considéré comme étant le composant à effet de champ approprié pour l'amplification de puissance micro-onde. En effet, l'étude des propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium a prouvé que la mobilité et la vitesse des électrons du GaAs le qualifient comme matériau de haute fréquence. Dans ce même chapitre, une étude du principe de l'hétérojonction métal semi-conducteur est établie ce qui nous a permis alors d'introduire la structure et le principe de fonctionnement du transistor MESFET GaAs, l'ensemble des équations qui définissent les phénomènes physiques liés au transistor MESFET GaAs y sont alors définies. Pour finir différents types de substrat GaAs sont présentés et de nouvelles structures permettant l'amélioration des performances du composant MESFET GaAs ont été présentées. Cela nous a permis alors de présenter les HEMT dans le chapitre qui suit

Le troisième chapitre a été consacré à la présentation et à l'analyse détaillée du transistor HEMT considéré comme composant complexe à plusieurs variantes. Nous avons alors présenté son principe de fonctionnement basé sur la création d'un gaz bidimensionnel d'électrons. L'absence d'impuretés dans le canal du HEMT permet d'obtenir un effet balistique des électrons, leur permettant d'atteindre de très grandes vitesses, et d'augmenter ainsi leur vitesse de fonctionnement et leur performances. Suite à quoi les pseudomorphique (PHEMT) ont été présenté et comparé aux HEMT conventionnels..

Enfin nous avons terminé par Comparaison entre le MESFET le HEMT et le PHEMT et le MHEMT (HEMT Métamorphique).

Le quatrième chapitre a été consacré à la présentation des résultats de simulation 2D que nous avons obtenus pour le PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs que nous avons étudié sous environnement Atlas Silvaco.

Les paramètres technologique de notre structure nécessaires aux divers simulations tels que les épaisseurs des diverses couches, concentration des dopants etc.... ont été choisi en respectant les données rencontrées lors de nos divers recherches bibliographique et en accord avec les exigences de l'ITRS. Nos divers simulations nous ont permis d'examiner l'influence des épaisseurs et concentrations des dopants dans ces couches sur le comportement de notre transistor. Ainsi la fréquence de coupure notre composant est égale 32 GHz, sa fréquence maximale est égale à 780 GHz, sa fréquence de transition est égale à 40 GHz, la tension de seuil égale -3.1V et la transductance égale à  $G_{m\_max}=0.00759643$  S.

En terme de perspectives, une étude plus accompli permettrait de :

- ✓ développer cette structure afin d'améliorer le gain, la fréquence de coupure
- ✓ diminuer les dimensions du dispositif afin d'obtenir une nanostructure,
- ✓ éventuellement utiliser d'autres matériaux et comparer ainsi les performances des différentes structures conçues.
- ✓ Trouver un compromis entre les grandeurs statiques et dynamiques pour ne pas améliorer une performance au dépend d'une autre.

## **Résumé :**

L'essor exceptionnel que connaît l'industrie des circuits intégrés repose actuellement sur la réduction des dimensions des dispositifs et des composants actifs tels que les transistors HEMT et PHEMT. Le HEMT est présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit au monde.

Le HEMT (High Electron Mobility Transistor) présente des caractéristiques plus intéressantes que les MESFET, pour des applications mettant en jeu des densités de puissance significatives, à haute fréquence. Pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse à fort champ électrique la plus élevée possible : l'InGaAs. C'est la naissance d'un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudomorphique (PHEMT), il est à l'heure actuelle le composant phare concernant la conception d'amplificateurs de puissance. Il est plus performant en bruit, en puissance et permet d'aller plus loin en fréquence.

L'objectif de ce travail est de concevoir et étudier les performances de transistor PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs. Cette étude est menée à l'aide de simulateur SILVACO, et nous avons obtenu de bons résultats, il serait souhaitable d'approfondir encore plus cette étude.

**Mots clés :** Transistor HEMT, Transistor PHEMT, transistor MESFET, GaAs, InGaAs, AlGaAs, Alliages des matériaux semi-conducteurs, SILVACO.

**Abstract :**

The exceptional growth experienced by the integrated circuit industry currently relies on reducing the dimensions of the devices and active components such as HEMT and PHEMT. The HEMT is presented as a single component microwave with the lowest noise characteristics in the world.

The HEMT (High Electron Mobility Transistor) provides better than MESFET characteristics for applications involving significant power densities, high frequency. To meet the growing needs of frequency increase, the basic idea was to replace the GaAs channel by another material with low speed gap allowing strong electric field as high as possible: InGaAs. This is the birth of a new type of heterojunction transistor: pseudomorphic HEMT on (PHEMT), it is currently the flagship component on the power amplifier design. It is more efficient in noise, power and allows you to go further in frequency.

The objective of this work is to design and study the performance of PHEMT transistor AlGaAs / InGaAs / GaAs. This study is conducted using SILVACO simulator, and we obtained good results, it would be desirable to further deepen this study.

**Keywords :** Transistor HEMT, Transistor PHEMT, Transistor MESFET, GaAs, InGaAs, AlGaAs, Alloys of semiconductor materials, SILVACO.

## ملخص

HEMT يعتمد النمو الاستثنائي الذي تعيشه صناعة الدوائر المتكاملة حاليا على تخفيض أبعاد الأجهزة ومكوناته الفعالة مثل HEMT

يتم تقديم HEMT لميكروويف عنصر وحيد عنده ادنى خصائص الضوضاء في العالم.

. HEMT أفضل من خصائص MESFET ذات التي تنطوي على كثافة قوة كبيرة، عالية التردد.

لتلبية الاحتياجات المتزايدة لزيادة التردد، وإن الفكرة الأساسية لاستبدال قناة الغاليوم GaAs أخرى مع فجوة منخفضة

مما يسمح لزيادة سرعة الحقل الكهربائي القوي على أعلى مستوى ممكن: InGaAs

هذا هو ولادة نوع جديد من عالية الحركة الالكترونية غير متجانسة البنية: الترانزستور HEMT PSEUDOMORPHIQUE

وهو أكثر فعالية في الضوضاء، والطاقة، ويسمح لك لتذهب أبعد من ذلك في. المكون الرئيسي حاليا على تصميم مضخم الطاقة

التردد. الهدف من هذا العمل هو تصميم ودراسة أداء الترانزستور PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs

الدراسة باستخدام , ولا SILVACO نتائج جيدة، وسيكون من الاحسن زيادة تعميق هذه الدراسة.

الكلمات الرئيسية: الترانزستور HEMT انزستور PHEMT استور MESFET يد غاليوم ثلاثي

, GaAs بوم غاليوم InGaAs نبيوم غاليوم AlGaAs SILVACO