



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN

THÈSE

Présentée à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Physique Electronique et de Modélisation

Par :

Berrichi Yamina

Sur le thème

Modélisation des caractéristiques électriques d'un transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs

Soutenue publiquement le / /2018 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mr BOUAZZA Benyounes	Pr.	Université de Tlemcen	Président
Mr GHAFfour Kheireddine	Pr.	Université de Tlemcen	Directeur de thèse
Mr HAMDOUNE Abdelkader	Pr.	Université de Tlemcen	Examineur
Mr HAMLAOUI Abderrachid	Pr.	Université de Bechar	Examineur
Mr MERAD Lotfi	Pr.	E.S.S.A.Tlemcen	Examineur

*Unité de recherche «Matériaux et énergies renouvelables», Faculté des Sciences, Université
Abou-Bekr Belkaid, P.O. Box 119, 13000, Tlemcen, Algérie*

Remerciements

Le travail présenté dans cette mémoire a été effectué à l'URMER «*Unité de recherche Matériaux et énergies renouvelables*» à l'université de Tlemcen.

Je remercie tout particulièrement mon encadreur, Monsieur GHAFFOUR Kheireddine, Professeur à l'université abou- bakr belkaïd Tlemcen pour m'avoir proposé ce sujet de recherches, et pour tout son dynamisme et ses compétences scientifiques qui m'ont permis de mener à bien cette étude.

Je suis très reconnaissante à Mr BOUAZZA Benyounes professeur à l'université de Tlemcen, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Mes remerciements vont également à Mr HAMDOUNE Abdelkader professeur à l'université de Tlemcen ainsi que Mr MERAD Lotfi E.S.S.A.Tlemcen d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur HAMLAOUI Abderrachid, Professeur à l'université de Bechar d'avoir examiné le présent travail.

Enfin, je remercie ma famille, mes collègues et toutes personnes, qui de près ou de loin, m'ont encouragé durant toute la période de l'élaboration de ce présent travail.

Résumé :

Dans ce travail, nous avons étudié un HBT (transistor bipolaire à hétérojonction) InP/InGaAs de type NPN. La simulation a été effectuée en utilisant le simulateur SILVACO-TCAD.

En premier lieu, nous avons élaboré la forme géométrique de la structure d'étude pour sa simulation, afin d'approcher la configuration réelle du composant. Nous avons obtenu un gain en courant environ 800, une fréquence de transition $f_T=620$ GHz et une fréquence maximale $f_{MAX}=300$ GHz. Nous avons, ensuite, introduit les semiconducteurs binaires InAs et GaP pour diminuer la résistivité de la base afin d'améliorer les caractéristiques électriques de notre composant. Pour cela nous avons proposé une nouvelle configuration géométrique avec les nouveaux résultats correspondant.

Ainsi, nous avons simulé la structure réelle de l'HBT étudiée et publiée par un de l'université de California en 2001. Les résultats de notre simulation restent quasi-identiques à ceux obtenus dans ce laboratoire. Nous avons ensuite développé cette structure en y introduisant des couches « Tampon » en InAs et GaP, permettant ainsi d'éliminer les défauts d'interface et d'améliorer les performances électriques et fréquentielles du composant

Mots-clés : phosphore d'indium (InP), indium gallium arsenide(InGaAs), HBT, f_T , f_{MAX} .

Abstract:

In this work, we studied an HBT (Hetero-junction Bipolar Transistor) InP/InGaAs type NPN. The simulation was performed using the SILVACO-TCAD simulator.

First, we developed the geometrical form of the study structure for its simulation, in order to approach the actual configuration of the component. We obtained a current gain of about 800, a transition frequency $f_T=620$ GHz and a maximum frequency $f_{MAX}=300$ GHz. We then introduced InAs and GaP binary semiconductors to lower, the resistivity of the base to improve the electrical characteristics of our component. For this we have proposed a new geometric configuration with the corresponding new results.

Thus, we simulated the actual structure of the HBT studied and published by one of the University of California in 2001. The results of our simulation remain almost identical to those obtained in this laboratory. We then developed this structure by introducing "buffer" layers in InAs and GaP, thus eliminating interface defects and improving the electrical and frequency performance of the component.

Keywords: Indium phosphorus(InP), indium gallium arsenide(InGaAs), HBT, f_T , f_{MAX} .

Sommaire

Introduction Générale.....	2
Chapitre I : Etat de l'art de l'InP et InGaAs.....	5
I.1.Introduction	6
I.2. Semi-conducteurs III-V	6
I.3.Structure cristalline de l'InP et InGaAs	7
I.4.Propriétés électriques	9
I.5.Propriétés optiques	13
I.6.Les avantages des semi-conducteur III-V	18
I.7.Techniques de croissances	19
I.7.1. Définition de l'épitaxie	20
I.7.2. Techniques de l'épitaxie	20
I.8.Paramètres de croissance importants.....	15
Conclusion	
Références	
Chapitre II : Etude d'une hétérojonction.....	30
II.1. Introduction.....	31
II.2. L'intérêt de l'hétérojonction	32
II.3. Diagramme de bandes d'une hétérojonction.....	32
II.4. Différents types de l'hétérojonction.....	33
II.4.1. Hétérojonction isotype et anisotype	33
II.4.2. Hétérojonction abrupte et graduelle	36
II.4.3. Hétérojonction de type I, II, III	37
II.5. Étude de l'hétérojonction de type I.....	37
II.5.1. L'hétérojonction à l'équilibre thermodynamique.....	37
II.5.2. Le modèle d'Anderson d'une hétérojonction	38
II.5.3. L'hétérojonction abrupte	39
II.6. L'hétérojonctionInP/InGaAs.....	46
Conclusion	
Références	
Chapitre III : Transistor bipolaire à hétérojonction.....	51
III.1.Introduction	52
III.2.Transistor bipolaire à hétérojonction	53

III.3.Principe de fonctionnement	55
III.4.Bilan des courants du transistor	57
III.5.Caractéristiques statiques et dynamique du transistor	59
III.5.1.Les caractéristiques statiques	59
III.5.2. Les caractéristiques dynamiques.....	60
III.6.Le schéma équivalent en hyperfréquence (schéma de Giacoletto).....	66
III.7. Modèles électriques des TBH.....	67
III.7.1. Le modèle d'Ebers-Moll	68
III.8. Types de transistors bipolaires à hétérojonction.....	70
III.8.1.Transistor Bipolaire à simple Hétérojonction	70
III.8.2. Transistor Bipolaire à double Hétérojonction.....	70
III.9. Les effets parasites dans le HBT	71
III.9.1.Effet Kirk	71
III.9.2. Effet Early	71
Conclusion	
Références	
Chapitre VI : Résultats et discussion.....	78
IV.1. Introduction	78
IV.2.Bases physiques du principe de fonctionnement du simulateur TCAD-SILVACO	81
IV.3. Le model de simulation	83
III.3.1.Statistiques de Fermi-Dirac.....	83
III.3.2.Recombinaison Auger.....	84
IV.4. La méthode de simulation	85
IV.5. Structure étudiée HBT InP/InGaAs.....	86
III.5.1.L'hétérojonction InP/InGaAs/InP	87
IV.6. Caractéristiques statiques	89
III.6.1.Les courbes de Gummel.....	89
III.6.2.Les caractéristiques I_C-V_C	91
IV.7.Caractéristiques dynamiques	93
III.7.1.Le gain en courant.....	93
III.7.2.Le gain en puissance	94
IV.8. Influence de l'épaisseur de la base sur f_T et f_{MAX}	96
IV.9. Influence du dopage de la base sur f_T et f_{MAX}	97
IV.10. Influence du dopage de collecteur et d'émetteur sur f_T et f_{MAX}	99

IV.11. Influence de l'épaisseur de l'émetteur sur f_T et f_{MAX}	101
IV.12. Structure du transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs	103
IV.12.1. L'hétérojonction InP/InGaAs/InGaAs	105
IV.13. Caractéristiques statiques	106
III.13.1. Courbes de Gummel	106
IV.14. Caractéristiques dynamiques	108
III.14.1. Gain dynamique et le gain en puissance	108
IV.15 Influence de l'InAs et GaP sur les caractéristiques électriques du HBT InP/InGaAs	111
IV.16. Simulation d'une structure expérimentale [12]	117
IV.17. Caractéristiques statiques	118
III.17.1. Les courbes de Gummel	119
III.17.2. Les caractéristiques I_C - V_C	120
IV.18. Caractéristiques dynamiques	122
IV.19. Influence de l'InAs et GaP sur les caractéristiques électriques du HBT InP/InGaAs	123
Conclusion	129
Références	131
Conclusion Générale et Perspectives	132
Publications-Communications	137

Liste des figures

- Figure I.1 : (a) Maille élémentaire (b) projection plane de la structure zinc blende.
- Figure I.2 : Première zone de Brillouin d'un réseau cubique à faces centrées.
- Figure I.3 : Comparaison de vitesses de saturation en fonction du champ électrique.
- Figure I.4 : Différents processus de l'absorption.
- Figure I.5 : Spectre d'absorption dans l'InP et l'InGaAs respectivement.
- Figure I.6 : Réponse spectrale de la réflexion d'indice normale dans l'InP et l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.
- Figure I.7 : Diagramme schématique d'un système typique de MBE.
- Figure I.8 : Principe de fonctionnement d'une épitaxie en phase vapeur
- Figure I.9: Schéma de principe d'un réacteur LPE. Les bains de précurseurs sont déplacés devant le substrat dans le cas (a) et le substrat est déplacé en face de chacun des bains dans le cas (b).
- Figure II.1 : Diagramme énergie-bande d'une hétérojonction à l'équilibre.
- Figure II.2 : Diagramme de bande d'une hétérojonction isotype : a) Avant contact et b) après contact.
- Figure II.3 : diagramme de bande d'une hétérojonction anisotype : a) Avant contact et b) après contact.
- Figure II.4 : hétérojonction graduelle.
- Figure II.5 : hétérojonction abrupte.
- Figure II.6 : Types d'hétérojonction.
- Figure II.7: Structure de bande d'une hétérojonction (Modèle d'Anderson).
- Figure II.8 : Le schéma des bandes de la jonction PN.
- Figure II.9 : conséquence de la dissymétrie de dopage de l'hétérojonction sur l'importance de l'effet de barrière du spike.
- Figure II.10 : hétérojonction InP/InGaAs.
- Figure III.1 : Représentation schématique de transistor bipolaire.
- Figure III.2 : Diagramme de répartition des densités de charge, de champ et de potentiel d'un transistor à : a) l'état d'équilibre b) polarisé dans la zone active.
- Figure III.3 : Les différents modes de fonctionnement du transistor bipolaire.
- Figure III.4 : Diagramme de bande d'énergie d'un TBJ à l'équilibre (a) et polarisé (b).
- Figure III.5 : Principe de fonctionnement d'un transistor bipolaire.
- Figure III.6 : Principe de fonctionnement du banc de mesure.

Figure III.7 : grade de fluence d'un quadripôle.

Figure III.8: Schémas équivalents petits signaux en basse fréquence a) schéma complet, b) schéma simplifié.

Figure III.9 : détermination de la fréquence de transition.

Figure III.10: Schéma équivalent du transistor en régime dynamique.

Figure III.11: Détermination de MAG.

Figure III.12 : Schéma équivalent (de Giacoletto) Hautes Fréquences du transistor bipolaire monté en émetteur commun.

Figure III.13 : Model d'Ebers-Moll du transistor bipolaire.

Figure III.14 : Exemple d'un transistor bipolaire à simple hétérojonction.

Figure III.15 : Exemple d'un transistor bipolaire à double hétérojonction.

Figure III.16 : Limitations en courant et tension dans un transistor de puissance.

Figure III.15 : Conditions de mesures pour l'extraction des caractéristiques de sortie à I_B constant d'un transistor de type PNP.

Figure III.16 : Le maillage d'un transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs.

Figure IV.1 : Structure du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.2 : Maillage du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.3 : Profil du dopage du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.4 : Diagramme de bandes d'énergie du HBT InP/InGaAs étudié

Figure IV.5 : Diagramme des bandes d'énergie du HBT InP/InGaAs étudié sous plusieurs points de polarisation.

Figure IV.6 : Les courbes de Gummel du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.7 : Gain en courant du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.8 : Réseau de sortie du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.9: Gain en courant en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.10 : Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.11 : Gain dynamique en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour deux épaisseurs de base.

Figure IV.12: Gain en puissance en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour deux épaisseurs de base.

Figure IV.13 : Gain dynamique en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour trois valeurs du dopage de base.

Figure IV.14 : Gain en puissance en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour trois valeurs du dopage de base.

Figure IV.15 : Gain dynamique en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour trois valeurs du dopage de l'émetteur et du collecteur.

Figure IV.16 : Gain en puissance en fonction de fréquence HBT InP/InGaAs étudié pour trois valeurs du dopage de l'émetteur et du collecteur.

Figure IV.17 : Gain dynamique en fonction de fréquence HBT InP/InGaAs étudié pour deux épaisseurs de l'émetteur.

Figure IV.18: Gain en puissance en fonction de fréquence HBT InP/InGaAs étudié pour deux épaisseurs de l'émetteur.

Figure IV.19 : Structure du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.20 : Maillage du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.21 : Profil du dopage du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.22 : Diagramme de bandes d'énergie du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.23 : Courbes de Gummel du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.24 : Gain en courant du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.25 : Gain dynamique en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.26 : Gain en puissance en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.27 : Structure du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.28 : Courbes de Gummel du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.29 : Gain en courant du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.30 : Caractéristiques I_C - V_C du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.31 : Gain dynamique en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Figure IV.32 : Gain en puissance en fonction de fréquence du HBT InP/InGaAs étudié..

Figure IV.33 : La structure du HBT InP/InGaAs introduit dans la simulation.

Figure IV.34 : Le maillage du HBT InP/InGaAs introduit dans la simulation.

Figure IV.35 : le courant du collecteur en fonction de V_B .

Figure IV.36: le gain en courant en fonction de V_B .

Figure IV.37 : Les caractéristiques I_C - V_C du HBT avec émetteur de $8 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ et un collecteur de $8.75 \times 1.2 \mu\text{m}^2$ a) le pas d' I_B est $30 \mu\text{A}$, b) le pas d' I_B est $20 \mu\text{A}$.

Figure IV.38 : Les caractéristiques I_C - V_C du HBT étudiée, a) le pas d' I_B est $30 \mu\text{A}$, b) le pas d' I_B est $20 \mu\text{A}$.

Figure IV.39 : Gain en courant et gain en puissance du HBT étudié à $I_C = 4.5 \text{mA}$, $V_{CE} = 1.9 \text{V}$.

Figure IV.40 : Gain en courant et gain en puissance du HBT étudié.

Figure IV.41 : La structure du HBT InP/InGaAs avec des couches d'InAs et GaP.

Figure IV.44 : Le courant du collecteur du HBT InP/InGaAs étudié en fonction de V_B .

Figure IV.45: Le gain en courant du HBT InP/InGaAs étudié en fonction de V_B .

Figure IV.46 : Gain en courant du HBT étudié.

Figure IV.47 : Gain en puissance du HBT étudié.

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Classification périodique d'InP et d'InGaAs.

Tableau I.2 : Les paramètres cristalline des quelques semi-conducteurs III-V.

Tableau I.3 : Expression de la bande interdite en fonction de composition d'alliage à 300K.

Tableau I.4 : Les valeurs des énergies au centre de la bande énergétique d'InP et d'InGaAs.

Tableau I.5 : La masse effective de porteurs pour quelques matériaux semi conducteur.

Tableau I.6 : La mobilité des électrons et des trous d'InP et d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

Tableau I.7 : Indice de réfraction des principaux semi-conducteurs.

Tableau IV.1 : Paramètres de définition de dimension et du dopage de la structure étudiée.

Tableau IV.2 : Les valeurs des mobilités des électrons et des trous.

Tableau IV.3 : Les caractéristiques dynamique d'un HBT étudié.

Tableau IV.4 : les choix effectué sur l'épaisseur.

Tableau IV.5 : Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

Tableau IV.6: les choix effectué sur le dopage.

Tableau IV.7: Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

Tableau IV.8: les choix effectué sur le dopage.

Tableau IV.9 : Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

Tableau IV.10 : Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

Tableau IV.11 : Paramètre de définition de l'épaisseur et du dopage de la structure étudiée.

Tableau IV.12 : les valeurs des mobilités des électrons et des trous.

Tableau IV.13 : Résumé des performances fréquentielles de la filière InP/InGaAs.

Tableau IV.14 : Paramètre de définition de l'épaisseur et du dopage de la structure étudiée.

Tableau IV.15 : Structure des couches de HBT InP / InGaAs fabriqué par la méthode MBE.

Tableau IV.16: Structure de couche de HBT InP / InGaAs étudié avec des couches de l'InAs et GaP.

Introduction générale

Introduction générale

Les télécommunications par radiocommunication ou par fibre optiques à haut débit, subissent une importante révolution technologique. Les transmissions des données en gigabits par seconde à travers les continents sont devenues un sujet d'actualité. Cette situation implique un besoin de performance au niveau des systèmes de télécommunications, en particulier les récepteurs optoélectroniques. Il est donc nécessaire d'avoir de nouveaux dispositifs. Parmi ces nouveaux dispositifs disponibles aux concepteurs, le HBT qui représente un intérêt nouveau grâce à l'émergence de nouvelles technologies de croissance de couches épitaxiales telle que la MBE (Molecular Beam Epitaxie), la MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Epitaxie) ou la CBE (Chemical Beam Epitaxie).

Les transistors HBTs sont des composants dont le fonctionnement repose sur l'existence d'hétérojonctions de semi-conducteurs de natures différentes. La particularité des composants à hétérostructures résulte de leur capacité à contrôler le flux et la distribution des électrons et des trous à travers ces décalages de bandes. Dans le cas du HBT, l'hétérojonction la plus importante est sans doute celle entre les semi-conducteurs III-V qui permettent d'obtenir à la fois une forte densité de porteurs confinés à l'hétérojonction et des mobilités électroniques élevées. Ces composants sont à l'heure actuelle les candidats les plus prometteurs pour des applications hyperfréquences de puissance.

Parmi ces alliages III-V, le système $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ est le plus adapté. Il permet de réaliser des photodiodes et des diodes laser fonctionnant aux longueurs d'onde de plus faible dispersion ($1,3\mu\text{m}$) et de plus faible atténuation ($1,55\mu\text{m}$) dans les fibres optiques. Il permet aussi de réaliser des transistors atteignant de hautes fréquences de fonctionnement grâce aux propriétés intrinsèques des matériaux, par exemple en mobilité électronique dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ [1, 2,3].

Dans les faits, cette filière InP est développée et employée depuis le début des années 1980 par les grands groupes de télécommunications (Bell/AT&T/Lucent, NTT, Alcatel Optonics...), puis par des acteurs « d'électronique pure » (Hughes, TRW/Northrop Grumman...). A l'heure actuelle les débits sont de 40-Gbits/s (laboratoire), ce qui implique des transistors fonctionnant à une fréquence d'au moins trois fois la valeur du débit. Ces performances sont atteintes grâce à des transistors à effet de champ HEMT InP (High Electron Mobility Transistor) ou des Transistors Bipolaires à Hétérojonction TBH InP, mais aussi grâce à des transistors pseudomorphiques p-HEMT sur GaAs ou BiCMOS SiGe sur Si (Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor). Ces deux dernières alternatives

tendent à s'imposer à 10-Gbits/s car leurs technologies sont matures, robustes et peu coûteuses – en partie grâce aux substrats Si et GaAs : ils sont eux-mêmes moins coûteux, moins fragiles et disponibles en de plus grandes tailles que les substrats InP [4].

Ces composants sont utilisés dans les applications militaires, spatiales ou civiles dans le domaine des hautes fréquences. Afin d'améliorer les performances de ces transistors, il est nécessaire de déterminer les mécanismes de transport des porteurs.

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont consacrés à l'étude des propriétés électriques et les phénomènes parasites dans les HBTs InP/InGaAs. Dans cet objectif, la simulation physique avec le logiciel SILVACO, sera utilisée. Il est donc nécessaire de définir les modèles qui décrivent au mieux les mécanismes s'impliqués dans le transport des porteurs tout en prenant en compte les spécificités des HBTs et des matériaux.

Ce document est structuré selon quatre chapitres principaux en plus d'une introduction générale et d'une conclusion générale.

Le premier chapitre de cette thèse présente les propriétés physiques et optiques des matériaux utilisés pour la réalisation de nos hétérostructures, ainsi que les techniques de croissance épitaxiale utilisées pour leur élaboration et leur caractérisation.

Le deuxième chapitre sera consacré à une étude d'une hétérojonction, où sera détaillé le principe de fonctionnement. Nous résolvons les équations nécessaires pour comprendre l'évolution des grandeurs physiques fondamentales « les densités de porteurs, champ électrique et le potentiel ».

Le troisième chapitre a pour but d'introduire le transistor bipolaire à hétérojonction avec un rappel de leur fonctionnement physique. Dans un premier temps, nous expliquons l'intérêt de l'hétérojonction base-émetteur avec les phénomènes physiques mis en jeu, puis nous avons détaillé les caractéristiques statistiques et dynamiques dans le cas des hyperfréquences.

Le quatrième chapitre est consacré à la simulation électrique du transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs. Ces simulations sont effectuées à l'aide du logiciel Silvaco.

La conclusion générale permettra de rappeler l'essentiel des résultats obtenus dans ce travail avec leurs interprétations et présentera les perspectives envisagées.

Références

- [1]: R. Bauknecht, H.P. Schneidel, J. Schmid et H. Melchior « **12Gbit/s laser diode and optical modulator drivers with InP/InGaAs DHBTs** » Electron. Lett, Vol 32, pp. 2156-2157, 1996.
- [2]: J.H. Jang, G. Cueva, D.C. Dumka, W.E. Hoke, P.J. Lemonias et L. Adesida « **Long wavelength In_{0.53}Ga_{0.47}As metamorphic p-i-n photodiodes on GaAs substrates** » IEEE Photon. Technol. Lett, Vol 13, pp. 151-153, 2001.
- [3]: K. Watanabe, M. Hashimoto, H. Kudo, H. Uchiyama, H. Ota, K. Ouchi et R. Takeyari « **50-Gbit/s AGC and modulator driver amplifier ICs based on InP/InGaAs HBT technology** » IPRM03, ThA2.3
- [4]: R. Takeyari et N. Kikuchi « **Next-generation hybrid design of optoelectronic components with electronic components based on InP and related materials** » Présenté au Kagoshima, Japan Conference, 2004.

Chapitre I : Etat de l'art de l'InP et InGaAs

I.1. Introduction

Si la filière InP « phosphore d'indium » offre aujourd'hui des possibilités d'intégration parfaitement maîtrisées, c'est grâce à la parfaite maturité technologique qui lui est associée, elle présente des performances en puissance et en fréquence discutables. La puissance et la fréquence de fonctionnement des dispositifs sont conditionnées par les propriétés physiques intrinsèques des technologies employées. La technologie de phosphore d'indium présente des propriétés exceptionnelles en termes de la mobilité électronique qui a un intérêt pour les applications à très hautes fréquences.

Les transistors à hétérojonction à base de phosphore d'indium possèdent des fréquences de coupure de l'ordre de 800 GHz. Le principal inconvénient de cette filière demeure le fait que ces matériaux sont à « petit gap ».

L'association des performances en puissances et en fréquence conduit conséquemment à l'exploitation nécessaire des matériaux grand gap. A titre d'exemple, l'InGaAs permet d'associer une très bonne mobilité électronique à une large bande interdite. Les composants issus de ces filières présentent des comportements très intéressants.

Nous avons donc choisi d'étudier l'hétérojonction InP/InGaAs. Nous abordons directement les propriétés de ces deux matériaux qui appartenant à la famille des semi-conducteurs III-V.

I.2. Semi-conducteur III-V

Il existe deux familles des semi-conducteurs intéressant pour les applications technologiques : les composés III-V et II-VI à bande interdite direct. Nous intéressons aux semi-conducteurs III-V qui sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3^{ème} colonne et d'un élément de la 5^{ème} colonne du tableau de Mendeleïev. Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bandes, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants, et à structure de bande indirecte. Les excellentes propriétés de transport des semi-conducteurs III-V à bande interdite directe, et les possibilités de faire varier la largeur de bande interdite quasiment à volonté ont révolutionné le micro-électronique tant pour les dispositifs hyperfréquences (transistor bipolaire à hétérojonctions).

Les composés incluant le phosphore d'indium InP entrent dans cette catégorie, ils sont très intéressants pour l'électronique rapide [1], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité des porteurs, ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour

que les transitions optiques soient efficaces [2]. L'intérêt pratique des semi-conducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires du type $Ga_xAl_{1-x}As$, $Ga_xIn_{1-x}As$, ou quaternaires comme $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ (voir le tableau (I.1)).

II	III	IV	V	VI
	B	C	N	
	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te

Tableau I.1 : Classification périodique de l'InP et l'InGaAs

La colonne III et V de la classification périodique de Mendeleïev sont deux colonnes qui génèrent la plupart des semi-conducteurs binaires ($GaAs$, $InSb$, InP ,...), ternaires ($InGaAs$...) et quaternaires.

La famille des semi-conducteurs III-V a prouvé depuis de nombreuses années ses possibilités en matière de fabrication de composants optoélectroniques (diodes électroluminescentes, diodes laser et détecteurs capteurs de gaz, cellules solaires) et de dispositifs fonctionnant en environnement hostiles (hautes températures, hautes fréquences) très performants. Ces performances sont atteintes grâce à des qualités cristallines très élevées.

Dans ce chapitre, nous décrivons les propriétés physiques, électriques et optiques essentielles de l'InGaAs et l'InP qui appartiennent aux composés III-V.

I.3. Structure cristalline de l'InP et InGaAs

I.3.1. Le phosphore d'indium

Le phosphore d'indium cristallise selon la structure cubique zinc-blende. Son espace de symétrie est $Td^2 - \bar{F}43m$. Sa maille élémentaire est composée de deux réseaux cubiques à faces centrées décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale du cube ($a/4$). Les liaisons entre les atomes III et V sont fortement covalentes. Cependant, il existe un faible caractère ionique dans ces liaisons. Dans le cas du phosphore d'indium, le phosphore possède cinq électrons périphériques et l'indium possède trois électrons. Dans le cristal, chaque atome d'indium est entouré de quatre atomes de phosphore, et chaque atome de phosphore est entouré de quatre atomes d'indium. Il y a donc un échange d'électrons de sorte que chaque

atome a quatre électrons périphériques. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement ionique et partiellement covalent des liaisons III-V.

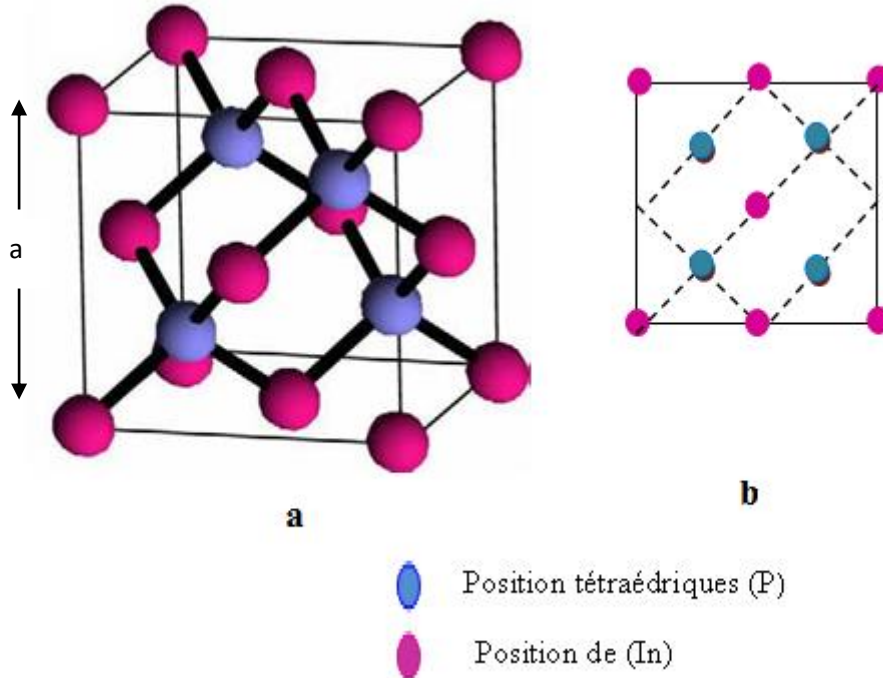


Figure I.1: (a) Maille élémentaire et (b) projection plane de la structure zinc blende [3].

Le paramètre de maille « a » d'InP dépend du changement de température et de pression.

L'équation (1.1) reliant le paramètre de maille « a » à la température T :

$$a(T) = a_0(1 + \alpha\Delta T) \quad (\text{I.1})$$

I.3.2.L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est une solution solide de GaAs, et InAs. Tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins [4].

Lorsqu'on réalise une structure avec des matériaux ternaires, les paramètres associés à ces matériaux sont évalués par la loi de Végard. En effet, il est possible de décrire les propriétés physiques des alliages à partir d'une pondération des propriétés des éléments binaires de composant.

Ainsi, si on considère $a_{(\text{InGaAs})}$ un paramètre de maille du ternaire InGaAs, $a_{(\text{InAs})}$ et $a_{(\text{GaAs})}$, le même paramètre mais associé aux binaires InAs et GaAs, alors :

$$a_{(\text{InGaAs})} = x \cdot a_{(\text{InAs})} + (1 - x) \cdot a_{(\text{GaAs})} \quad (\text{I.2})$$

Le tableau (I.2) donne le paramètre de la maille cristalline (a_0) des principaux semi-conducteurs de type III-V à 300 K.

	GaAs	InP	InAs
$a_0(\text{Å})$	5.65	5.86	6.06

Tableau I.2 : Paramètres cristallins des quelques semi-conducteurs III-V [5].

I.4. Propriétés électriques

I.4.1. Structure de bande

La structure de bandes décrit les états des énergies permis pour chaque électron de valence dans le cristal en fonction du vecteur d'onde. On les représente dans l'espace réciproque, dans les directions de plus hautes symétries de la première zone de Brillouin décrites ci-dessus. Elles se décomposent en bandes de valence et bandes de conduction. Ce sont la bande de conduction la plus haute, la bande de valence la plus basse, et la bande interdite qui les sépare qui déterminent principalement les propriétés de transport du semi-conducteur.

Tous les états d'énergie en dessous de la bande interdite forment la bande de valence et sont presque tous remplis d'électrons. Tous les états d'énergie au dessus de la bande interdite forment la bande de conduction qui est presque vide d'électrons.

La plupart des matériaux III-V sont à bande directe c.à.d. le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au point T qui représente le centre de symétrie à l'origine $k=0$. Ceci a des conséquences importantes du point de vue des propriétés électriques et optiques. La mobilité en vallée Γ est meilleure que celle des autres vallées satellites grâce à faible masse effective en Γ .

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-V [6], dont la structure de bande est directe, la figure (I.2) illustre la structure de bande d'un semi-conducteur [7], associée à la première zone de Brillouin.

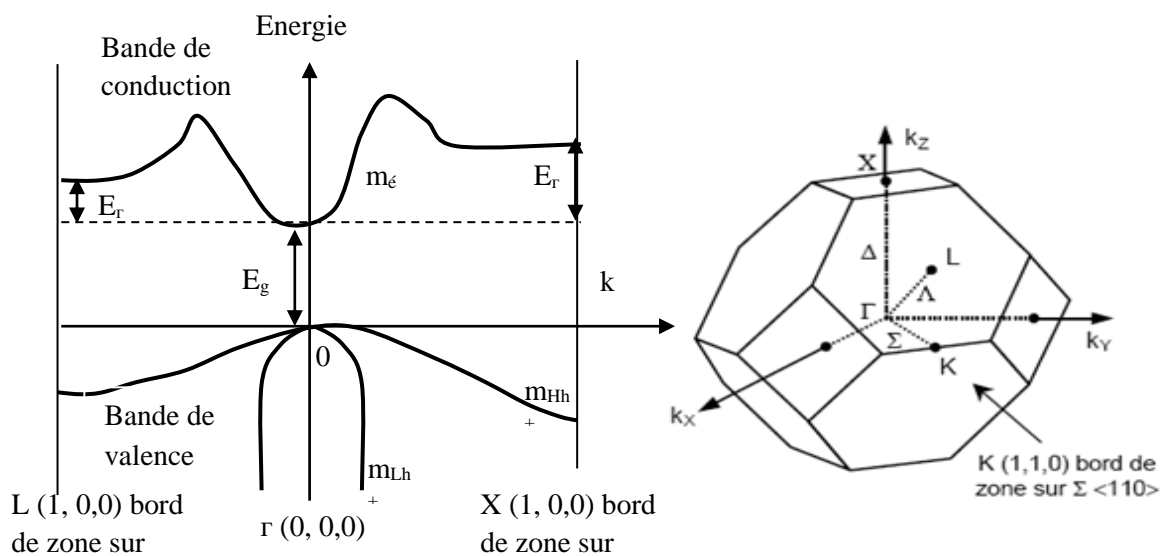


Figure I.2 : Première zone de Brillouin d'un réseau cubique à faces centrées [8].

La largeur de la bande interdite des semi-conducteurs binaire peut être mesurée de diverses façons, on peut en particulier utiliser les mesures d'absorption optique. A basse température il y a très peu de porteurs de charges dans un semi-conducteur intrinsèque, les semi-conducteurs sont transparents au rayonnement IR. Ils ne deviennent absorbants que lorsque des transitions inter bandes sont excitées, soit lorsque l'énergie du photon est suffisante pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. On s'attend donc à observer un seuil d'absorption, qui permet de déterminer la largeur de la bande interdite, dans le cas d'un semi-conducteur à gap direct. D'autre part, la mesure de l'énergie de bande interdite des matériaux ternaires $A_xB_{1-x}C$ en fonction de x a permis de montrer la qualité de l'approximation quadratique de la bande interdite entre les valeurs d'alliages binaires AC et BC :

$$E_g(x) = xE_g(AC) + (1 - x)E_g(BC) - x(1 - x)c \quad (I.3)$$

Où c est le paramètre de courbure (bowing parameter) qui corrige l'interpolation linéaire entre matériaux binaires. La valeur de c pour des alliages III-V est typiquement positive (la bande interdite d'alliage ternaire est plus petite que le résultat de l'interpolation linéaire), et peut en principe dépendre de la température [5].

La mesure de l'énergie de bande interdite des semi-conducteurs ternaires à température ambiante emploie les méthodes d'adsorption (photo luminescence, photo courant.....etc.) donne dans le tableau I.3.

Alliage	Energie de bande interdite	Référence
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	$0.356+0.7x+0.4x^2$	[9]
$\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$	$1.43-1.9x+1.2x^2$	[10]

Tableau I.3 : Expression de la bande interdite en fonction de composition d'alliage à 300K. L'alliage du semi conducteurs III-V InGaAs et le matériau InP qui s'inscrit dans les composés III-V à transition direct, ceci à des conséquences importantes du point de vue des propriétés électriques et optiques. Le tableau I.4 donne les valeurs des énergies au centre de la bande énergétique de l'InP et d'InGaAs.

	InP	GaInAs
E_g (eV)	1.35	0.74
E_x (eV)	2.19	1.33
E_L (eV)	1.93	1.2

Tableau I.4 : Valeurs des énergies au centre de la bande énergétique d'InP et d'InGaAs. L'élaboration des alliages III-V obtenus par la croissance alternée de fines couche de matériau ayant une énergie de bande interdite différente mais présent des paramètres de maille voisine.

I.4.2.Masse effective

Un autre paramètre important qu'on peut déduire à partir de la structure de bande des semi-conducteurs est la masse effective des électrons et des trous (trous lourds $m_{\text{Hh}+}$, trous légers $m_{\text{Lh}+}$). Cette dernière peut être déterminée soit théoriquement soit expérimentalement par la mesure des propriétés de magnéto transport des porteurs en régime balistique (résonance cyclotron, oscillations Shubnikov-de- Haas).

Pour les alliages à gap direct qui nous intéressons, la masse effective des électrons est définie par :

$$m_{e-} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dk^2}} \quad (\text{I.4})$$

Avec k vecteur d'onde de l'espace réciproque.

Dans le cas du semi-conducteurs III-V à bande interdite direct comme le GaAs et InP.... la masse effective des électrons au centre de la structure de bande est très faible et par conséquent, la mobilité est très élevée.

Les masses effectives ne sont pas constantes et égales aux valeurs du tableau qu'au voisinage des extrema de bandes.

Le tableau I.5 montre la masse des électrons et des trous pour quelques matériaux semi-conducteurs. On observe que l'InGaAs possède la masse effective des électrons et des trous la plus faible parmi les semi-conducteurs cités dans le tableau. La faible masse des électrons de l'InGaAs en fait le matériau de choix pour le contact ohmique de type N des HBTs sur substrat InP.

	Electrons	m_{lh}^*/m_0	m_{hh}^*/m_0	Référence
InP	0.08	0.12±0.01(100) 0.12±0.01(111)	0.56±0.02(100) 0.60±0.02(111)	[11]
GaAs	0.067	0.087	0.62	[12]
InGaAs	0.041	0.050 (001)	0.47 (001)	[13]
GaAsSb	0.046	N.A.	N.A.	[14]

Tableau I.5: Masse effective de porteurs pour quelques matériaux semi conducteur.

I.4.3. Mobilité des électrons μ_e et des trous μ_{h+} dans les matériaux intrinsèques

Grâce aux nombres d'électrons libres par cm^3 , la conductivité du semi-conducteur n'est plus nulle à une température supérieure au zéro absolu. En effet, ces électrons peuvent être accélérés par un champ électrique même faible et acquérir une vitesse de dérive

$v_e = -\mu_e E$ où μ_e est la mobilité.

Lorsqu'on soumet un matériau à un champ électrique, les électrons sont accélérés par ce champ. Mais ils sont soumis aux interactions avec les atomes du matériau et perdent leur vitesse lors des chocs avec les atomes. Le modèle de Drude est un modèle simple (approche classique) permettant de modéliser la vitesse de ces électrons et de donner une expression de cette mobilité.

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (I.5)$$

Où q est la charge élémentaire, τ le temps moyen entre deux collisions et m^* est la masse effective de la particule.

La figure I.3 représente les vitesses de dérive électronique à l'équilibre pour différents matériaux lorsqu'un champ électrique est appliqué.

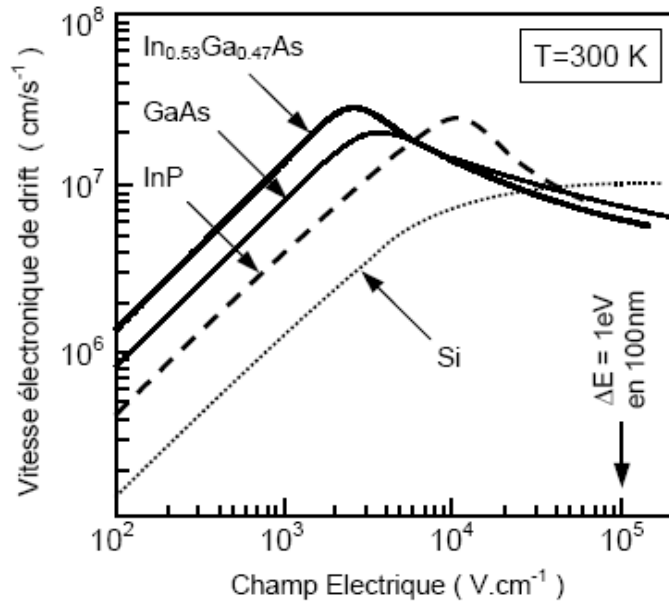


Figure I.3 : Comparaison de vitesses de saturation en fonction du champ électrique [15].

La vitesse croit en fonction du champ électrique jusqu'à un maximum v_{sat} obtenu pour un champ E_c appelé champ critique.

La vitesse électronique à faible champ électrique dans le matériau InGaAs est plus élevée que dans les autres alliages, ce qui caractérise sa très forte mobilité. Cette propriété est appréciable pour utiliser l'InGaAs pour la couche de base des HBTs InP

Le tableau I.6 indique également une mobilité excellente de InGaAs à faible champ électrique ce qui constitue une très bonne caractéristique pour obtenir des temps de transit dans la base très faibles. On peut mentionner également qu'InGaAs présente comme avantage une faible vitesse de recombinaison en surface ce qui est favorable pour élaborer des composants à fort gain en courant.

	InP	In _{0.53} Ga _{0.47} As	GaAs	Si
La mobilité des électrons μ_n (cm ² .v ⁻¹ .s ⁻¹)	5400	12.10 ³	8500	1450
La mobilité des trous μ_p (cm ² .v ⁻¹ .s ⁻¹)	200	300	400	450

Tableau I.6 : Mobilité des électrons et des trous d'InP et d'In_{0.53}Ga_{0.47}As [16].

I.5. Propriétés optiques

Les semi-conducteurs sont transparents pour les photons d'énergie inférieure au gap. Les semi-conducteurs sont donc d'abord des isolants, avec un gap entre les derniers états peuplés et les premiers états vides (si l'on néglige les états d'impuretés).

Les propriétés optiques des semi-conducteurs usuels, reposent sur l'existence d'états électroniques bien délocalisés. L'étude des propriétés optiques des solides (absorption,

réflexion, transmission) à été prouvé pour être un outil puissant pour la compréhension de la structure électroniques et atomiques de ces solides [17].

Dans le cas des interactions rayonnement-matière, la réponse de ce matériau décrit par la fonction diélectrique $\varepsilon(\omega)$ qu'elle écrite dans la notation complexe :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) \quad (I.6)$$

ε_1 : La partie réelle.

ε_2 La partie imaginaire.

Si une onde plane se propage entre deux milieux avec des constants diélectriques différents, elle sera divisée en deux, une onde réfléchie et une autre réfractée.

I.5.1. Absorption

L'interaction du rayonnement avec les électrons du semi-conducteur se manifeste selon trois processus distinct :

- ✚ Un photon peut induire le saut d'un électron d'un état occupé de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction, c'est l'absorption fondamentale. Ce processus sera mis à profit dans les capteurs de rayonnement [18].
- ✚ un électron de la bande de conduction peut retomber spontanément sur un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon, c'est l'émission spontanée. Ce processus sera mis à profit dans les émetteurs de rayonnements tel que les diodes électroluminescentes [18].
- ✚ Un photon présent dans le semi-conducteur peut induire la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état de vide de la bande de valence avec une émission d'un deuxième photon de mémé énergie, c'est l'émission simulée. Ce processus sera mis à profit dans les lasers à semi-conducteurs [18].

Ces différents processus sont conditionnés par la conservation de l'énergie et la quantité de mouvement.

Le coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$ d'un matériau semi-conducteur est proportionnel au coefficient d'extinction par l'expression :

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi}{\lambda} k(\omega) \quad (I.7)$$

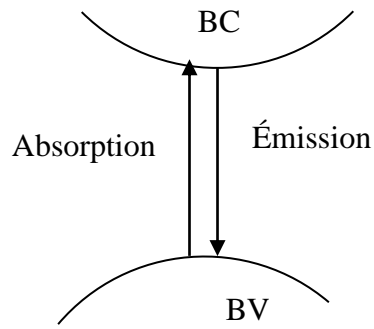


Figure I.4 : Différents processus de l'absorption.

L'absorption optique dans les semi-conducteurs III-V est expliquée par un échange d'énergie des photons incidents vers les électrons de la bande de valence, provoquant leur excitation vers les niveaux d'énergie de la bande de conduction. Les photons ne peuvent cependant occasionner que des transitions verticales dans l'espace des k . Les alliages InP et InGaAs sont des matériaux à gap direct. Le spectre d'absorption mesuré pour les alliages InP et InGaAs sont présentés sur la figure I.5.

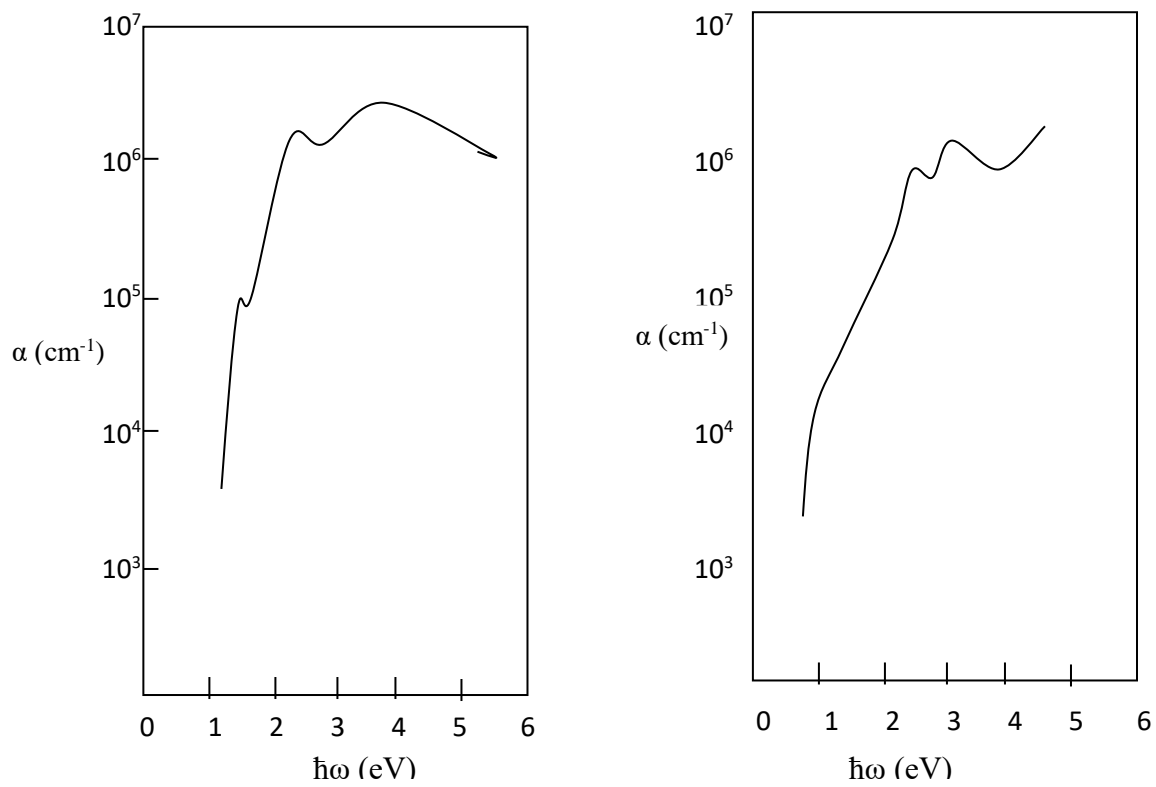


Figure I.5 : Spectre d'absorption dans l'InP et l'In_{0.53}Ga_{0.47}As respectivement [19].

I.5.2. Indice de réfraction

L'indice de réfraction des semi-conducteurs varie entre 3 et 4, 2 à 300K, nous obtenons donc pour une incidence normale, un coefficient de réflexion compris entre 0, 25 et 0, 38 et donc un coefficient de transmission de 62 % à 75%.

Dans un semi-conducteur, le constant diélectrique s'écrit en fonction de la fréquence sous la forme:

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi}{n^*(-\omega^2 - j\gamma\omega)} \text{ avec } \omega = 2\pi\nu \quad (\text{I. 8})$$

Où γ caractérise l'absorption du milieu.

De la même façon, l'indice de réfraction n^* est un nombre complexe, qu'il peut exprimer par la relation suivante :

$$n^*(\omega) = n(\omega) + ik(\omega) = [\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I. 9})$$

n : est l'indice de réfraction du milieu.

k : est l'indice d'extinction qui caractérise l'absorption optique.

En haute fréquence, l'indice de réfraction est lié à la constante diélectrique par la relation :

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad (\text{I. 10})$$

Il faut remarquer que dans les alliages ternaires du type InGaAs, l'indice de réfraction dépend de la composition, et ceci est utilisé dans la réalisation des transistors bipolaires à hétérojonction, diodes laser en particulier.

Semi-conducteur	Ge	Si	GaAs	InP	In _{0.47} Ga _{0.53} As
Indice de réfraction	4.0	3.5	3.6	3.5	3.6

Tableau I.7 : Indice de réfraction des principaux semi-conducteurs.

I.5.3. Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion R d'une interface est défini pour une incidence normale comme le rapport de la puissance du faisceau réfléchi sur la puissance du faisceau incident :

$$R = \left| \frac{n^* - 1}{n^* + 1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (\text{I.11})$$

Il est fonction de la nature du matériau et varie peu en fonction de l'énergie du rayonnement. Néanmoins, il reste sensible à l'angle d'incidence et devient plus complexe dans son écriture. La figure I.6 illustre le spectre de la réflexion de l'InP et l'InGaAs.

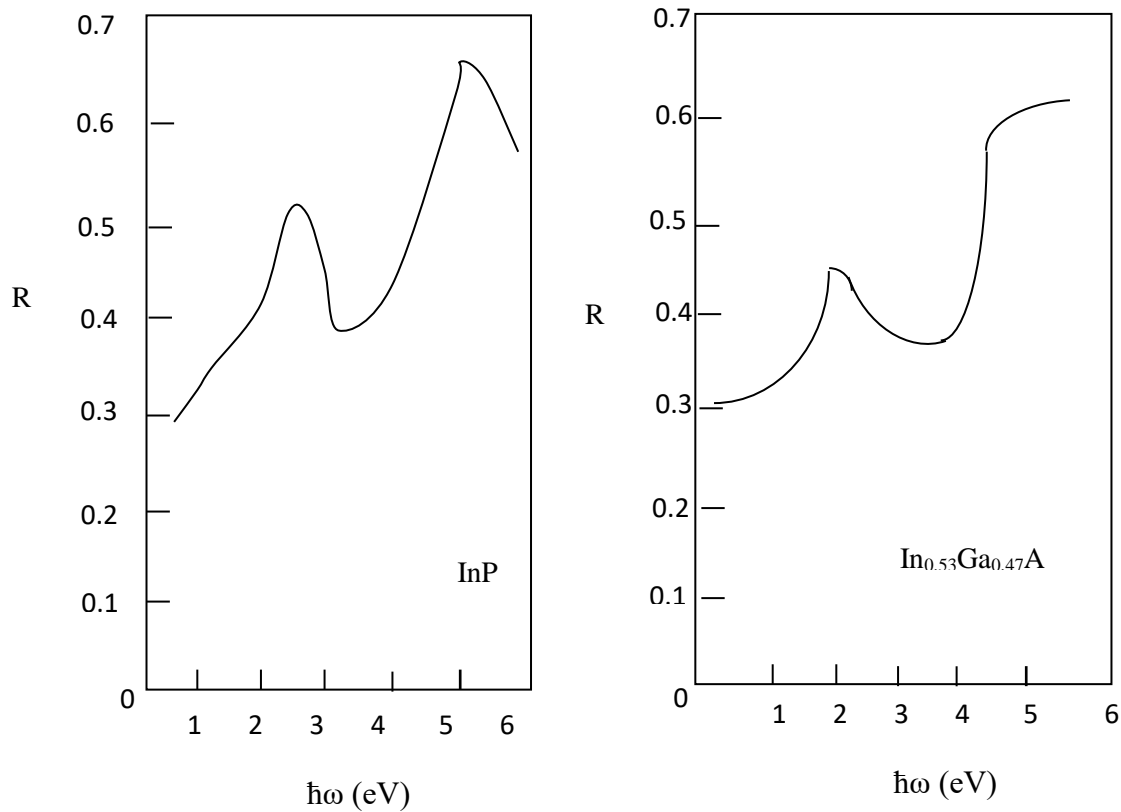


Figure I.6: Réponse spectrale de la réflexion d'indice normale dans l'InP et l'In_{0.53}Ga_{0.47}As [19].

I.5.4. Coefficient de transmission

Le coefficient de transmission est régi par la conservation de puissance et s'exprime donc par le rapport de la puissance du faisceau transmis à celle du faisceau incident ou bien plus simplement le complément de la puissance réfléchi :

$$T = 1 - R \quad (I.12)$$

L'indice de réfraction des semi-conducteurs varie entre 3 et 4,2 à 300K, nous obtenons donc pour une incidence normale, un coefficient de réflexion compris entre 0,25 et 0,38 donc un coefficient de transmission de 62% à 75%. Par conséquent lorsque l'on fait de la photo-détection sans traitement particulier des surfaces, nous avons dans le meilleur des cas environ 70% du rayonnement qui pénètre dans le semi-conducteur.

I.6. Avantages des semi-conducteurs III-V:

Les principaux avantages des semi-conducteurs III-V sont les suivants :

- ✚ Leur propriété semi-isolante permet la fabrication des circuits intégrés hyperfréquences.
- ✚ Leur résistance aux radiations.
- ✚ Leur capacité de travailler à des températures plus importantes que celle du silicium standard, ce qui est important pour les applications militaires.
- ✚ Leurs performances vitesse/consommation nettement supérieure à celles des calculateurs utilisant des circuits en silicium (applications numériques).
- ✚ Leur très vaste domaine de fréquences couvert puisqu'il s'étend de 1 GHZ à plus de 100 GHZ.

Ce dernier aspect est fondamental, parce que les composants à base de silicium sont actuellement limités à une fréquence inférieure à quelque Giga Hertz [20].

La filière des composés III-V est la seule filière hyperfréquence dont la technologie soit actuellement mature pour des réalisations au niveau industriel. Cette maturité et son développement ont donc permis d'aboutir à des coûts de production abordables, qui restent cependant largement supérieurs à ceux de la filière silicium [21].

Les composés III-V sont donc parfaitement appropriés à la réalisation de circuits hyperfréquences. On peut classer ces circuits par type :

- ✚ Les circuits bas niveau.
- ✚ Amplification faible bruit.
- ✚ Fonction de contrôle.
- ✚ Commutation, etc.

I.7. Techniques de fabrication

Les semi-conducteurs III-V ayant un fort potentiel pour la microélectronique et l'optoélectronique, telles qu'on les connaît aujourd'hui. Le Silicium, le Germanium ou les alliages binaires tels que le phosphure d'indium ou l'arséniure de gallium sont la base de tous nos systèmes électroniques actuels (téléphones portables, ordinateurs, électronique embarquée...). Ainsi, leurs propriétés réfractaires permettent d'envisager leur application dans des environnements hostiles (hautes températures, hautes puissances...) du fait de leurs gaps directs qui couvrent l'ensemble du spectre visible. Cependant, le chemin a été long avant d'obtenir des composants microélectroniques ou optoélectroniques tels qu'on les imagine aujourd'hui (transistor, diode...).

Plusieurs techniques de fabrication ont été développées pour réaliser des couches épitaxiales pouvant atteindre l'ordre atomique et de grande qualité. Le principe commun de ces techniques consiste à déplacer une pointe-sonde extrêmement fine au voisinage du matériau étudié, en maintenant une constante interaction physique donnée entre la pointe et la surface grâce à l'ajustement permanent de leur distance relative. On obtient ainsi une cartographie de l'échantillon qui traduit plus ou moins fidèlement la topographie de la surface.

Les substrats ainsi achevés constituent les supports monocristallins dont l'orientation cristallographique est parfaitement connue. Par différentes techniques d'épitaxie, on va pouvoir déposer sur ceux-ci et selon la même orientation cristallographique que le substrat, des empilements de couches de matériaux cristallins de composition binaire, ternaire ou quaternaire qui seront le cœur des futurs composants optoélectroniques ou microélectroniques. Ce dépôt du cristal homogène est encore appelé croissance cristalline ou épitaxie.

La composition de ces alliages doit être choisie de manière à ce qu'il existe un accord de paramètre de maille cristallographique entre le substrat et la couche épitaxie.

Cependant, les déformations cristallographiques engendrées par l'existence d'un désaccord de maille entre la couche et le substrat pourront parfois être mises à profit pour décaler les propriétés du matériau épitaxie. Sans toutefois dépasser certaines limites de contraintes en tension ou en compression que peut supporter l'ensemble de la structure épitaxie avant rupture. Alors, la réalisation des composants actuels passe donc par la maîtrise de l'épitaxie.

I.7.1. Définition de l'épitaxie

L'épitaxie est une technique de croissance orientée, l'un par rapport à l'autre, de deux cristaux possédant un certain nombre d'éléments de symétrie communs dans leurs réseaux cristallins. On distingue l'homo-épitaxie, qui consiste à faire croître un cristal sur un cristal de nature chimique identique, et l'hétéro-épitaxie, dans laquelle les deux cristaux sont de natures chimiques différentes. Le terme « épitaxie » n'a été introduit qu'en 1928 par Royer et al. [22]. L'étymologie du terme épitaxie viens de grec épi qui signifie « dessus » et taxis qui signifie « ordonnée ». Cette technique est utilisée pour faire croître des couches minces (quelques nanomètres d'épaisseur). On utilise pour cela une surface parfaitement polie d'un monocristal, le substrat, sur lequel seront déposés d'autres atomes. Le substrat est choisi de façon à avoir des paramètres de maille proches de ceux du cristal que l'on veut obtenir.

Selon les techniques d'épitaxie utilisées, les épaisseurs des couches réalisées peuvent varier de la monocouche atomique à plusieurs dizaines de microns. Lors de la réalisation du substrat ou pendant l'épitaxie, il est aussi possible d'incorporer diverses impuretés atomiques dopant pour adapter les propriétés électriques des matériaux semi-conducteurs aux besoins des différents dispositifs microélectroniques ou optoélectroniques. La réalisation des composants actuels passe donc par la maîtrise de l'épitaxie.

Il existe un certain nombre de techniques regroupées suivant les familles suivantes :

- ✚ L'épitaxie en phase liquide (LPE : Liquid Phase Epitaxy).
- ✚ L'épitaxie en phase vapeur (VPE : Vapour Phase Epitaxy).
- ✚ L'épitaxie par jets moléculaires (MBE : Molecular Beam Epitaxy).
- ✚ L'épitaxie par jets moléculaires aux sources gazeuses (GSMBE : Gas Source Molecular Beam Epitaxy).
- ✚ L'épitaxie par jets chimiques (CBE : Chemical Beam Epitaxy).
- ✚ L'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE : Metal Organic Vapour Phase Epitaxy).

I.7.2. Techniques de croissances

La réalisation de couche InP contraint sur InGaAs nécessite des techniques d'épitaxie permettant une excellente maîtrise des épaisseurs et de la qualité cristallographique des couches produites.

La croissance épitaxiale est commencée juste après le nettoyage de substrat en ouvrant les clapets au-dessus des cellules d'effusion, qui sont à température stabilisée pour obtenir un flux moléculaire à densité constante. Des matériaux chimiquement actifs comme le silicium fondu sont évaporés par le chauffage de faisceau d'électrons dans le centre de morceau à évaporer. La composition de flux peut être changée abruptement en ouvrant ou fermant les clapets des cellules d'effusions correspondantes. Deux sources de dopage (type N et type P) et deux sources d'élément de matrice (le silicium, le Germanium) sont la configuration minimum de source avec des possibilités additionnelles pour d'autres sources (métaux, isolateurs, gaz). Dans ce cadre, On peut regrouper ces techniques en trois catégories principales : les techniques d'épitaxies en phase vapeur (chemical-vapor-deposition, CVD), les techniques d'épitaxies en phase liquide et la technique d'épitaxie par jet moléculaire (molecular beam epitaxy(MBE)) .

I.7.2.1. Techniques d'épitaxie par jet moléculaire(MBE)

Le principe de la MBE est observé par Günther en 1958 sur InAs et InSb. Leur développement est ensuite lié aux travaux de J. Arthur et A. Cho des laboratoires AT&T (ex Bell) [23, 24].

La MBE est une technique d'épitaxie par jet moléculaire. Elle consiste à sublimer des sources solides pures d'éléments III et V afin de produire un jet de gaz orienté vers la surface de dépôt. Elle se produit dans des conditions d'ultravide (très basse pression résiduelle $P < 5 \cdot 10^{-11}$ Torr ou $P < 6 \cdot 10^{-9}$ Pascal) [25] sévères.

Le principe repose sur la technique des trois températures. Il utilisait un creuset porté à une température T_V pour maintenir une pression partielle suffisante en élément V sur le substrat et un creuset à la température T_{III} pour l'élément III. Les flux étaient dirigés sur un substrat polycristallin porté à la température T_S . Le système était disposé dans une enceinte où régnait un vide primaire (figure I.7). Grâce à ses expériences, Günther a montré que la croissance de couches fines III-V était possible si on avait la relation $T_V < T_S < T_{III}$. Cependant Günther n'a pas obtenu un très bon résultat car il ne possédait pas de substrat monocristallin et car le vide de l'enceinte n'était pas assez poussé. Les différents processus qui conduisent à une croissance épitaxiale nécessitent des surfaces non polluées par des impuretés superficielles, ce qui impose un environnement ultravide.

Les mécanismes de la MBE sont introduites trois notions : l'ultravide, la vitesse de croissance et les sources III et V.

- ✚ L'*ultravide* permet des flux atomiques ou moléculaires. La pression $P < 10^{-4}$ torr en croissance autorise en effet un libre parcours moyen des éléments III et V supérieur à la distance source-substrat.

- ✚ La *vitesse de croissance* est contrôlée par les flux d'éléments III une fois la supériorité des flux d'éléments V assurée.
- ✚ Les *sources d'éléments III et V* permettent l'interruption ou la stabilisation rapide des flux, Le point fort de la MBE, qui autorise des profils de composition et de dopage très abrupts.

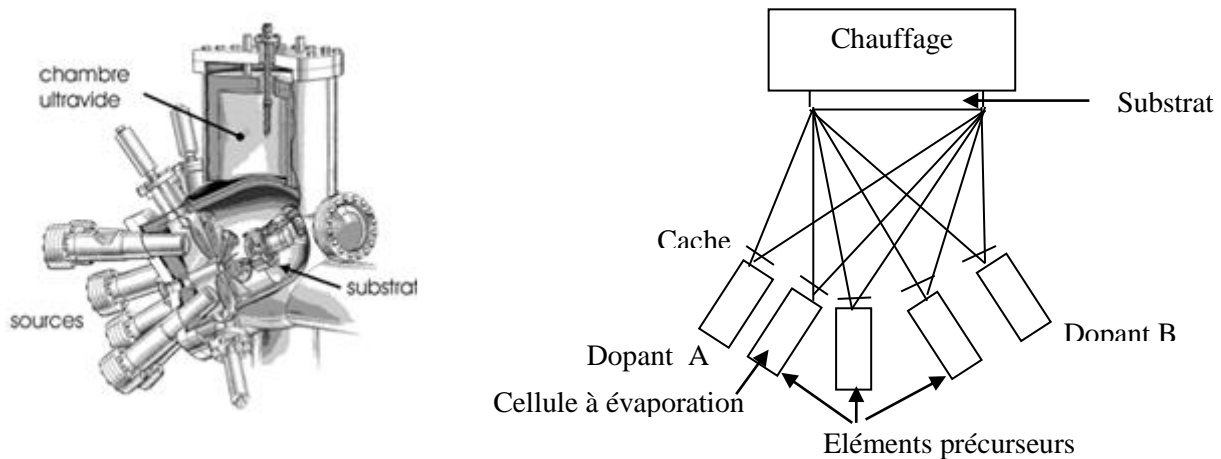


Figure I.7 : Diagramme schématique d'un système typique de MBE [24].

Une des particularités de la MBE est la faible vitesse de croissance des couches, typiquement 1 à 2 $\mu\text{m/h}$ ce qui correspond à une à deux monocouches par seconde. La vitesse de croissance et par conséquent l'épaisseur de la couche sont contrôlées par une régulation précise des températures des cellules d'évaporation des précurseurs d'éléments III et V (Figure I.7).

Les précurseurs se trouvent dans des creusets chauffés chacun à leur propre température d'évaporation. Une ouverture de diamètre inférieure au libre parcours moyen des atomes ou des molécules permet d'obtenir un flux d'éléments que l'on dirige vers le substrat. Les flux moléculaires ou atomiques peuvent être rapidement interrompus par l'interposition de caches mécaniques entre les creusets et le substrat.

Cette précision dans le contrôle des flux permet la réalisation de profils de composition et de dopage très abrupts et donc la réalisation de super réseaux et d'hétérostructures complexes.

La MBE permet aussi la réalisation des couches contraintes cristallographiquement les unes avec les autres par le contrôle précis des épaisseurs déposées (1 monocouche atomique à la seconde). L'environnement ultra-vide de la MBE permet l'utilisation in-situ d'outils de caractérisation et de contrôle à l'échelle atomique, telles que la diffraction d'électrons de

haute énergie en incidence rasante (RHEED) et la microscopie à effet tunnel. La sécurité du procédé MBE lié à l'utilisation de sources élémentaires constitue un certain avantage, car la faible quantité de précurseurs nécessaire permet l'utilisation de pompage statique sans évent à l'aide de pompes ioniques ou cryogéniques. En effet, celles-ci sont beaucoup moins fragiles que les pompes turbo moléculaires et n'engendrent aucun rejet à l'extérieur de la chambre.

la MBE est moins bien adaptée que la MOVPE et surtout que la HVPE à la croissance de couches épitaxiales « épaisses », supérieures à quelques microns. Ceci est dû aux faibles vitesses de croissance et à la croissance de matériaux à forte énergie de cohésion due aux faibles températures de croissance. Cet aspect existe en particulier lorsqu'une forte pression d'un élément source est nécessaire, c'est la limite du régime de jets moléculaires.

Il existe différentes variantes de MBE selon la technologie des sources d'éléments III et V. l'un de Solide Source MBE à *sources solides*, l'autre de gaz Source MBE à *sources gazeuses* [26].

I.7.2.2. Techniques d'épitaxie en phase vapeur

L'épitaxie en Phase vapeur a été une des toutes premières à être développée dans les années 1960 pour la croissance de semi-conducteurs de type III-V. Ces techniques se fondent sur le transport par un gaz vecteur d'espèces gazeuses contenant les éléments III et V jusqu'au substrat monocristallin sur lequel on désire réaliser le dépôt. La croissance s'effectue à partir d'une phase gazeuse de composition déterminée afin de réaliser les alliages voulus dans des conditions de pression et de température contrôlées.

Les techniques d'épitaxie en phase vapeur sont des réactions thermoactives qui se déclinent en plusieurs techniques, selon les conditions de pressions utilisées notamment, ainsi que selon le mode de chauffage. On distingue deux sous familles au sein de la VPE

- 1) dépôt sous ultravide (*ultra-high vacuum chemical-vapor deposition, UHV/CVD*) [27]
- 2) dépôt à pression réduite, voire atmosphérique (*reduced-pressure et atmospheric-pressure chemical-vapordeposition, RPCVD et APCVD*) [28]
- 3) dépôt utilisant un chauffage rapide par lampes (*rapid-thermal chemical-vapor deposition, RTCVD*).

Quelle que soit la famille choisie, la réaction de formation du reste identique, seul les composés mis en jeu changent. Une troisième sous-famille apparaîtra par la suite : la MOVPE, sensiblement différente des deux précédentes.

La VPE souffre néanmoins des mêmes inconvénients que la LPE en termes de croissance d'empilement de couches alternées très fines (super réseau ou hétérostructures complexes) à

cause des fortes vitesses de croissance observées. Les vitesses standard de croissance sont de quelques 35 $\mu\text{m/h}$ pour InP sur substrat InP, mais on rapporte également 60 $\mu\text{m/h}$ pour GaInAs sur substrat InP, voire 170 $\mu\text{m/h}$ pour GaAsP sur substrat GaAs et enfin 300 $\mu\text{m/h}$ pour GaAs sur substrat GaAs avec une technique VPE basse pression [29]. Cette propriété de fortes vitesses de croissance a permis de trouver un domaine d'application industrielle à la VPE, notamment pour la réalisation de diodes électroluminescentes et de quasi-substrats pour la filière GaN. La figure (I.9) donne plus d'information sur ces différentes techniques.

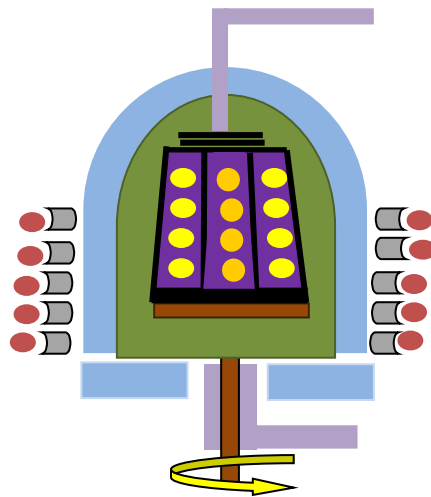


Figure I.9 : Principe de fonctionnement d'une épitaxie en phase vapeur [30].

I.7.2.3. L'épitaxie en phase liquide

L'épitaxie en Phase Liquide a été une des toutes premières à être développée dans les années 1960 pour la croissance de semi-conducteurs de type III-V. C'est une méthode de croissance à l'équilibre thermodynamique qui utilise le phénomène de précipitation d'un liquide en solide. Le processus repose sur la décroissance de la solubilité du soluté dans la phase liquide lorsqu'on abaisse la température du système. Cette méthode présente l'avantage d'être très rapide, la vitesse de croissance peut être de l'ordre du micron par minute.

En LPE, il est cependant difficile de faire croître des couches très minces ($< 10\text{ nm}$) avec des interfaces abruptes entre les couches à cause des fortes vitesses de croissance et de la redissolution partielle de couches. D'autre part, il n'est pas possible d'introduire des contraintes entre les différentes couches.

En LPE, tout est accordé cristallographiquement. Certaines hétérostructures sont également interdites, tel qu'InP sur GaInAs par exemple. La planéité de surface épitaxiée aléatoire et les tailles de substrat limitées pour garantir une uniformité de couche en font aussi une technique

mal adaptée à la réalisation d'hétérostructures complexes, couramment utilisées dans les composants optoélectroniques actuels.

La figure (I.11) représente le schéma de principe d'un réacteur LPE, où le substrat ou les bains se déplacent pour créer les différentes couches.

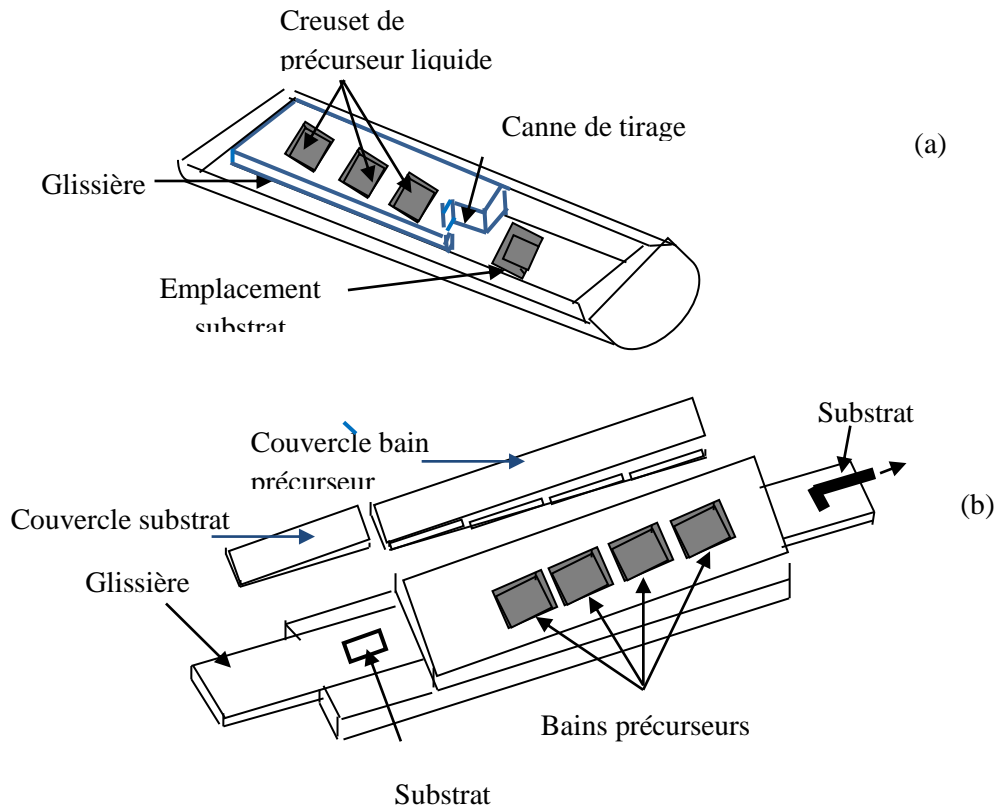


Figure I.11: Schéma de principe d'un réacteur LPE. Les bains de précurseurs sont déplacés devant le substrat dans le cas (a) et le substrat est déplacé en face de chacun des bains dans le cas (b) [24].

I.8. Les paramètres de croissance importants

La vitesse de croissance est un facteur cinétique important, permettant de repousser les limites d'apparition des défauts ou de la rugosité lors de croissances à basse température. Les études menées par F. Sanchez ont montré que les faibles vitesses de croissance (inférieure à $1\mu\text{m/h}$) favorisent l'apparition de la rugosité et du maillage..

La pression d'élément V est un paramètre souvent évoqué dans la littérature comme influençant beaucoup sur la qualité cristalline surtout à basse température. Une augmentation de la quantité d'élément V présents en surface diminue la mobilité des différents éléments III. Ce phénomène peut introduire une augmentation de la rugosité de surface.

La température de croissance est également un paramètre essentiel. Lors des croissances, la mobilité des éléments sur la surface ainsi que leur coefficient de collage sont des processus activés thermiquement. Un contrôle de la température se révèle donc particulièrement primordial. Ce paramètre a une forte influence sur la mobilité des atomes et leur permettre d'atteindre les sites préférentiels d'incorporation, ce qui favorise la qualité du matériau.

Conclusion

Dans ce chapitre, l'état de l'art des matériaux InP et InGaAs est donnée, nous avons regroupé les propriétés structurales l'ensemble de paramètres définis sont « le paramètre de maille, le groupe de symétrie..... », les propriétés électrique « conductivité électrique, densité de charges électroniques et masse effective..... » et les propriétés optiques « réflexion, diffraction » .

Ces propriétés prouvent que les matériaux III-V offrent donc de multiples possibilités, aussi bien pour la microélectronique rapide que pour l'optoélectronique. Les composés ternaires $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ offrent la possibilité d'atteindre en théorie tout le domaine de longueurs d'onde délimité par GaAs (côté haute énergie) et InAs (côté basse énergie). Cependant, même si ces alliages semi-conducteurs III-V peuvent potentiellement couvrir un très large domaine de longueurs d'onde, seul d'étroits domaines de composition sont actuellement exploités par manque de technologies adéquates. Pourtant, de tels matériaux obtenus en épitaxie sur des substrats d'InP permettraient de réaliser des composants optoélectroniques pouvant opérer dans la gamme de longueur d'onde 1,7-2.7 μm , gamme qui offrirait de nombreuses perspectives d'applications industrielles comme les photodétecteurs infrarouges pour la spectroscopie ou la télédétection.

Les deux semi-conducteurs étudiés sont compatibles ce caractère est la raison du choix pour l'hétérojonction. En suite nous avons englobé les techniques de fabrication qui reposent sur l'épitaxie.

Références

- [1] : R. Castagne, J. Duchemin, P. Gloannec, M. Rumelhard « **Circuits Intègres en Arséniure de Gallium** » Elsevier Masson, 1^{ème} édition, 1989.
- [2]: J. Pankove « **Optical processes in semiconductors**» Dover publications, 1^{ème} édition, 1971.
- [3] : **Structure des semi-conducteurs, site internet: [ht/www.uninc.ch/phvs/](http://www.uninc.ch/phvs/) 2004**, accédé le: 5 février 2009.
- [4] : Henry Mathieu « **Physiques des semi conducteurs et des composants électroniques**» Dunod, 4^{ème} édition, 2001.
- [5]: Vurgaftman I, Meyer JR, Ram-Mohan LR « **Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys**» J. Appl. Phys, Vol 89, Issue 11, pp. 5815-5875, 2001.
- [6]: J.S. Blakemore « **Semiconducting and other major properties of gallium arsenide**» J. Appl. Phys. Vol 53, pp. R123-R181, 1982.
- [7] : H. Lekiket « **Elaboration et Caractérisation des hétérojonctions à base de couches minces de ZnO et ZnS**» Université Mentouri-Constantine. Mémoire de magister, 2008.
- [8]: Sze SM « **Physics of semiconductor devices** » 2^{ème} édition, John Wiley & Sons, 1981.
- [9]: RE. Nahory, MA. Pollack, D. Winter JC, Williams «**Growth and properties of Liquid-phase epitaxial GaAs_{1-x}Sb_x**». J. Appl. Phys, Vol 48, pp. 1607, 1977.
- [10]: RE.Nahory, MA.Pollack, Jr. Johnston, RL.Barns «**Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} lattice matched to InP**» Appl. Phys. Lett. Vol 33, pp.659, 1978.
- [11]: J.Leotin, R. Barbaste, S. Askenasy, MS. Skolnick, RA. Strading « **Hole mass measurement in p-type InP and GaP by sub millimeter cyclotron resonance in pulsed magnetic fields**» Solid State Communications, Vol 15, pp. 693, 1974.
- [12]: S. Adachi « **GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As material parameters for use in research and device applications** » J.Appl. Phys, Vol 58, pp. R1-29, 1985.
- [13]: K. Alavi, RL. Aggarwal, SH. Groves « **Interband magneto absorption of In_{0.53}Ga_{0.47}As**» Physical. Review B, Vol 21, pp.1311-1315, 1980.
- [14]: P. Devlin, HM. Heravi, JC. Woolley. Can « **Intrinsic Properties of Group IV Elements and III-V, II-VI and I-VII** » J. Phys. Vol 59, pp.939, 1981.
- [15] : E. Lefebvre « **Croissance métamorphique par Epitaxie par Jets Moléculaires et caractérisations physiques pour Transistor Bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs sur GaAs**» Université de Lille France. Thèse de doctorat, 2005.
- [16]: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicnd/.html>.
- [17]: F.Abelés «**Optical Proprieties of solids**» American Elsevier, 1^{ème} édition, 1972.

- [18] : F. MEZRAG «**Effet du désordre compositionnel sur un les propriétés optoélectroniques et diélectriques de l'alliage ternaire semi-conducteur GaAs_xSb** » Université de M'sila Thèse de doctorat, 2003.
- [19]: S. Adachi «**Physical properties of III-V Semiconductor Compounds-InP, InAs, GaAs, InGaAs and InGaAsP** » New York: Wiley, 1^{ème} édition, 1992.
- [20]: J. R. Arthur « **Intercation of Ga and As₂ molecular beams with GaAs surfaces** » J. Appl. Phys, Vol 39(8), pp.4032, 1968.
- [21]: J.R. Arthur « **GaAs, GaP and GaAs_xP_{1-x} epitaxial films grown by molecular beam deposition** » J. Vac. Sci. Technol, Vol 6, pp. 545 (MH), 1969 .
- [22]: A.Y. Cho, M.B. Panish et I. Hayashi « **GaAs and Related Compounds**» Conférence Présenté à , Aachen (Germany), 1970 & Inst. Phys. Conf. Ser. 9, Ed. H. Beneking Inst. Phys, London-Bristol, 1971.
- [23]: A.Y. Cho « **GaAs Epitaxy by a Molecular Beam method: observations of surface structure on the (001) face** » J. Appl. Phys, Vol 42, Issue 5, p.2074-2081, 1971.
- [24]: A.Y. Cho « **Twenty years of molecular beam epitaxy** » J. Crystal Growth, Vol 150, pp 1-6, 1995.
- [25]:S. Gouraud « **Croissance sélective d'InP dopé Fer par MOVPE assistée par Tertio-Butyle de Chlore (TBCl)** » Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II. Français. Thèse de doctorat, 2005.
- [26]: J.F. Morris, H. Fukui « **A New GaAs Vacuum Deposition Technique**» J. Vac. Sci. Technol, Vol. 11, p. 506-510, 1974.
- [27]:K. Kurishima, S. Yamajata, H. Nakajima, H. Ito et Y. Ishii « **Performance and stability of MOVPE-grown carbon-doped InP/InGaAs HBTs dehydrogenated by an anneal after emitter mesa formation**», Japanese Journal of Applied Physics, Vol 37, pp. 1353-1358, 1998.
- [28]: P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov « **Molecular beam epitaxy of heterostructures made of III/V compounds**» Sov. Phys. Semicond, Vol. 22, pp. 1093-1101, 1988.
- [29]:M. Deschler, K. Grüter, A. Schlegel, R. Beccard, H. Jürgensen, P. Balk « **Very rapid growth of high quality GaAs, InP and related III-V materials compounds**» Journal de Physique, Vol. 49 (C4), p. 689-6921, 1998.
- [30]: S. Bourdais « **Etude du dépôt et des propriétés physiques du silicium polycristallin obtenu par le procédé RTCVD sur substrats de mullite. Applications aux cellules photovoltaïques en couches minces** » Université L. Pasteur. Thèse de doctorat, pp.220, 2000.

Chapitre II :
**Etude d'une
hétérojonction**

II.1. Introduction

Les limites du transistor bipolaire à homojonction sont devenues de plus en plus apparentes. D'un côté un dopage de base N_A élevé est nécessaire pour la rapidité du transistor car la fréquence maximale d'oscillation f_{MAX} du transistor est inversement proportionnelle à la résistance de base R_B , de l'autre le dopage de base doit être plus faible que celui de l'émetteur pour accroître l'efficacité d'injection. Plusieurs des évolutions techniques ont amené à ce type de composant pour découpler les deux caractéristiques, ceci conduit à la naissance du transistor bipolaire à hétérojonction. Quand nous parlons du transistor bipolaire à hétérojonction, on note le concept de l'hétérojonction, qui est basé sur l'utilisation de matériaux différents entre la base et l'émetteur, c'est à dire de largeur de bande interdite E_g différents, ce principe a été proposé, en 1951, par William Shockley.

L'hétérojonction est primordiale dans un transistor bipolaire : elle permet de concilier le gain en courant statique β et les performances fréquentielles. Ainsi, le dopage P^{++} de base annulerait toute possibilité du gain β sans cet aménagement à la diode émetteur-base (EB).

En effet, la diode EB devient passante pour les porteurs majoritaires sous polarisation directe ($V_{BE} > 0V$), ceci permet l'injection des porteurs majoritaires de l'émetteur vers la base et les porteurs minoritaires depuis la base vers l'émetteur.

Avec l'essor des technologies de fabrication des hétérostructures par les techniques d'épitaxie (épitaxie en phase liquide (LPE), épitaxie par jet moléculaire (MBE) ou épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE)) les TBH peuvent être réalisés. Parmi les premiers transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) étudiés, des systèmes GaAs/Ge, ZnSe/GaAs, ZnSe/Ge, AlGaAs/GaAs, InP/InGaAs et AlGaAs/GaAs.

Par exemple, dans le système InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As, $\Delta E_g = 0.59E_V$ ($\sim 25kT$), le terme exponentiel est de l'ordre 10^{-10} . L'efficacité d'injection est donc améliorée et devient peu dépendante du rapport N_{AB}/N_{DE} .

La création des transistors bipolaires à hétérojonction s'est produite avec le besoin de réaliser un composant plus rapide, plus performant, surtout qui puisse s'appuyer réellement sur les technologies phosphore d'indium hyperfréquences existantes et qui puisse de ce fait posséder un bas coût.

II.2.L'intérêt de l'hétérojonction

Une hétérojonction est une jonction constituée de deux semi-conducteurs différents ou d'un métal et un semi-conducteur. Lorsque les deux semi-conducteurs ont le même type de conductivité, on parle d'hétérojonction isotype. Quand le type de conductivité change, on parle d'hétérojonction anisotype [1]. L'idée de l'hétérojonction, elle est vieille que le transistor a hétérojonction lui-même. Telle que, en 1951, William Shockley a proposé d'utiliser une hétérojonction abrupte comme injecteur base-émetteur efficace dans un transistor bipolaire [2]. La même année, Gubanov a publié un article théorique sur les hétérojonctions [3]. Depuis, les hétérojonctions ont été beaucoup étudiées, et de nombreuses applications (existant fréquemment avec des homojonctions) ont pu être perfectionnées ou être opérationnelles à température ambiante. On citera surtout des diodes électroluminescentes, des lasers, des photos détecteurs, des cellules solairesetc.

L'intérêt principal de l'hétérojonction est de modifier l'énergie des bandes et par conséquent de favoriser la mobilité des électrons et de minimiser le courant de trous de la base vers l'émetteur dans le cas d'un transistor de type NPN et ainsi d'augmenter l'efficacité d'injection dans la jonction émetteur- base. En effet le rapport entre le courant d'électrons et le courant des trous varie exponentiellement en fonction de la différence de gap d'énergie entre l'émetteur et la base [4], suivant la formule.

$$\left(\frac{J_n}{J_p}\right)_{\text{hétéro}} = \left(\frac{J_n}{J_p}\right)_{\text{homo}} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{8kT}\right) \quad (\text{II. 1})$$

II.3. Diagramme de bandes d'une hétérojonction

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact (voir la figure II.1), la formation du diagramme de bandes à l'interface suit ce modèle :

- ✚ Le grand gap transfère ses électrons dans le petit gap.
- ✚ Les niveaux de Fermi doivent s'aligner.
- ✚ Le niveau de vide ne peut pas subir de discontinuité.

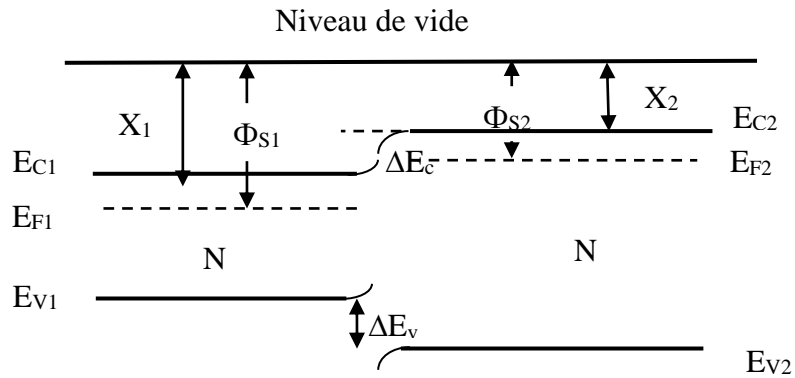


Figure II.1 : Diagramme de bande d'énergie d'une hétérojonction à l'équilibre [5].

II.4. Différents types de l'hétérojonction

Selon différents critères, Plusieurs types d'hétérojonction sont envisagés. En citant les types suivant :

II.4.1. Hétérojonction isotype et anisotype

Lorsque les deux semi-conducteurs sont de même type N ou P, on dit que l'hétérojonction est isotype et lorsqu'ils sont de type différents elle est appelée anisotype [6,7].

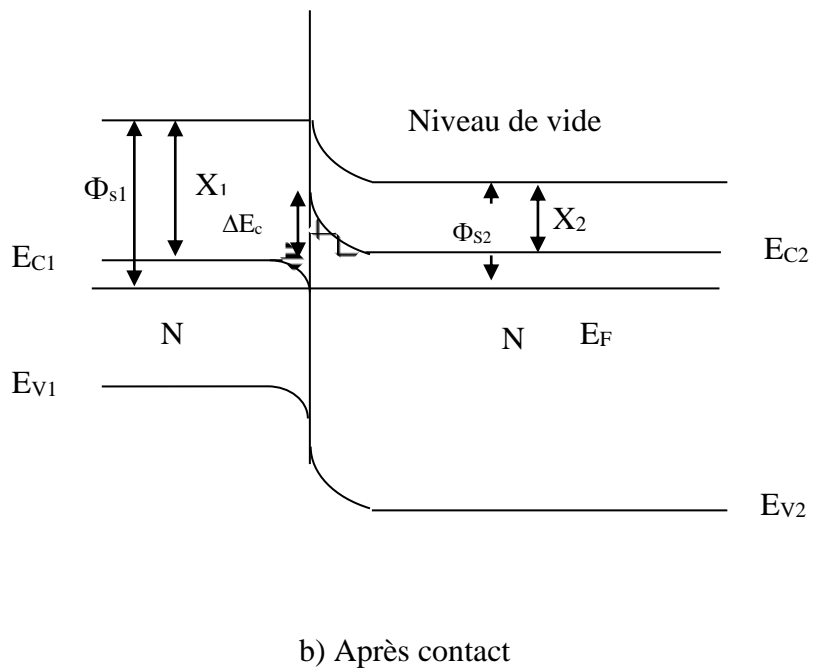
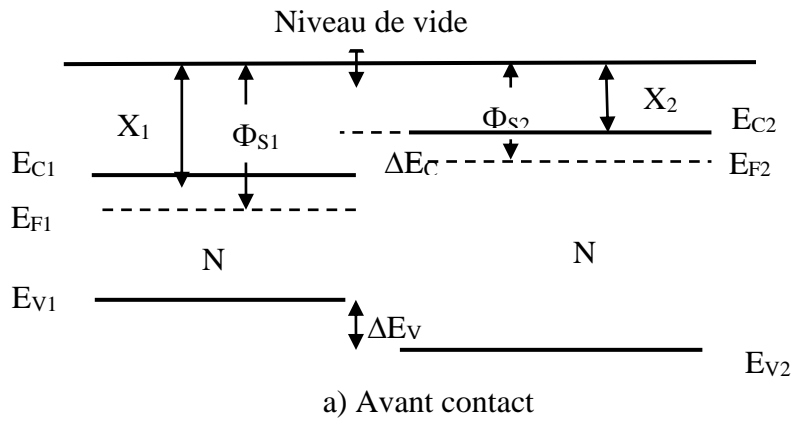


Figure II.2 : Diagramme de bande d'une hétérojonction isotype : a) Avant contact et b) Après contact [8].

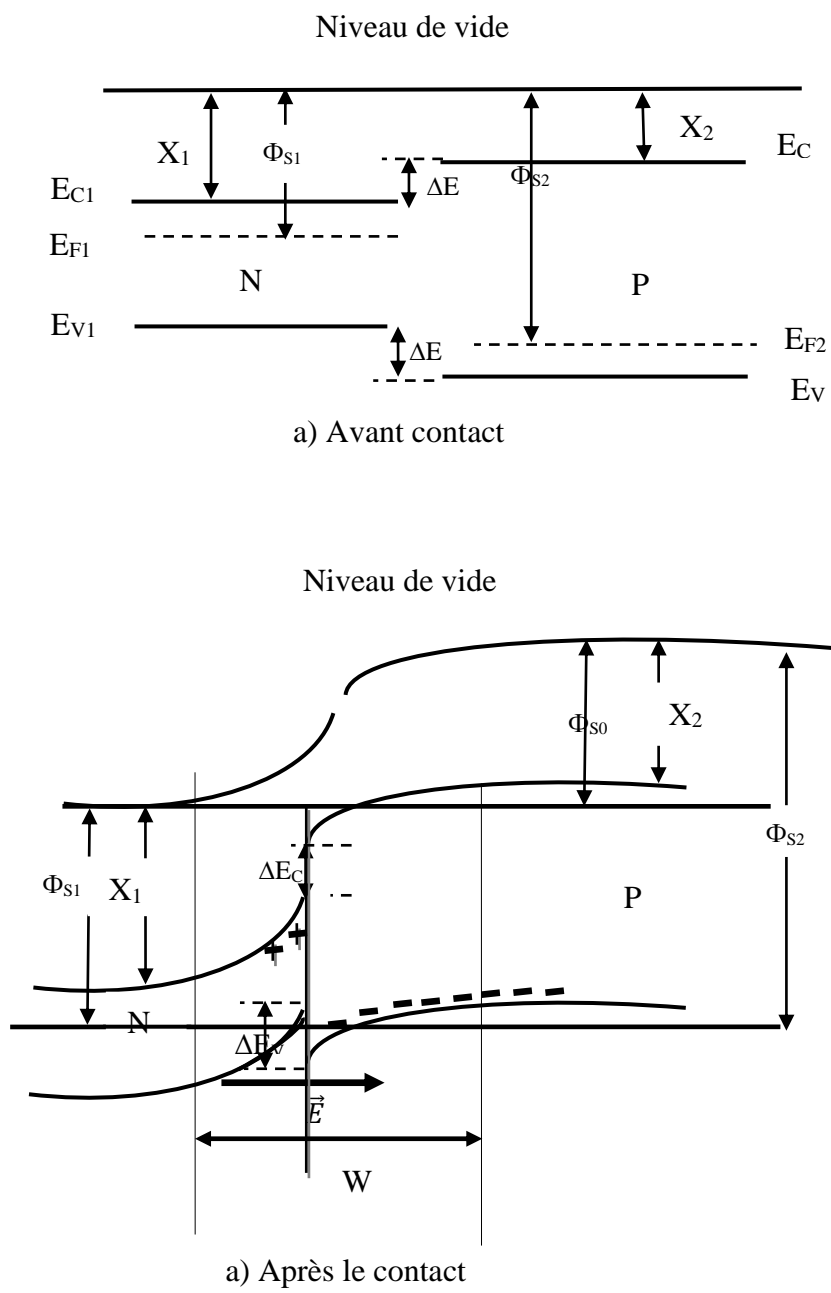


Figure II.3 : Diagramme de bande d'une hétérojonction anisotype : a) Avant contact et b) Après contact [8].

II.4.2. Hétérojonction abrupte et graduelle

Si une hétérojonction est réalisée entre deux matériaux pour lesquels il existe un continuum de solution solide comme entre l'InP/InGaAs ou en faisant varier progressivement la composition de l'alliage ternaire et les dopages des deux semi-conducteurs, cette hétérojonction est dite graduelle. Contrairement à l'hétérojonction abrupte où à la fois la composition des matériaux et les dopages changent brusquement lors du passage du plan d'interface.

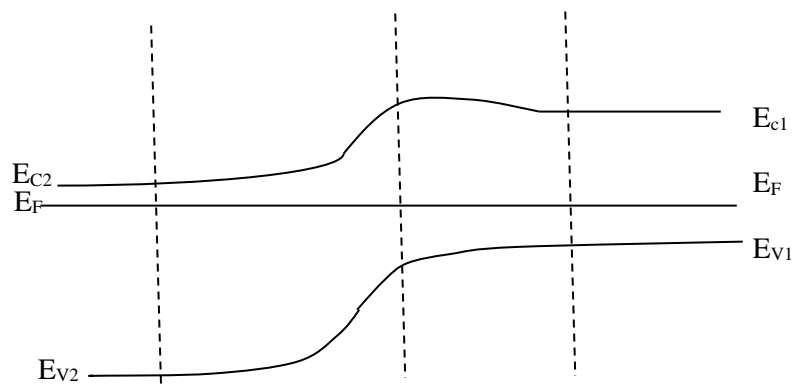


Figure II.4 : Hétérojonction graduelle [9].

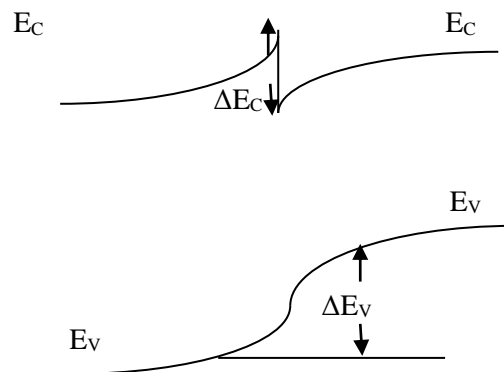


Figure II.5 : Hétérojonction abrupte [9].

II.4.3. Hétérojonction de type I, II, III

Suivant leurs alignements de bandes les hétérojonctions peuvent être classées en trois groupes, comme c'est démontré dans la figure II.6.

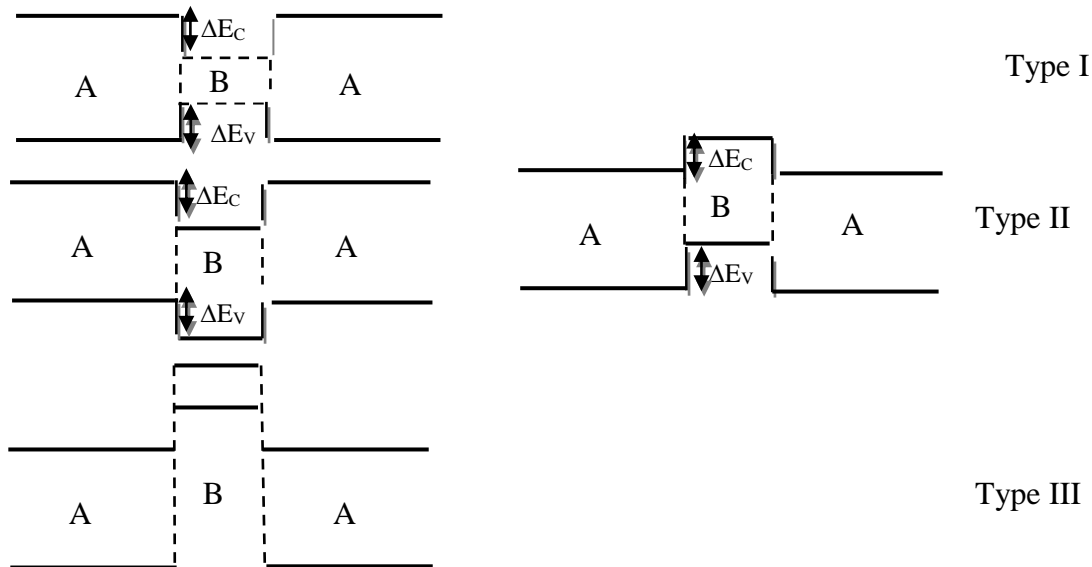


Figure II.6 : Types d'hétérojonction.

- ✚ Type I : est une structure où les bandes de valence et de conduction des deux matériaux sont alignées.
- ✚ Type II : est une structure où les bandes de valence et de conduction des deux matériaux sont décalées.
- ✚ Type III : est une structure où il y a une rupture entre les deux bandes de matériaux.

Le type I est celui qui est le plus utilisé pour les HBTs car cette structure est celle qui favorise une meilleure injection du courant.

L'hétérojonction, InP/InGaAs, que nous allons étudier par la suite, fait partie des hétérojonctions de type I.

II.5. Étude de l'hétérojonction de type I

II.5.1. L'hétérojonction à l'équilibre thermodynamique

L'apport de l'hétérojonction (grand gap pour l'émetteur, petit gap pour la base) est introduit pour modifier l'énergie des bandes, afin d'augmenter la barrière de potentiel présentée à l'injection des trous de la base dans l'émetteur et, par conséquent, de favoriser la mobilité des électrons (dans le cas d'un HBT de type NPN).

Le problème principal dans la théorie des hétérojonctions est de pouvoir prédire le positionnement relatif des bandes d'énergie des différents matériaux les uns par rapport aux autres. La plupart d'entre eux divisent le problème en deux parties [10] :

- ✚ Détermination des positions des bandes d'énergie par rapport à une certaine référence dans chacun des deux matériaux.
- ✚ La détermination de la différence d'énergie entre ces deux références après la formation de l'hétérojonction.

Sur ces hétérojonctions différentes études ont été faites, le point de départ de ces études est les travaux d'Anderson [11].

II.5.2. Modèle d'Anderson d'une hétérojonction

Plusieurs modèles ont été développés pour traiter l'hétérojonction, Le modèle de base utilisé, est celui proposé par Anderson (1962) [11]. Le principe de ce modèle repose sur l'étude d'une hétérojonction à partir du diagramme des bandes d'énergies dans la structure, en prenant en compte les propriétés électriques des matériaux utilisés : permittivité électronique ϵ , affinité électronique χ , qui représentent la quantité d'énergie nécessaire pour qu'un électron passe de la bande de conduction au niveau de vide [12], et la largeur de la bande interdite E_g . Ce modèle suppose l'hétérojonction idéale, à savoir abrupte et dépourvue de charges d'interface, d'autre terme, il considère que le courant est entièrement dû à l'injection de porteurs au-dessus des barrières existantes dans les bandes de conduction et de valence après la jonction des semi-conducteurs considérés. Donc il est basé sur l'hypothèse de la continuité de niveau de Fermi des électrons dans les deux semi-conducteurs au niveau de l'hétérojonction [13].

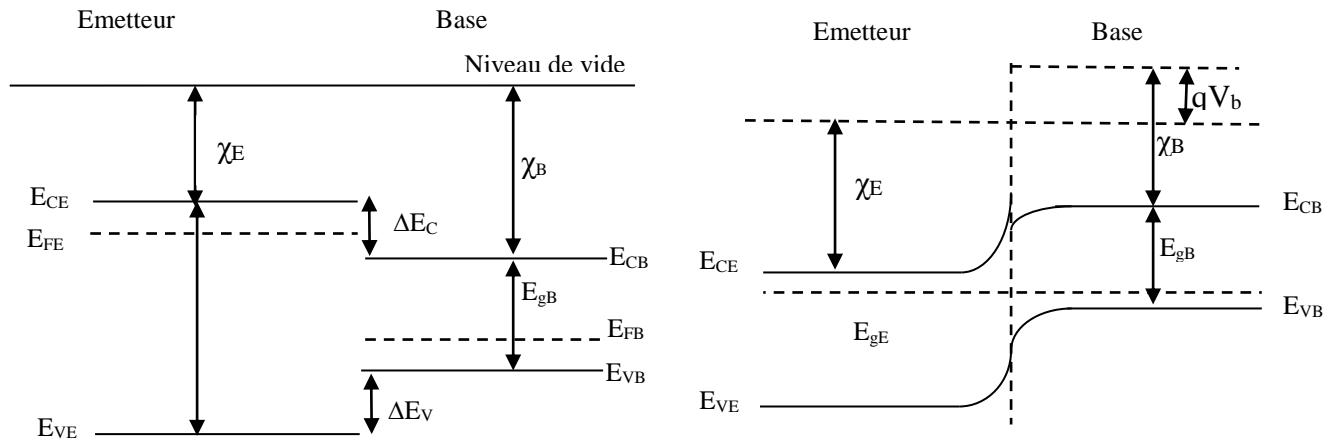


Figure II.7 : Structure de bande d'une hétérojonction (Modèle d'Anderson).

Nous considérons deux semi-conducteurs, l'une de type N et l'autre de type P, caractérisés par les affinités électroniques χ_1, χ_2 et les gaps E_{gE}, E_{gB} respectivement. Les différences entre les valeurs d' $E_{CE}, E_{CB}, E_{VE}, E_{VB}$ et les affinités électroniques χ_1, χ_2 engendrent une discontinuité au niveau du raccordement des bandes de conduction et de valence ΔE_C et ΔE_V qu'on exprime comme suit :

$$\Delta E_C = \chi_B - \chi_E = \Delta\chi \quad (\text{II. 2})$$

$$\Delta E_V = E_{gE} - E_{gB} - \Delta\chi = \Delta E_g - \Delta\chi \quad (\text{II. 3})$$

La différence entre le gap dans l'émetteur et celui dans la base s'écrit :

$$\Delta E_g = E_{gE} - E_{gB} = \Delta E_C + \Delta E_V \quad (\text{II. 4})$$

II.5.3. Hétérojonction abrupte

Lorsque on assemble deux semi conducteurs, de type N et de type P, et a l'équilibre thermodynamique les niveaux de Fermi E_{FN} et E_{FP} associés aux cotés N et P respectivement sont alignés. (Voir la figure II.8).

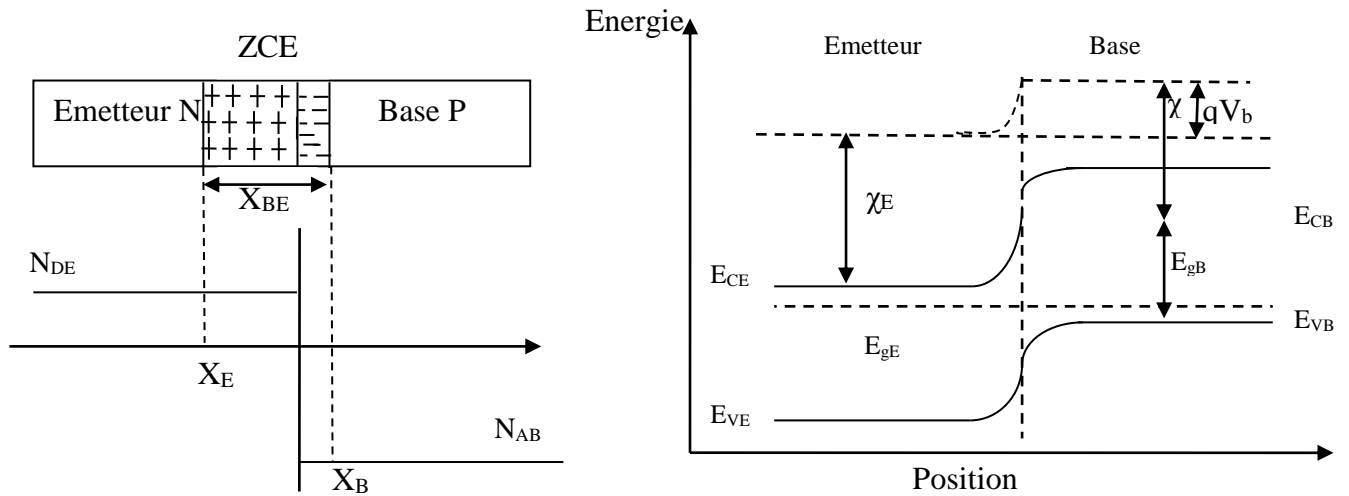


Figure II.8 : Schéma des bandes de la jonction NP

La bande de conduction du semi-conducteur P a une énergie moins élevés que celle du semi-conducteur N. Il en est de même pour les bandes de valence. Ceci entraîne la présence d'une déférence d'énergie ΔE entre ces bandes.

$$\Delta E = (E_{FN} - E_{Fi}) + (E_{FP} - E_{Fi}) \text{ soit } \Delta E = kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (\text{II. 5})$$

Avec

$$\begin{aligned} E_{FN} - E_{Fi} &= kT \ln \frac{N_D}{n_i^2} \\ E_{FP} - E_{Fi} &= kT \ln \frac{N_A}{n_i^2} \end{aligned} \quad (\text{II. 6})$$

II.5.3.1. Zone de charge d'espace

Il existe un champ électrique \vec{E} dans la ZCE qui s'oppose au passage des porteurs majoritaires mais favorise la diffusion des minoritaires. La densité des porteurs libres dans cette région est négligeable. Loin de la jonction, les semi conducteurs sont neutre :

$$\rho(x) = 0 \quad \text{pour } x < x_E \text{ et } x > x_B \quad (\text{II. 7})$$

$$\rho(x) = q \cdot N_{DE} \quad \text{pour } x_E < x < 0 \quad (\text{II. 8})$$

$$\rho(x) = -q \cdot N_{AB} \quad \text{pour } 0 < x < x_B \quad (\text{II. 9})$$

Dans cette thèse, nous somme intéressé de l'étude d'un transistor à hétérojonction, Alors, la charges d'espace dans chacune régions de l'hétérojonction devient [14]:

$$\rho(x) = q \cdot (N_{DE} - N_{AB} + p(x) - n(x)) \quad (\text{II. 10})$$

Ou

q : La charge électrique élémentaire.

n et p : La densité d'électrons et de trous respectivement.

N_{DE} : L'excédent de donneurs dans l'émetteur.

N_{AB} : L'excédent d'accepteurs dans la base.

II.5.3.2. Potentiel de diffusion

La variation de l'énergie potentielle ΔE d'un électron soumis à une différence de potentiel ΔV est exprimée comme suit : $\Delta E = -q \Delta V$. A la différence d'énergie ΔE entre les bandes en fait donc correspondre une différence de potentiel interne appelé la hauteur de la barrière de potentiel que l'on appelle aussi « la tension de diffusion V_d ». En autre terme, le potentiel de diffusion définie comme la différence entre le minimum de la bande de conduction du côté P et le minimum de la bande de conduction du côté N telle que :

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (\text{II. 11})$$

Dans notre étude, qui s'intéresse de l'hétérojonction ce potentiel varie d'une valeur V_B (le potentiel de la région neutre de base de type P) à une valeur V_E (le potentiel de la région neutre d'émetteur) [15].

$$V_d = V_E - V_B \quad (\text{II. 12})$$

A l'équilibre thermodynamique, le niveau de fermi est horizontal dans toute la structure.

Alors la densité des trous dans l'émetteur et dans la base s'expriment par :

$$P_E = \frac{n_{iE}^2}{N_{DE}} = N_{VE} \cdot \exp\left(\frac{E_{VE} - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 13})$$

$$P_B = N_{AB} = N_{VB} \cdot \exp\left(\frac{E_{VB} - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 14})$$

Ce qui permet d'écrire :

$$E_{VB} - E_{VE} = k_B \cdot T \cdot \ln\left(\frac{N_{DE} \cdot N_{AB} \cdot N_{VE}}{n_{iE}^2 \cdot N_{VB}}\right) \quad (\text{II. 15})$$

La concentration des porteur intrinsèque dans l'émetteur est donné par :

$$n_{iE} = (N_{CE} \cdot N_{VE})^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(\frac{-E_{gE}}{2 \cdot k_B \cdot T}\right) \quad (\text{II. 16})$$

Avec :

k_B : La constante de Boltzmann.

T : La température de l'hétérojonction.

N_{CE} : La densité d'états dans la bande de conduction dans l'émetteur.

N_{VB} : La densité d'états dans la bande de valence dans la base.

N_{VE} : La densité d'états dans la bande de valence dans l'émetteur.

En explicitant n_{iE} dans l'expression (II.15), on obtient l'expression suivante.

$$E_{VB} - E_{VE} = E_{gE} + k_B \cdot T \cdot \ln\left(\frac{N_{DE} \cdot N_{AB}}{N_{CE} \cdot N_{VB}}\right) \quad (\text{II. 17})$$

La différence entre l'hétérojonction et l'homojonction réside dans le fait que dans une homojonction, les porteurs libres (électrons et les trous) voient une barrière de potentiel s'oppose à leur diffusion. Par contre, l'hétérojonction crée une petite barrière de potentiel pour les électrons et une grande barrière de potentiel pour les trous qui s'écrit :

$$\varphi_p = E_{VB} - E_{VE} = qV_d + \Delta E_V \quad (\text{II. 18})$$

Ainsi :

$$qV_d + \Delta E_V = E_{gE} + k_B \cdot T \cdot \ln\left(\frac{N_{DE} \cdot N_{AB}}{N_{CE} \cdot N_{VB}}\right) \quad (\text{II. 19})$$

La tension de diffusion est par conséquent donnée par l'expression suivante :

$$V_d = \frac{E_{gE} - \Delta E_V}{q} + \frac{k_B \cdot T}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_{DE} \cdot N_{AB}}{N_{CE} \cdot N_{VB}}\right) \quad (\text{II. 20})$$

La variation du potentiel d'un matériau à l'autre implique la présence de part et d'autre de la jonction métallurgique, d'une charge d'espace qui doit être positive du côté N et négative du côté P, cette charge provient d'une diffusion d'électrons (dans la bande de conduction) de la région de plus faible travail d'extraction vers la région voisine et d'une diffusion de trous (dans la bande de valence) en sens inverse. Pour le type d'hétérojonction considéré,

ce mouvement produit une découverte d'ions (positifs du côté N et négatifs du côté P). La charge d'espace résultante est une charge de déplétion (pour d'autres types d'hétérojonction, il peut s'agir de charge d'accumulation).

L'importance de l'effet de barrière du spike dépend de la région dans laquelle s'étend préférentiellement la charge d'espace. Si le dopage de la région p est faible devant celui de la région n, la zone de transition qui correspond à la zone de courbure des bandes, s'étend préférentiellement dans la région P. Dans ces conditions, le spike dont l'amplitude est indépendante des niveaux de dopage, ne dépasse pas le niveau (figure (II.9) a) et la barrière s'opposant au passage des électrons du matériau N vers le matériau P s'identifie au décalage entre les niveaux:

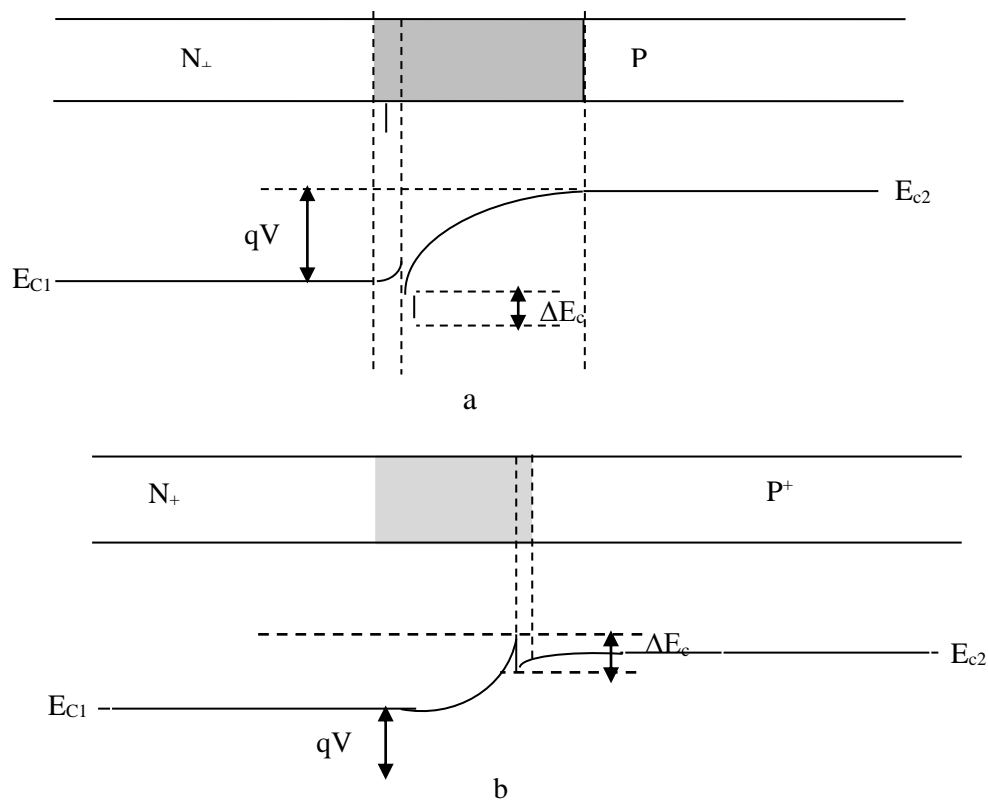


Figure II.9 : Conséquence de la dissymétrie de dopage de l'hétérojonction sur l'importance de l'effet de barrière du spike ; a) cas d'un dopage ; b) cas d'un dopage.

II.5.3.3. Potentiel et champ électrique dans la zone de charge d'espace

Il suffit pour obtenir le potentiel et le champ électrique, d'intégrer l'équation de poisson qui relie le nombre volumique de charges $\rho(x)$ au champ électrique:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (\text{II. 21})$$

Le champ électrique est relié au potentiel électrostatique par la relation :

$$E = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (\text{II. 22})$$

Dans la zone charge d'espace côté N ($x_N < x < 0$)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{qN_{DE}}{\epsilon_E} \quad (\text{II. 23})$$

En intégrant une fois avec la condition $E=0$ en $x=x_E$

$$E(x) = \frac{qN_{DE}}{\epsilon_E} (x - x_E) \quad (\text{II. 24})$$

En intégrant une deuxième fois avec la condition $V=V_{nE}$ en $x=x_E$

$$V(x) = -\frac{qN_{DE}}{\epsilon_E} (x - x_E)^2 + V_{nE} \quad (\text{II.25})$$

Dans la zone charge d'espace côté P ($0 < x < x_B$)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{qN_{AB}}{\epsilon_B} \quad (\text{II. 26})$$

En intégrant une fois avec la condition $E=0$ en $x=x_B$

$$E(x) = -\frac{qN_{AB}}{\epsilon_B} (x - x_B) \quad (\text{II. 27})$$

En intégrant une deuxième fois avec la condition $V=V_{pB}$ en $x=x_B$

$$V(x) = \frac{qN_{AB}}{\epsilon_B} (x - x_B)^2 + V_{pB} \quad (\text{II. 28})$$

En intégrant une fois avec la condition $E=0$ en $x=x_B$

$$E(x) = -\frac{qN_{AB}}{\epsilon_B} (x - x_B) \quad (\text{II. 29})$$

En intégrant une deuxième fois avec la condition $V=V_{pB}$ en $x=x_B$

$$V(x) = \frac{qN_{AB}}{\epsilon_B} (x - x_B)^2 + V_{pB} \quad (\text{II. 30})$$

Sachant que le champ électrique s'étend au maximum en $x=0$ c.a. d au plan de la jonction, où il prend la même valeur du côté P et du côté N :

$$E_M = -\frac{qN_{AB}x_p}{\epsilon_B} = -\frac{qN_{DE}x_n}{\epsilon_E} \quad (\text{II. 31})$$

II.5.3.4. La largeur de la ZCE

La continuité à l'hétérointerface émetteur- base $x=0$, de la composante normale du vecteur déplacement $\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$ permet d'établir une relation entre X_E et X_B . Ecrivons :

$$\epsilon_E \cdot E_{0-} = \epsilon_B \cdot E_{0+} \quad (\text{II. 32})$$

Soit

$$-qN_{DE}X_E = qN_{AB}X_B \quad (\text{II. 33})$$

En posant $X_E = |x_E| = -x_E$ et $X_B = |x_B| = -x_B$, la relation précédente s'écrit :

$$N_{DE}X_E = N_{AB}X_B \quad (\text{II. 34})$$

Cette relation traduit simplement le fait que le total des charges négatives développées dans la région de base est égal au total des charges positives développées dans la région de l'émetteur. L'expression (II.34) montre aussi que la charge d'espace s'étend principalement dans la région la moins dopée.

On obtient l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace en écrivant la continuité du potentiel à l'hétérointerface émetteur-base :

$$-\frac{qN_{DE}}{2 \cdot \epsilon_E} X_E^2 + V_{nE} - \frac{qN_{AB}}{2 \cdot \epsilon_B} X_B^2 + V_{pB} \quad (\text{II.35})$$

Soit

$$V_{nE} - V_{pB} = \frac{qN_{AB}}{2 \cdot \epsilon_B} X_B^2 + \frac{qN_{DE}}{2 \cdot \epsilon_E} X_E^2 \quad (\text{II. 36})$$

La différence de potentiel $V_{nE} - V_{pB}$ correspond à la tension de diffusion V_d . la relation (II.34), cette expression s'écrit sous l'une ou l'autre des formes suivantes :

$$V_d = \frac{qN_{AB}}{2 \cdot \epsilon_B} X_B^2 \left(\frac{\epsilon_E \cdot N_{DE} + \epsilon_B \cdot N_{AB}}{\epsilon_E \cdot N_{DE}} \right) = \frac{qN_{DE}}{2 \cdot \epsilon_E} X_E^2 \left(\frac{\epsilon_E \cdot N_{DE} + \epsilon_B \cdot N_{AB}}{\epsilon_B \cdot N_{AB}} \right) \quad (\text{II. 37})$$

Ce qui donne pour X_E et X_B les expressions suivantes :

$$X_E = \left(\frac{2 \cdot N_{AB} \cdot \epsilon_E \cdot \epsilon_B \cdot V_d}{q \cdot N_{DE} \cdot (\epsilon_E \cdot N_{DE} + \epsilon_B \cdot N_{AB})} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 38})$$

$$X_B = \left(\frac{2 \cdot N_{DE} \cdot \epsilon_E \cdot \epsilon_B \cdot V_d}{q \cdot N_{AB} \cdot (\epsilon_E \cdot N_{DE} + \epsilon_B \cdot N_{AB})} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 39})$$

La largeur totale de la zone de charge d'espace est donnée par :

$$X_{BE} = X_E + X_B = \left(\frac{2 \cdot \epsilon_E \cdot \epsilon_B \cdot (N_{DE} + N_{AB})^2 \cdot V_d}{q \cdot N_{AB} \cdot N_{DE} \cdot (\epsilon_E \cdot N_{DE} + \epsilon_B \cdot N_{AB})} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 40})$$

Dans l'expression (II.36), on constate que la tension de diffusion s'établit en partie dans chacune des zones de charge d'espace, dans l'émetteur et dans la base, proportionnellement à leur largeur, soit :

$$V_d = V_{dE} + V_{dB} \quad (\text{II. 41})$$

En explicitant X_E et X_B dans l'expression (II.36), on obtient pour V_{dE} et V_{dB} :

$$V_{dE} = \left(\frac{\epsilon_B \cdot N_{AB}}{\epsilon_E \cdot N_{DE} + \epsilon_B \cdot N_{AB}} \right) \cdot V_d \quad (\text{II. 42})$$

$$V_{dB} = \left(\frac{\epsilon_E \cdot N_{DE}}{\epsilon_E \cdot N_{DE} + \epsilon_B \cdot N_{AB}} \right) \cdot V_d \quad (\text{II. 43})$$

Le rapport des chutes de potentiel correspondantes est donc donné par :

$$\frac{V_{dE}}{V_{dB}} = \frac{\epsilon_B \cdot N_{AB}}{\epsilon_E \cdot N_{DE}} \quad (\text{II. 44})$$

Ainsi :

$$V_d = \left(1 + \frac{\epsilon_B \cdot N_{AB}}{\epsilon_E \cdot N_{DE}} \right) \cdot V_{dB} \quad (\text{II. 45})$$

II.6. L'hétérojonctions InP/InGaAs

L'alliage InGaAs possède tout comme le Silicium-Germanium un paramètre de maille dépendant de sa composition. En particulier, pour la fraction de Gallium de 0,47, celui-ci se trouve égal au paramètre de maille de l'InP. Cette composition précise permet alors de faire croître des couches d'InGaAs sur InP, et réciproquement, sans aucun désaccord de maille, et donc aucun risque de dislocation. Cette propriété est mise en œuvre dans la réalisation des hétérostructures comme celle des transistors InP/In_{0,53}Ga_{0,47}As. Ainsi, InGaAs possède une énergie de bande interdite plus faible que l'InP, et présente avec ce dernier des discontinuités d'énergie en bande de valence et en bande de conduction. La figure (II.10) représente les discontinuités de bandes entre InP et InGaAs.

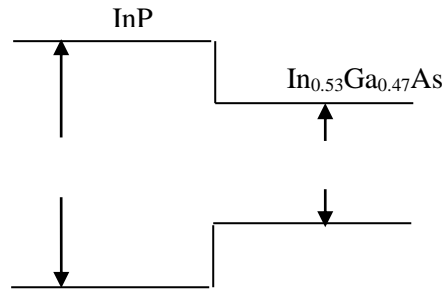


Figure II.10 : Hétérojonction InP/GaInAs

Il y a quelques années, l'utilisation d'une base en InGaAs a été proposée pour résoudre à la fois certains problèmes des matériaux et de conception des structures TBH. Les études sur le sujet par l'équipe d'IEMN-CNRS, ont montré que le système InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As est plus indiqué en performances statique et hyperfréquence par rapport à d'autres matériaux III-V ternaires en termes de mobilité et de temps de vie des porteurs dans la base.

Dans ce contexte, le système InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As est donc un meilleur compromis présent les propriétés suivantes parmi les quelles on trouve des avantages indéniables:

- ✚ L'hétérojonction formée par InP et InGaAs permet d'obtenir un $\Delta E_C = 0.24\text{eV}$ et $\Delta E_V = 0.37\text{eV}$ ce qui est un excellent rapport, ΔE_C petit aide les courants des électrons à passer de l'émetteur à la base et un ΔE_V assez grand empêche les trous dans la base qui peut être dopé pour une meilleur fréquence de transition. Alors, le système InP/In_{0.53} Ga_{0.47} As est donc un meilleur compromis
- ✚ La vitesse des électrons de centre de vallées Γ en transport vertical ne diminue que d'environ 15% pour les ΔE_C précités, en passant d'environ $1,17 \cdot 10^8$ à $1,03 \cdot 10^8$ cm/s
- ✚ Une hétérojonction base-collecteur de type I. Grâce à un alignement des bandes de conduction favorable au niveau de la jonction BC InP/ In_{0.53} Ga_{0.47} As, une bonne tenue en tension est obtenue (tension de claquage 6V pour un collecteur de 200nm), de même qu'une faible tension de saturation (0.4V à $0.2\text{mA}/\mu\text{m}^2$ soit $200\text{KA}/\text{cm}^2$). Ceci permet une application dans le domaine des composants basse-puissance. Pas de blocage de porteurs à la jonction BC et donc injection très rapide des électrons dans le collecteur (Transport balistique des électrons) et ainsi on a une suppression du compromis tension/rapidité des TBH.
- ✚ Discontinuité de bande de valence élevée pour les trous entre E et B et donc une augmentation de la hauteur de barrière émetteur-base pour les trous. Ceci introduit de très bonnes performances dynamiques liées au fait que le confinement des trous est excellent. Ainsi, l'hétérojonction InP/ In_{0.53} Ga_{0.47} As de type II, permet la conception

de TBH à double hétérojonction qui présentent à la fois de très bonnes caractéristiques dynamiques (pas de charge stockée à l'interface base-collecteur) et une remarquable tenue en tension (grâce au collecteur en InP). Ces propriétés conduisent pour les premiers dispositifs, à des fréquences de coupure f_T de 270 GHz et $f_{MAX} > 300$ GHz. Ces résultats constituent une ouverture très prometteuse vers des composants opérant avec une fréquence de coupure supérieure à 300GHz sur une large gamme de tension et de densités de courant.

- ✚ Grace à la possibilité de fournir à la fois des vitesses et des tensions de claquage élevées, les HBTs InP sont très bons candidats pour de nombreuses applications telles que les communications optiques à haut débit, les communications radiofréquence dans des bandes de fréquences élevées (80-200 GHz) et les conversions de données large bande.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté l'étude théorique des hétérojonctions, nous avons analysé le diagramme énergétique concernant les hétérojonctions qui est associée à un premier semi conducteur de grand gap pour l'émetteur et un second semi conducteurs de faible gap pour la base.

Ainsi, nous avons illustré l'intérêt principal de l'hétérojonction qui est de modifier l'énergie des bandes et par conséquent de favoriser la mobilité des électrons, plus précise nous avons illustré l'intérêt de l'hétérojonction InP/InGaAs qui permet d'améliorer les performances des dispositifs électroniques. Ensuite nous avons entamé l'étude des différents mécanismes électroniques dans une hétérojonction.

Références

- [1] : P. Cazenave « **Modélisation du transistor bipolaire intégré** » Dispositifs à hétérojonctions, Hermès (Traité EGEM), Vol 2, 2004-2005.
- [2]: W. Schokley, US patent 2 569, 347, 1951.
- [3]: A. I. Gubanov, Zh. Tekh. Fiz., 21, 304, 1951.
- [4]: Kroemer H. « **Theory of a wide gap emitter for transistors** » Proc. IRE: 1535-37, 1957.
- [5]: R. L. Anderson «**Experiments on GaAs Heterojunction** » Solid-STATE Electron, Vol 5, pp.341-351, 1962.
- [6]: Henry Mathieu «**Physiques des semi conducteurs et des composants électroniques**» Dunod, 4^{ème} édition, 1998.
- [7]: D. Bimberg, M.G.Rundmann, N.N.Ledentsov, « **Quantums Dots Heterostructures** » Wiley, 2001.
- [8] : P. Viktorovitch « **Les composants de l'électronique et de l'optoélectronique intégrés**» Revue de Physique Appliquée, Vol 25, pp.895-914, 1990.
- [9] : R.Castagné, J.P.Duchemin, M.Gloanecet Ch.Rumelhard « **Circuits intégrés en Arséniure de gallium** » physique et règles de conception, Masson, 1989.
- [10]: R.L.Anderson, IBM J.Res.Dev.4, 283, 1960.
- [11] :M. Lijadi, « **Transistors bipolaire à hétérojonction : développement d'une filière InP/GaAsSb pour applications ultra-rapide** » Université Paris VI, thèse de doctorat, 2005.
- [12]: S.I. Long « **Microwave HBT principles and models**» IEEE transactions on microwave theory and techniques, Vol 37, pp.9, 1989.
- [13] : H. Chouaib « **Spectroscopie de modulation optique pour la qualification d'hétérojonctions GaAsSb/InP destinées à la réalisation de TBH ultra-rapide** » Institut national des sciences appliquées de Lyon, thèse de doctorat de.2005.
- [14] : H.Mathieu « **physique des semi conducteurs et des composants électroniques** » 5^{ème}Edition, 2001.
- [15]: S.J.Woods, S.P.Wilson, Alison B.Walker « **Non-unique solutions in drift diffusion modelling of phototransistors** » International journal of numerical modeling: electronic networks, devices and fields, Vol 13, pp. 37-53, 2000.

Chapitre III :
**Transistor bipolaire
à hétérojonction**

III.1. Introduction

Le transistor bipolaire a été inventé en 1948 par Bardeen et Brattain, et sa théorie a été élaborée en 1949 par Shockley. Depuis 1951, date du premier transistor à jonction, les développements poussés, tant sur les matériaux que sur les dimensions du dispositif, ont permis d'atteindre des performances records, largement utilisées dans le domaine des télécommunications ou dans des applications nécessitant de fortes puissances [1].

Le transistor bipolaire (BJT) à homojonction est un dispositif semi-conducteur composé de trois régions semi-conductrices dopées dans l'une de configurations possibles PNP ou NPN. Dans une structure bipolaire l'effet transistor est obtenu par la proximité des deux zones de charge d'espace (ZCE) entre les trois régions dopées, en permettant une injection de charge majoritaires dans la couche intermédiaire par l'une des jonctions, et la collection de ces charges par l'autre jonction.

Les limites du transistor bipolaire à homojonction sont devenues de plus en plus apparentes et difficilement surmontables depuis 1977. Ces difficultés sont atteintes lorsque l'on cherche à diminuer au maximum la largeur de la base, afin de diminuer le temps de transit des électrons, temps nécessaire pour que les électrons traversent la base. La résistance de base R_B inversement proportionnelle au produit du dopage de base par sa largeur W , elle augmente lorsque la largeur de base diminue. On doit donc augmenter pour stabiliser la valeur de R_B (élément d'accès devant rester le plus faible possible). Cependant si on fait croître le dopage de la base, le dopage de l'émetteur doit augmenter aussi, pour que l'injection de courant de l'émetteur vers le collecteur reste très supérieure à celle de la base vers l'émetteur. Ne pouvant pas augmenter le dopage indéfiniment, on arrive donc à des limites.

Les possibilités des performances en vitesse de commutation ou en fréquence de fonctionnement évoluent particulièrement avec la réduction des dimensions des transistors, et avec l'usage des matériaux différents ou d'hétérostructures, c'est à dire de largeur de bande interdite E_g différents. L'idée d'hétérojonction a été imaginée par Shockley dès le premier transistor bipolaire. L'idée a été développée par la suite par Anderson [2] et Kroemer [3]. Récemment des efforts de recherche ont été menés afin de repousser les performances des dispositifs semi-conducteurs pour atteindre des fréquences d'opération proche du terahertz. Dans [4] les auteurs signalent qu'il existe maintenant de nombreuses technologies de dispositifs semi-conducteurs pour le domaine hyperfréquences, tel que HBT III-V, HEMT III-V, les MOSFET, les seuls dispositifs capables d'avoir de telles performances ultra rapide avec

des caractéristiques électriques « normales » restent les dispositifs semi-conducteurs réalisés avec des alliages III-V.

III.2. Transistor bipolaire à hétérojonction

Le transistor bipolaire à hétérojonction fut proposé pour la première fois en 1957 par Shockley et en 1949 Kroemer a eu l'idée d'un transistor à émetteur à large bande interdite [2], Ces solutions n'ont été mises en pratique qu'au début des années 80 [5].

L'idée du transistor bipolaire à hétérojonction est d'avoir un composé de trois zones semi-conductrices successives dopées dans les deux configurations possibles NPN ou PNP, appelées successivement émetteur, base et collecteur. Il s'agit donc de deux jonctions PN tête-bêche ayant une région en commun comme représenté sur la figure III.1. Ce composant réalisa l'intérêt d'utiliser un matériau à large bande interdite pour l'émetteur et à faible bande interdite pour la base. Dans un transistor NPN cette structure permet de favoriser l'injection des électrons de l'émetteur vers la base alors qu'elle s'oppose à l'injection des trous de la base vers l'émetteur.

Cette propriété reste valable pour des dopages élevés de la base et des dopages peu élevés de l'émetteur. On dispose de ce fait de la possibilité de réduire les valeurs des résistances et capacités parasites des composants

La figure III.1 représente un exemple d'une structure HBT de type NPN et PNP, le transistor NPN est le plus utilisé pour les applications nécessitant des circuits rapides, car la conduction repose principalement sur les électrons, qui sont plus rapides que les trous. Le transistor considéré tout au long de cette thèse est le transistor NPN.

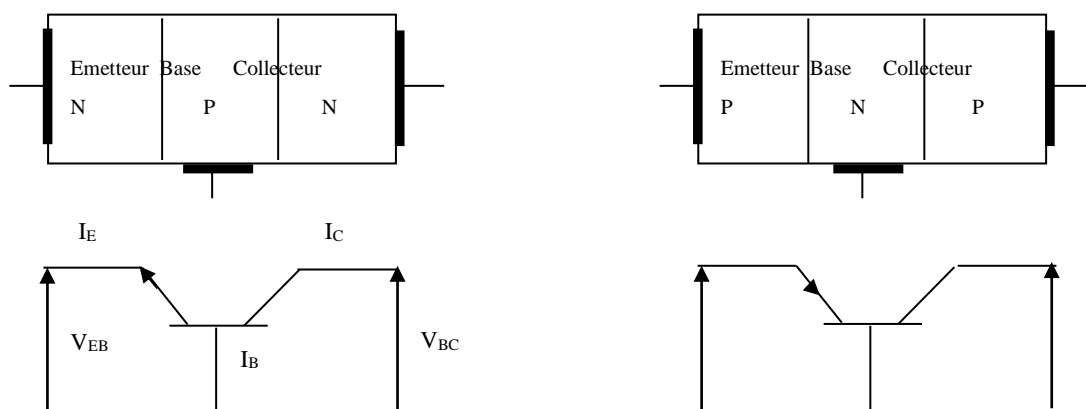


Figure III.1 : Représentation schématique de transistor bipolaire.

Le HBT est un dispositif électronique actif dans lequel le transport du courant électrique est vertical, les porteurs se déplacent perpendiculairement au substrat et doivent traverser les différentes couches de matériaux ainsi que leurs interfaces. Le bon fonctionnement du transistor dépend donc des caractéristiques nominales de ces couches et de ces interfaces – la structure verticale – ainsi que de la qualité de l'épitaxie (i.e. Pureté des matériaux, respect des épaisseurs et dopages visés...).

III.2.1.Effet transistor

À la figure III.2 on a représenté un transistor a) en circuit ouvert, b) en polarisation normale.

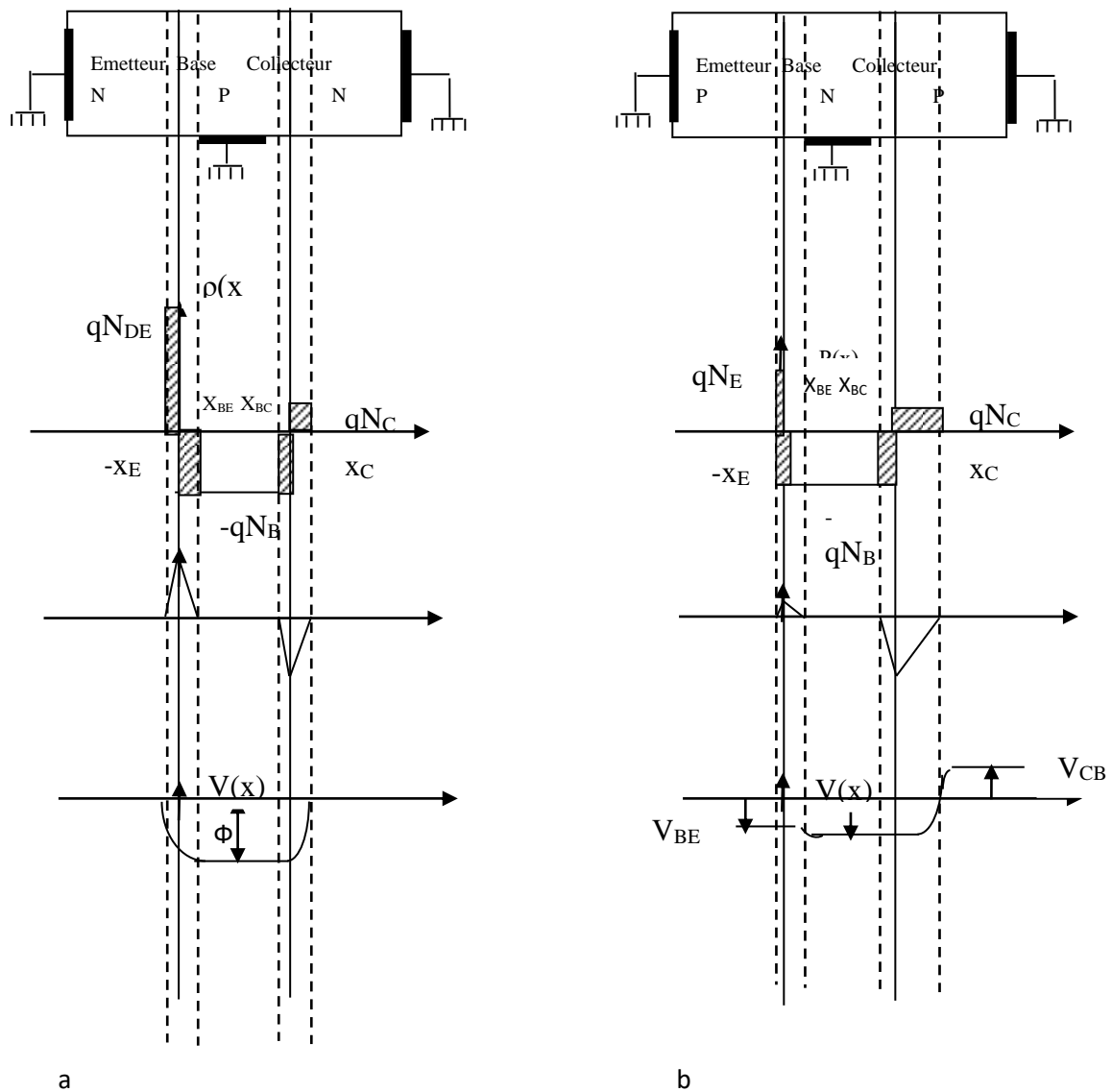


Figure III.2 : Diagrammes de répartition des densités de charge, de champ et de potentiel d'un transistor à l'état d'équilibre a) et polarisé dans la zone active b).

En circuit ouvert, nous avons affaire à 2 jonctions PN à l'équilibre thermodynamique. Il se crée 2 zones de charges d'espace au niveau des jonctions d'émetteur-base et base-collecteur. Le diagramme de répartition des charges et potentiels au niveau des deux jonctions est donné à la figure (III.2).

Lorsque le transistor est polarisé dans sa zone active ($V_{BE} > 0$ V et $V_{BC} < 0$) la hauteur de potentiel à la jonction d'émetteur-base est réduite. Supposons que l'émetteur soit très fortement dopé par rapport à la base. Si le nombre de recombinaisons dans la base est faible la plupart des électrons injectés dans la base atteignent la jonction collecteur où ils sont accélérés vers le collecteur par le champ électrique régnant au niveau de cette jonction polarisée en inverse. Ce phénomène constitue l'effet transistor découvert en 1958 par Shockley est illustré à la figure III.2. Dans ces conditions le nombre d'électrons injectés de l'émetteur vers la base est contrôlé par la tension V_{BE} .

Cependant un certain nombre d'électrons se recombinent dans la base avec des trous en créant donc un courant de trous "recombinants". Afin de réduire le nombre de recombinaisons on a intérêt à réaliser une base étroite. De plus la jonction émetteur-base étant polarisée en direct il y aura un courant de trous injectés de la base vers l'émetteur. L'ensemble de ces deux courants constituent la partie principale du courant de base.

III.3. Principe de fonctionnement

Le fonctionnement du transistor bipolaire à hétérojonction est basé sur le même principe du BJT qui consiste à former deux zones de charges d'espace dans les jonctions NP et PN, les électrons et les trous induisent par chacun des dopants créent au niveau de chacune des jonctions une barrière de potentiel qui bloc le flux de courant des jonctions émetteur-base et base-collecteur, la hauteur de la barrière de potentiel peut être changée par l'application d'une polarisation appropriée sur les jonctions PN, de sorte que les électrons de l'émetteur puissent se déplacer vers le collecteur et de cette façon contribuer à créer un courant [6]. Il faut cependant noter que les différents courants du transistor bipolaire font intervenir deux types de porteurs les électrons et les trous. Alors, si l'on considère l'état bloqué et l'état passant d'émetteur-base et base-collecteur, on dénombre quatre modes de fonctionnement possibles (voir la figure III.3).

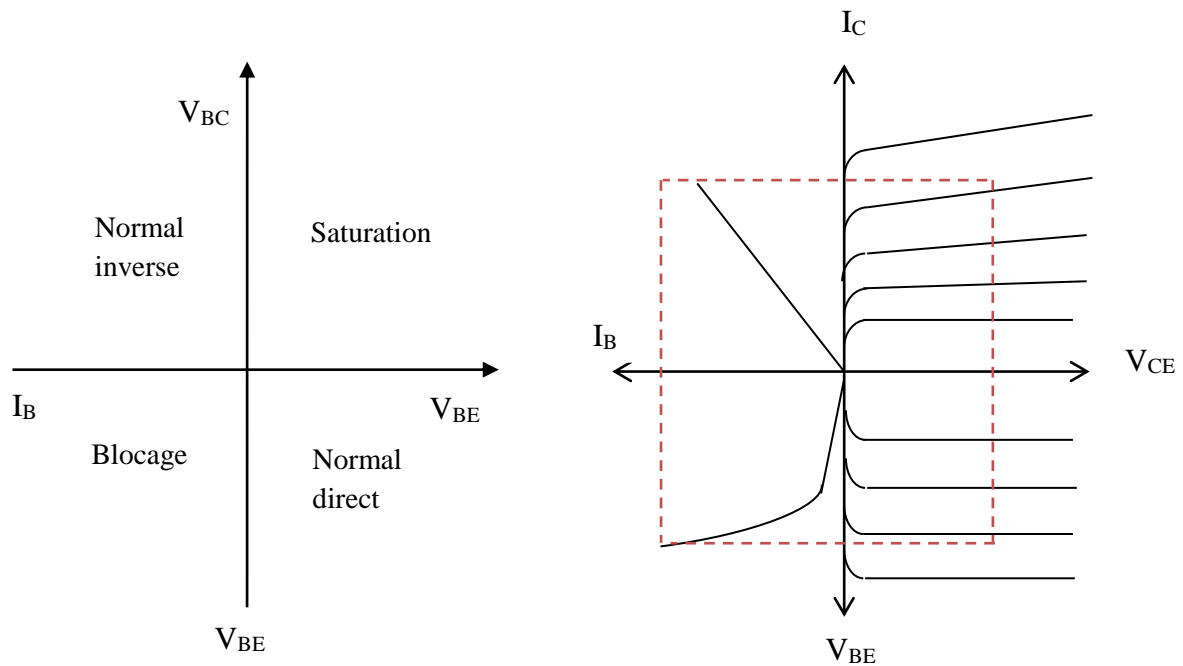


Figure III.4 : Les différents modes de fonctionnement du transistor bipolaire.

- ✚ Le transistor est bloqué lorsque ses deux jonctions sont en polarisation inverse.
- ✚ Le transistor est en fonctionnement normal direct lorsque la jonction de commande BE est en polarisation directe et que la jonction BC est en polarisation inverse.
- ✚ Le transistor est en fonctionnement normal inverse lorsque la jonction de commande BE est en polarisation inverse et que la jonction BC est en polarisation directe.
- ✚ Le transistor est saturé lorsque ses deux jonctions sont en polarisation directe.

Le mode le plus couramment utilisé dans les applications analogiques et hyperfréquences est le mode direct.

Le principe de l'effet transistor consiste à moduler le courant inverse de la jonction base collecteur polarisée en inverse, par une injection de porteurs majoritaires dans la base à partir de la jonction émetteur-base polarisée dans le sens direct [7] (voir la figure III.5). L'injection et la commande du courant se font par contrôle de la hauteur de barrière entre l'émetteur et la base. Cette barrière de potentielle à l'équilibre (transistor non polarisé), empêche le passage des électrons de l'émetteur vers le collecteur, comme le montre la figure ((III.5) a). Quand on polarise les jonctions (la figure ((III.5) b), base-émetteur en direct $V_{BE} > 0$, et base-collecteur en inverse $V_{BC} < 0$, les électrons passent plus aisément de la base vers le collecteur. Le collecteur étant polarisé en inverse, il permet une collecte des électrons.

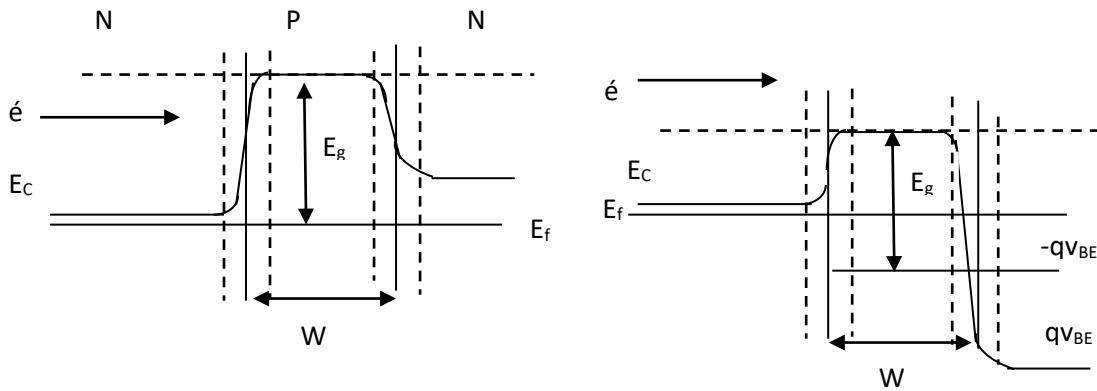


Figure III.5 : Diagramme de bande d'énergie d'un transistor à l'équilibre (a) et polarisé (b).

Le bon fonctionnement du transistor nécessite que les porteurs majoritaires, injectés dans la base depuis l'émetteur, atteignent la jonction base-collecteur. Il est donc impératif que ces porteurs ne se recombinent pas à la traversée de la base, il faut par conséquent que l'épaisseur de la base soit très inférieure à la longueur de diffusion (L_n) de ces porteurs:

$$L_n = \frac{kT}{q} \cdot \mu_n \cdot \tau_n \quad (\text{III. 1})$$

Avec

kT : Energie thermique.

q : Charge de l'électron.

μ_n : Mobilité des électrons.

τ_n : Durée de vie d'un porteur avant recombinaison.

III.4. Bilan des courants du transistor

Les barrières de potentiel énergétique empêchent le passage des électrons et des trous. Au repos, elles sont telles que ni les électrons de l'émetteur, ni les électrons de collecteur, ni les trous de la base ne peuvent les franchir.

L'application d'une faible polarisation directe V_{BE} à la jonction émetteur-base crée un courant d'électrons $I_{E,n}$, vers la base. Dans cette région, les électrons atteignent la jonction base-collecteur qui, polarisée en inverse, favorise alors leur trajet vers l'électrode de collecteur pour produire une augmentation significative du courant de collecteur I_C .

Dans un transistor idéal, tous les électrons fournis par émetteur auraient continué au collecteur. Cependant, en raison du phénomène de recombinaison des porteurs, certains électrons vont se recombiner avec des trous dans la région de charge d'espace émetteur-base symbolisé par le courant $I_{r,d}$, et surtout dans la base elle-même, repéré par le courant $I_{B,r}$.

Par ailleurs, dans la base d'un dispositif réel, les trous vont également diffuser de la base vers l'émetteur pour se recombiner avec les électrons de l'émetteur, schématisé par le courant $I_{E,P}$. Ces deux courants contribuent dans le courant de la base I_B .

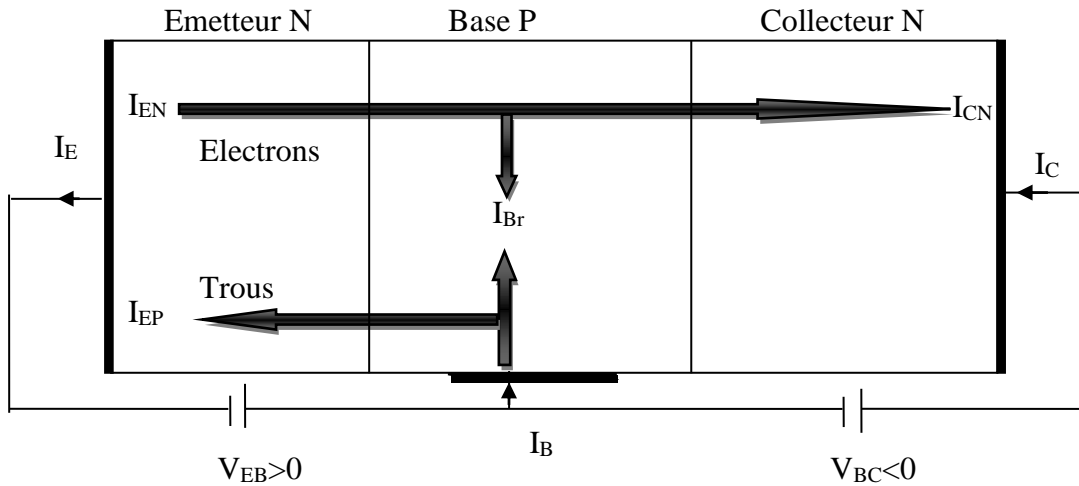


Figure III.6 : Principe de fonctionnement d'un transistor bipolaire

La convention de signes pour les courants et les tensions est indiquée sur la figure ci-dessus. Les courants de base et de collecteur sont positifs si un courant positif entre contact de base ou de collecteur. Le courant d'émetteur est positif pour un courant sortant du contact d'émetteur. Ceci implique que le courant d'émetteur I_E est défini comme du courant de la base I_B et du courant de collecteur I_C :

$$I_E = I_C + I_B \quad (\text{III.2})$$

Pour récapituler sur les trois courants principaux d'un transistor classiquement polarisés, il apparaît que le courant d'émetteur total est la somme du courant de diffusion d'électrons $I_{E,n}$, du courant de diffusion de trous $I_{E,p}$ et du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace base-émetteur $I_{r,d}$:

$$I_E = I_{E,n} + I_{E,p} + I_{r,d} \quad (\text{III.3})$$

Le courant de collecteur total est le courant de diffusion d'électrons $I_{E,n}$ (sans tenir compte du courant de recombinaison dans la base $I_{r,B}$) :

$$I_C = I_{E,n} - I_{r,B} \quad (\text{III.4})$$

Enfin, le courant de base est un courant de trous, il est constitué d' $I_{E,p}$ et des composantes de recombinaison :

$$I_B = I_{E,p} + I_{r,B} + I_{r,d} \quad (\text{III.5})$$

III.5. Caractéristiques statiques et dynamiques des transistors

III.5.1. Caractéristiques statiques

L'intérêt principal des transistors bipolaires est de commander le courant collecteur par un courant de base plus faible, pour évaluer cet intérêt, on définit brièvement les principaux facteurs du transistor bipolaire. Ensuite, en examinant ces dernières en quatrième chapitre. Les caractéristiques statistiques d'un transistor bipolaire permettent d'identifier si le dispositif présente des défauts ou non aux cours de la réalisation du composant. Cela peut se traduire par les courants parasites comme les courants tunnels, effet Kirk, les tensions d'early.....

III.5.1.1. Efficacité d'injection

On définit l'efficacité d'injection comme le rapport entre le courant d'électrons injectés dans la base $I_{E,n}$ et le courant d'émetteur total I_E :

$$\gamma = \frac{I_{E,n}}{I_E} = \frac{I_{E,n}}{I_{E,n} + I_{E,p}} \quad (\text{III. 6})$$

Dans les transistors BJT pour avoir une bonne efficacité d'injection (γ très proche de 1), il faut doper fortement l'émetteur par rapport à la base et minimiser l'épaisseur de cette dernière.

Alors que dans le transistor HBT, l'efficacité d'injection des électrons depuis l'émetteur est renforcée par la présence d'une augmentation de ΔE_V de la barrière de potentiel vis-à-vis des trous de la base [8]. La présence de cette augmentation réduit fortement le courant de trous $I_{E,p}$.

III.5.1.2. Gain en courant

Le fonctionnement du transistor en tant qu'élément amplificateur est basé sur l'effet transistor, le rapport entre courant de sortie et courant d'entrée est le coefficient d'amplification de courant qui est appelé le gain en courant. Ce coefficient varie suivant le type de transistor et les conditions de fabrication. Sa valeur supérieure à 5000 pour un HBT InP/InGaAs [9]. Il existe plusieurs types de gain, selon le type de connexion du transistor.

✚ Le gain en courant du composant dans la configuration base commune noté α , il est donc égal au courant de collecteur divisé par le courant de l'émetteur :

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} \quad (\text{III. 7})$$

✚ Le gain en courant du composant dans la configuration émetteur commun est noté β :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \quad (\text{III. 8})$$

III.5.1.3. Temps de transit direct

Le temps de transit direct (t_{tot}) donne une indication quant à la rapidité du transistor étudié. Il est composé de quatre termes, définis comme suit :

$$\tau_{\text{tot}} = \tau_E + \tau_B + \tau_C + \tau_{\text{ZTE}} \quad (\text{III. 9})$$

Avec

τ_E : Retard d'émetteur, correspondant au temps de renouvellement des électrons en excès dans l'émetteur.

$$\tau_E = (C_{jE} + C_{jC}) \quad (\text{III. 10})$$

τ_B : Temps de transit des électrons dans la base.

$$\tau_B = \frac{W_B^2}{2D_n} \quad (\text{III. 11})$$

τ_C : Retard de collecteur.

$$\tau_C = (R_E + R_C)C_{jC} \quad (\text{III. 12})$$

τ_{ZTE} : Temps de transit dans la zone de transition base-émetteur.

$$\tau_{\text{ZTE}} = \frac{W_{\text{dep}}}{2V_{\text{sat}}} \quad (\text{III. 13})$$

W_{dep} : Profondeur de la zone de déplétion et V_{sat} : vitesse de saturation.

III.5.2. Caractéristiques dynamiques

III.5.2.1. Mesures hyperfréquences

III.5.2.1.1. Analyse petit signal

La plupart des dispositifs actifs utilisés en microélectronique (transistors, diodes, etc.) ont un comportement non linéaire. Toutefois, afin de caractériser efficacement et simplement leur comportement en hautes fréquences, il est possible de se ramener à une étude linéaire, en considérant une variation infiniment faible des signaux électriques autour d'un point de polarisation donné. Ce type d'étude, appelée analyse « petit signal » est particulièrement utile pour les concepteurs de circuits.

III.5.2.2. Analyseur de réseaux vectoriels

Les analyseurs de réseaux ont été introduits dans les années soixante par Hewlett-Packard et ont subi de nombreuses améliorations qui ont conduit à des outils puissants et conviviaux. L'analyseur de réseaux permet d'évaluer les paramètres S complexes d'un quadripôle. Il existe deux grandes familles d'analyseurs de réseaux : les scalaires qui ne mesurent que le module des paramètres S et les vectoriels qui mesurent le module et la phase.

Le principe de fonctionnement repose sur la comparaison de l'onde incidente avec l'onde transmise ou réfléchie à l'accès considéré (figure III.7) [10]. L'analyseur de réseaux vectoriel est constitué d'une source hyperfréquence, d'un commutateur permettant de diriger le signal d'excitation vers l'entrée ou la sortie du quadripôle, de deux ponts diviseurs permettant de prélever une partie du signal incident qui sera utilisée comme référence, d'atténuateurs programmables qui réduisent le signal d'excitation à une amplitude convenable, de deux coupleurs directifs et de mélangeurs permettant d'obtenir des signaux basses fréquences traités numériquement par le calculateur de l'analyseur de réseaux [11]. Ces informations sont aussi exploitées à l'aide du logiciel ICCAP de Agilent installé dans une station de travail associée à l'analyseur.

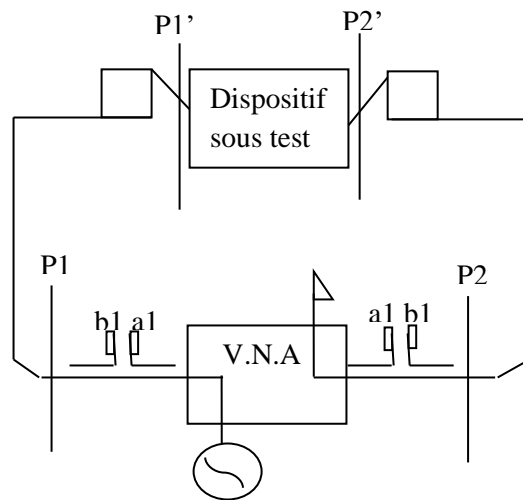


Figure III.7 : Principe de fonctionnement du banc de mesure [10].

III.5.2.2.1. Paramètres S

Pour le domaine des hyperfréquences (>1 GHz), les notions de tension et de courant deviennent difficiles à exploiter il faut utiliser un formalisme dérivant de l'étude des ondes électromagnétiques : les paramètres « scattering » ou paramètres S. Leur utilisation présente

de nombreux avantages, en effet ils décrivent directement les principales grandeurs utilisables en hyperfréquences telles que les facteurs de réflexion, les gains ou les pertes. Utilisés pour la caractérisation de composants, ils permettent de décrire précisément les caractéristiques et performances hyperfréquences, [10]. Le quadripôle est alors représenté par son graphe de fluence, figure III.8, où a_i représente l'onde incidente et b_i l'onde réfléchie.

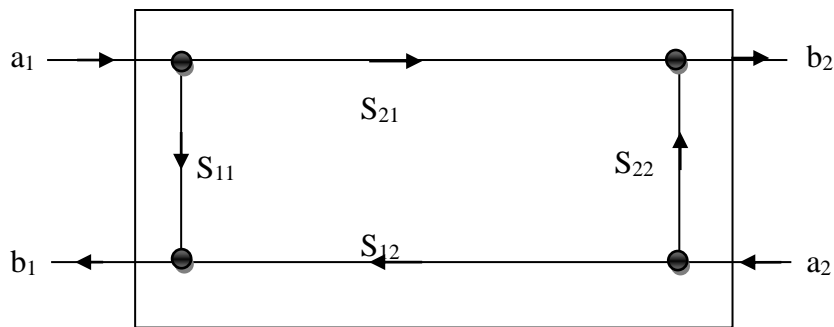


Figure III.8: Grade de fluence d'un quadripôle

Les paramètres S_{ij} sont donnés par les relations suivantes :

$$b_1 = S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2 \quad (\text{III. 14})$$

$$b_2 = S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2 \quad (\text{III. 15})$$

Avec S_{11} et S_{22} les coefficients de réflexions (rapport entre l'onde réfléchie et l'onde incidente) en entrée et en sortie du quadripôle, obtenus respectivement lorsque le port opposé est refermé sur l'impédance caractéristique du système. Les paramètres S_{12} et S_{21} sont les coefficients de transmission inverse et directe du quadripôle.

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2 = 0} \quad S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1 = 0} \quad (\text{III. 16})$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2 = 0} \quad S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1 = 0} \quad (\text{III. 17})$$

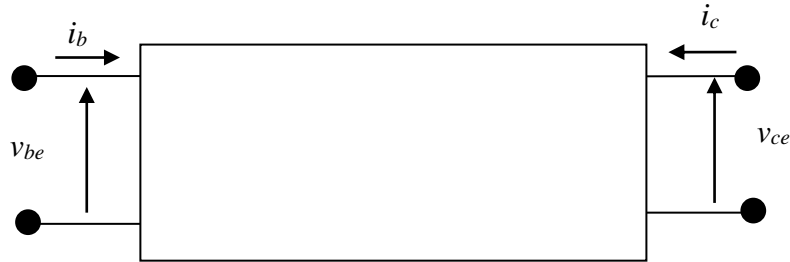
Les ondes a_i et b_i étant reliées aux tensions (V) et aux courants (i), Ces paramètres S peuvent être transformés dans d'autres représentations électriques telles que les paramètres Z, Y, H

III.5.2.2.2. Caractéristiques fréquentielles

La mesure de paramètres S et la détermination des autres matrices de transfert, permettent d'une part de calculer les éléments du modèle électrique petit signal du HBT et d'autre part d'extraire ses deux facteurs de mérite en dynamique qui sont

- La fréquence de transition du gain en courant f_T .
- La fréquence maximale de transition f_{MAX} .

En régime dynamique, le transistor peut être considéré comme le quadripôle suivant :



En utilisant les paramètres hybrides :

$$H_{11} = \left. \frac{v_{be}}{i_b} \right|_{v_{ce}=0} = \left. \frac{dV_{BE}}{dI_B} \right|_{V_{CE}=cste} \quad H_{12} = \left. \frac{v_{be}}{v_{ce}} \right|_{i_b=0} = \left. \frac{dV_{BE}}{dV_{CE}} \right|_{I_B=cste} \quad (III. 18)$$

$$H_{22} = \left. \frac{i_c}{v_{ce}} \right|_{i_b=0} = \left. \frac{dI_C}{dV_{CE}} \right|_{I_B=cste} \quad H_{21} = \left. \frac{i_c}{i_b} \right|_{i_b=0} = \left. \frac{dI_C}{dI_B} \right|_{I_B=cste} \quad (III. 19)$$

Pour de faibles valeurs de I_C

$$H_{12} = 0$$

$$H_{22} = 0$$

$$\text{Donc } i_c = H_{21} \cdot i_b$$

Sachant que $I_C = \beta \cdot I_B$, on a $H_{21} = \beta$

Dans tous les montages le transistor pourra être représenté pour les "petits signaux" par le schéma de la figure 9.a. Ce schéma se réduit fréquemment à celui de la figure 9.b compte tenu des ordres de grandeurs de H_{12} et H_{22} .

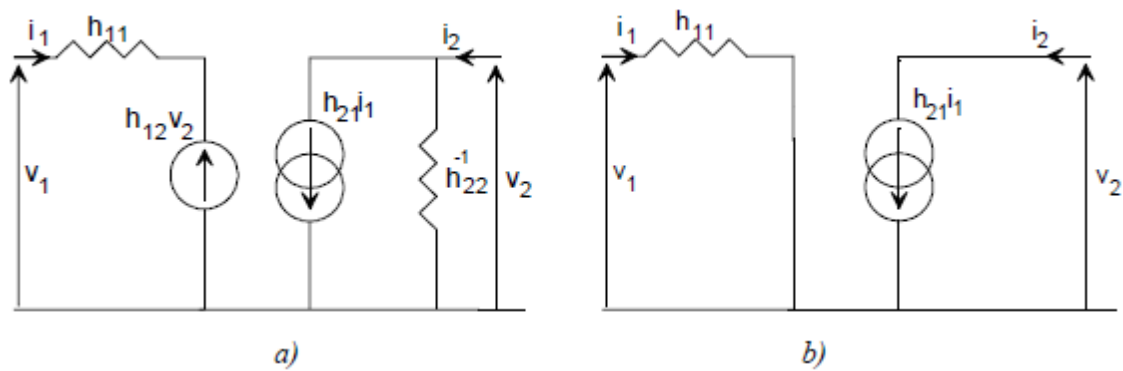


Figure III.9: Schémas équivalents petits signaux en basse fréquence a) schéma complet, b) schéma simplifié.

III.5.2.2.2. Fréquence de transition f_T

À partir de paramètre H_{21} , gain en courant en régime dynamique peut être calculé la fréquence de transition f_T .

Ce gain suit en principe, une évolution en -20 dB par décade en fonction de la fréquence, ce qui permet son extrapolation jusqu'à la fréquence de transition du gain en courant, f_T , qui correspond à $|H_{21}|=1$ (0 dB).

Le schéma suivant illustre sa représentation dans un diagramme de Bode en fonction de la fréquence de fonctionnement

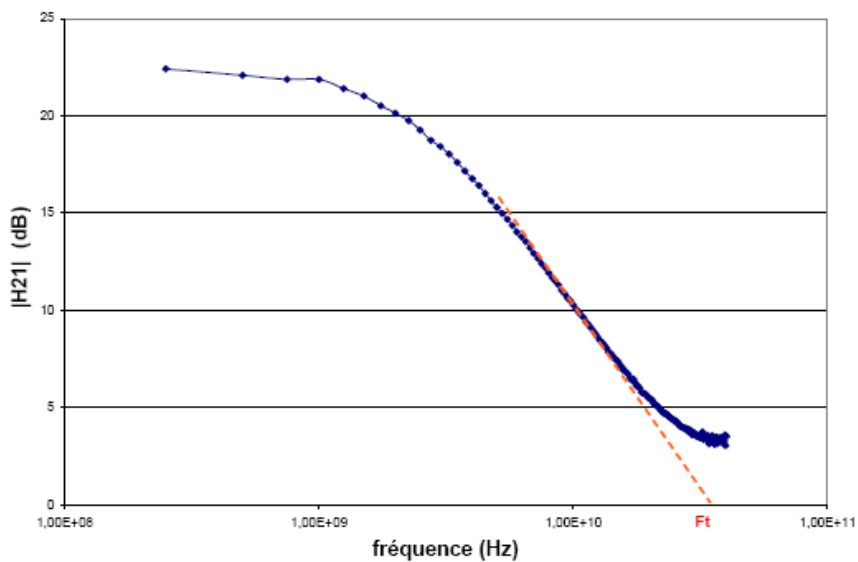


Figure III.10: détermination de la fréquence de transition [10]

Pour calculer f_T , il est nécessaire d'exprimer les courants de base et collecteur pour un régime dynamique, qui fait intervenir un schéma électrique équivalent du transistor.

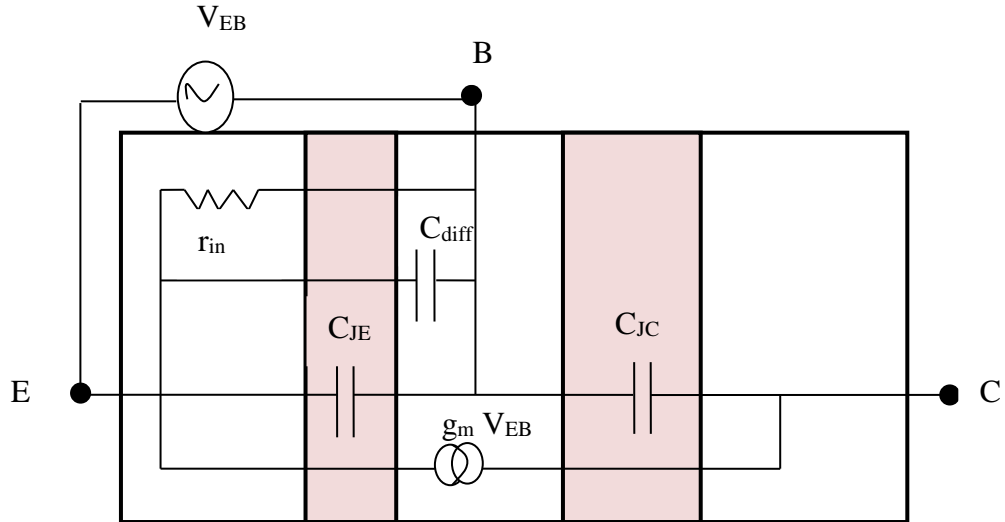


Figure III.11: Schéma équivalent du transistor en régime dynamique.

A partir de sa valeur en régime statique, le gain en régime dynamique suit un plateau avant de décroître selon une pente de -20dB par décade. Cette décroissance est due aux

- Les capacités dites de diffusion : elles sont dues aux charges formées par les porteurs minoritaires.
- Les capacités dites de transition : ce sont les capacités liées aux modulations des zones de charge d'espace émetteur/base et base/collecteur, notées C_{JE} et C_{JC} respectivement pour les zones de charge d'espace E/B et B/C.

Le courant collecteur en régime dynamique s'exprime :

$$I_C = g_m V_{EB} - C_{JC} \cdot j\omega V_{EB} \approx g_m V_{EB} \quad (\text{III.20})$$

$$I_B = g_m V_{EB} + (C_{diff} + C_{JE} + C_{JC}) \cdot j\omega V_{EB} \quad (\text{III.21})$$

$$H_{21} = \left| \frac{I_C}{I_B} \right| = \frac{g_m}{(C_{diff} + C_{JE} + C_{JC}) \cdot \omega} = \frac{\frac{qI_C}{k.T}}{\left(\tau \cdot \frac{qI_C}{k.T} + C_{JE} + C_{JC} \right) \cdot \omega} \quad (\text{III.22})$$

Avec $g_m = \frac{qI_C}{k.T}$ et $C_{diff} = \tau \cdot \frac{qI_C}{k.T}$

En posant $H_{21} = 1$ et en remplaçant la pulsation par la fréquence, on obtient :

$$f_T = \frac{1}{2\pi \left(\tau + \frac{kT}{qI_C} (C_{JE} + C_{JC}) \right)} \quad (\text{III.23})$$

Pour que cette expression soit complète, il faut rajouter des termes de retard liés aux résistances du collecteur et de l'émetteur qui avaient été négligées pour simplifier le calcul.

L'expression de la fréquence de transition s'exprime finalement :

$$f_T = \frac{1}{2\pi \left(\tau + (R_E + R_C) C_{JC} + \frac{kT}{qI_C} (C_{JE} + C_{JC}) \right)} \quad (\text{III.24})$$

III.5.2.2.1. Fréquence maximale d'oscillation f_{MAX}

A partir des paramètres S mesurés, nous pouvons calculer différents gains comme par exemple le gain en puissance (gain maximum disponible ou MAG (Maximum Available Gain)).

A partir de ce gain, on détermine f_{MAX} , qui est la fréquence de transition où le MAG vaut 1.

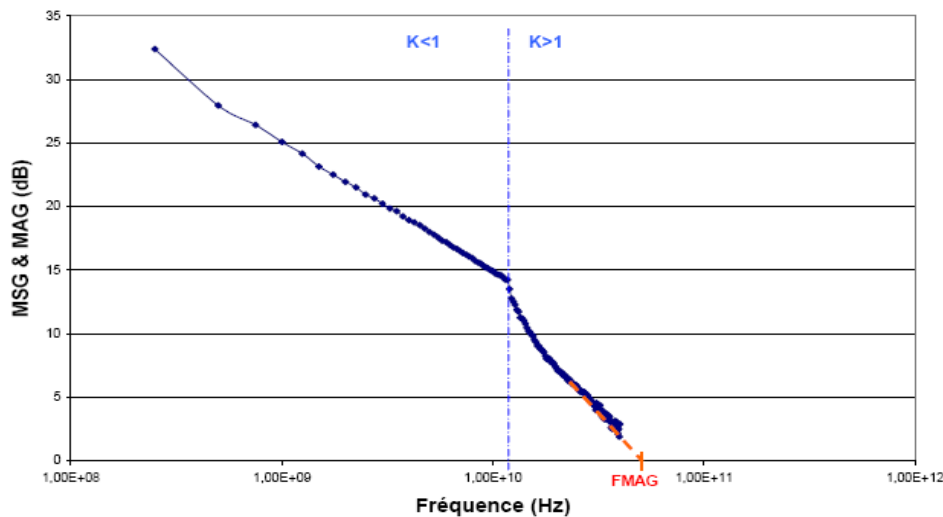


Figure III.12: Détermination de MAG [10]

Il existe aussi une relation approchée entre f_T et f_{MAX} avec la résistance de base apparente R_B :

$$f_{MAX} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_B C_{BC}}} \quad (III. 25)$$

III.6. Schéma équivalent en haut fréquence (Schéma de Giacoletto)

Pour comprendre les mécanismes de fonctionnement des transistors, l'extraction des paramètres du schéma équivalent a été automatisée grâce à des explicitations analytiques [12]. Il existe deux représentations correspondant à un transistor en montage en émetteur commun, une en T et une en Π . Le circuit est proposé par Giacoletto, représenté suivant une structure de quadripôle en Π .

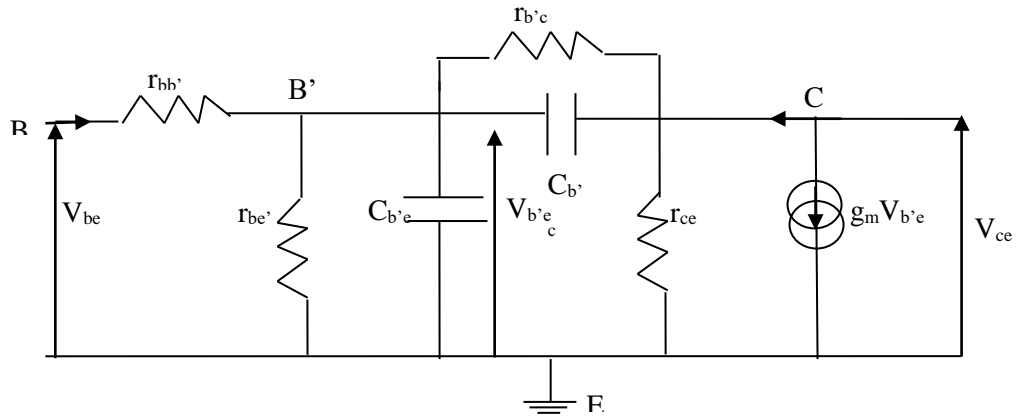


Figure III.13: Schéma équivalent (de Giacoletto) Hautes Fréquences du transistor bipolaire en émetteur commun.

Le modèle en T se rapproche de la réalité physique du transistor, tandis que le modèle en II historiquement celui est le plus utilisé en conception. Les éléments extrinsèques tels que R_C , C_B , C_{eX} , R_{BeX} , la résistance d'émetteur, la résistance de base intrinsèque R_{Bi} sont les mêmes pour les deux topologies de modèle. Par contre, en ce qui concerne les autres éléments du modèle, il existe des formules permettant de passer du modèle en T au modèle II [13]. Le schéma en II est plus pratique pour la simulation des circuits, tandis que celui en T correspond mieux au fonctionnement du HBT.

III.7. Modèles électriques des TBH

L'ensemble des rappels précédents permet de définir les paramètres qui conditionnent les performances statiques et dynamiques des transistors, et d'établir des critères d'optimisation. Afin de décrire de façon précise le comportement du composant dans les régimes de fonctionnement envisagés, il est nécessaire d'élaborer un modèle électrique du HBT. Ces modèles sont des représentations sous forme d'équations mathématiques du comportement des composants. En général, ils décrivent les lois de variation du courant et de la charge en fonction des tensions appliquées aux bornes de ce composant. Ainsi, ces modèles sont basés sur des circuits (schémas équivalents), le schéma équivalent linéaire petit signal fait intervenir des grandeurs électriques qui sont liées à des petites variations des tensions et des courants, autour du point de fonctionnement, et la validité n'est assurée que pour un seul point de polarisation. Les modèles linéaires des transistors micro-ondes sont utilisés pour simuler leurs caractéristiques petit-signal, tels que les paramètres de dispersion [S], les paramètres de bruit, le gain et la stabilité.

Dans ce qui suit, nous présentons le modèle conventionnel implanté dans les simulateurs industriels. Ces modèle est introduit initialement pour simuler le fonctionnement en courant continue (CC) des transistors bipolaires à homojonction, et a été par la suite légèrement modifié pour les appliquer aux HBTs.

III.7.1. Modèle d'Ebers-Moll

C'est en 1954 que le modèle d'Ebers-Moll (EM) a été introduit pour les transistors bipolaires à homojonction (BJT) [14]. Il est constitué de deux diodes modélisant les deux jonctions base-émetteur et base-collecteur, respectivement. La figure III.12 montre le circuit électrique équivalent du modèle courant continu. Ce circuit ne tient pas compte ni des charges emmagasinées dans les jonctions, ni des résistances de contact, ni des éléments parasites introduits par les plots de connections du dispositif.

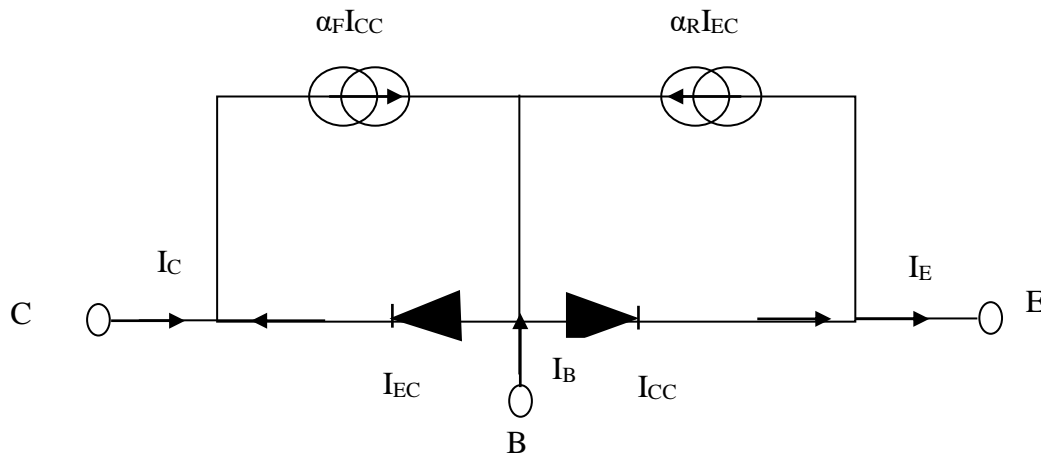


Figure III.13:Modèle d'Ebers-Moll du transistor bipolaire [14].

En régime normal direct, la jonction base-émetteur est polarisé en direct et la jonction base-collecteur est polarisé en inverse, l'effet transistor est alors décrit par deux équations :

- Une première équation relie le courant d'émetteur I_{E1} à la tension appliquée V_{BE} entre la base et l'émetteur :

$$I_{E1} = I_{SBE} \exp \left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EB} \cdot k \cdot T} \right) - 1 \right) \quad (\text{III. 26})$$

n_{BE} : Le coefficient d'idéalité de la jonction base-émetteur.

I_{SBE} : Le courant de saturation de la jonction base-émetteur.

q : Charge de l'électron.

K : Constante de Boltzmann.

T : température de la jonction.

- Une seconde équation exprime le courant collecteur I_{C1} comme une fraction du courant d'émetteur :

$$I_{C1} = \alpha_N I_{SBE} \exp\left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EB} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right) \quad (\text{III. 27})$$

Le paramètre α_N légèrement inférieur à 1, est défini comme le gain en courant du montage base commune en régime direct de fonctionnement normal.

Et d'une façon symétrique dans le régime de fonctionnement inverse.

$$I_{E1} = I_{SBC} \exp\left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EB} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right) \quad (\text{III. 28})$$

Et

$$I_{C1} = \alpha_I I_{SBC} \exp\left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{BC} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right) \quad (\text{III. 29})$$

η_{BC} : Le coefficient d'idéalité de la jonction base-émetteur.

I_{SBC} : Le courant de saturation de la jonction base-émetteur.

Le paramètre α_I légèrement inférieur à 1, est défini comme le gain en courant du montage base commune en régime de fonctionnement inverse.

Dans ces configurations chacun des courants émetteur et collecteur est alors considéré comme la somme algébrique de deux composantes précédentes.

$$I_E = I_{SBE} \exp\left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EB} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right) - \alpha_N I_{SBE} \exp\left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EB} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right) \quad (\text{III. 30})$$

Et

$$I_C = I_{E1} = I_{SBC} \exp\left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EB} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right) - \alpha_I I_{SBE} \exp\left(\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EB} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right) \quad (\text{III. 31})$$

A partir du modèle d'Ebers-Moll, on obtient le réseau de caractéristiques représentant le comportement électrique statique du transistor idéal.

Les limitations du modèle EM sont dues principalement à la négligence de certains effets, tels que les capacités d'inter-jonctions et de diffusion, ainsi que les résistances ohmiques aux niveaux des accès du transistor. Ces effets sont introduits dans autres modèles comme le modèle de Gummel-Poon [15, 16].

III.8. Types de transistors bipolaires à hétérojonction.

III.8.1. Transistor Bipolaire à simple Hétérojonction

Un transistor bipolaire à simple hétérojonction associe au premier semi-conducteur à un grand gap pour l'émetteur un second semi-conducteur à un petit gap pour la base et le collecteur. Exemple de ce type de transistor est représenté figure ci-dessous.

Emetteur	Base	Collecteur
InP dopé N	InGaAs dopé P	InGaAs dopé N

Figure III.14: Exemple d'un transistor bipolaire à simple hétérojonction.

III.8.2. Transistor Bipolaire à double Hétérojonction

Les limitations qui affectent les dispositifs à simple hétérojonction font appel à l'utilisation d'une deuxième hétérojonction dans la jonction base-collecteur c.à.d. d'utiliser un matériau à plus grande bande interdite que la base pour le collecteur. Cette solution a été proposée par Kroemer dès 1982 [17]. (Voir la figure III.15)

Emetteur	Base	Collecteur
InP dopé N	InGaAs dopé P	InP dopé N

Figure III.15: Exemple d'un transistor bipolaire à double hétérojonction.

Les transistors à double hétérojonction ont été mis au point pour augmenter les tensions de claquage, La réalisation d'un DHBT pour le InP/InGaAs a permis d'atteindre des tensions de claquage de l'ordre de 40V pour des fréquences de coupure d'environ 40 GHz [18] au lieu de tension de claquage de l'ordre de quelques Volts dans le cas d'un simple hétérojonction.

III.9. Les effets parasites dans le HBT

Comme tout composant électronique le transistor bipolaire ne peut fonctionner que dans une zone bien déterminée. Un certain nombre de phénomènes limitent les performances en puissance des HBT doivent être prises en compte pour assurer un fonctionnement sûr du composant.

III.9.1. Effet Kirk

Les électrons transitant à la vitesse de saturation dans la zone déplétée du collecteur induisent une densité de charge négative $n = \frac{J_c}{q V_{sat}}$ où J_c est la densité de courant collecteur. Lorsque cette densité devient supérieure à N_C on observe une inversion de pente du champ électrique dans le collecteur et par conséquent une extension de la zone neutre de base. Cette extension de la zone neutre produit une augmentation ΔW_B de l'épaisseur de base et par là une augmentation significative du temps de transit τ_{EC} . L'effet Kirk produit alors une chute significative de la fréquence de transition, limitant fortement la plage d'utilisation du transistor. On peut noter que la densité de courant collecteur pour laquelle apparaît l'effet Kirk [19] est donnée par :

$$J_0 = qV_{sat} \left(\frac{2\varepsilon(V_{CB} + V_{bi})}{qW_C^2} + N_C \right) \quad (\text{III. 32})$$

Où V_{bi} est la tension de diffusion de la jonction Base-Collecteur et N_C le niveau de dopage du collecteur. On peut remarquer que les effets de survitesse ainsi qu'un dopage élevé du collecteur tendent à limiter l'apparition de l'effet Kirk [19].

Nous devons cependant remarquer que l'augmentation du dopage collecteur N_C a des effets néfastes en ce qui concerne la tension d'avalanche et la capacité de jonction Base-Collecteur. Un compromis devra alors être trouvé pour l'optimisation de la structure du transistor. Les deux limitations principales en courant et tension sont donc l'effet Kirk et la tension d'avalanche. Elles sont indiquées sur les caractéristiques de la figure III.16.

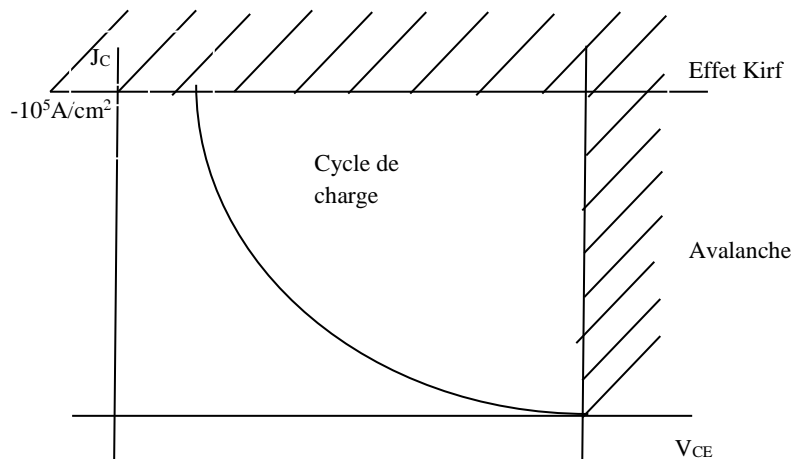


Figure III.16: Limitations en courant et tension dans un transistor de puissance.

III.9.2. Effet Early

L'expression du courant collecteur en fonction de la tension V_{BE} fait intervenir en paramètre la largeur de la base neutre W_B , qui n'est pas indépendante des tensions appliquées sur le composant. La modulation de la largeur de base en fonction des tensions V_{BE} ou V_{CB} a pour conséquence une déviation du courant collecteur par rapport à l'idéalité. C'est ce qu'on appelle l'effet Early.

III.9.3. Effet de quasi-saturation

Les effets de résistances séries affectent également le collecteur. Lorsque le courant collecteur devient important (pour une forte polarisation V_{EB} en régime direct), une chute ohmique a lieu dans le collecteur du fait de la résistance collecteur :

Ainsi, pour une tension V_{BC} appliquée aux bornes du transistor, le potentiel $V_{B'C'}$ à la jonction B/C devient du fait de la chute de potentiel :

$$V_{B'C'} = V_{BC} - R_C I_C \quad \text{En supposons } R_B = 0 \quad (\text{III.33})$$

Dans un régime de fonctionnement normal, la jonction base/collecteur est polarisée en inverse ($V_{BC} > 0$). A fort courant collecteur et faible tension V_{BC} , le terme $R_C I_C$ peut devenir plus important que V_{BC} . La tension $V_{B'C'}$ devient alors négative et la jonction base/collecteur se trouve dans un régime de polarisation directe : c'est l'effet de quasi-saturation.

La réduction du champ électrique intrinsèque qui en découle permet à une partie des électrons de la base de diffuser vers le collecteur et des trous du collecteur peuvent de même diffuser vers la base.

L'effet de quasi-saturation est d'autant plus marqué que la résistance du collecteur est importante : la chute ohmique est alors plus forte et le champ électrique intrinsèque à la jonction base/collecteur est plus faible.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les limites fondamentales des performances des transistors bipolaires homojonction, imposées par la physique, ainsi que l'aptitude des transistors bipolaires à hétérojonction à dépasser ces limites.

Ensuite, nous avons présenté une étude détaillée des phénomènes physiques mis en jeu dans les TBH et les notions de caractérisation hyperfréquence nécessaires à notre étude, nous allons maintenant procéder à la caractérisation électrique du HBT. Dans une première partie, nous allons procéder à une étude en régime statique du HBT (les différents courants mis en jeu, le gain en courant....), nécessaire pour l'étude dynamique (la fréquence de transition, la fréquence maximal.....) qui aura lieu dans une seconde partie.

Références

- [1]: Ramirez Garcia « **Analyse expérimentale et modélisation du bruit haute fréquence des transistors bipolaires à hétérojonctions SiGe:C et InGaAs/InP pour les applications très hautes fréquences** » Université Paris-Sud 11, thèse de doctorat, 2001.
- [2]: CR. Bolognesi, H. Liu, O. Ostinelli, Y. Zeng « **Development of ultra-high speed InP/GaAsSb/InP DHBT: Are terahertz bandwidth transistors realistic** » Third European Microwave Integrated Circuits Conference, 2008.
- [3]: Anderson RL « **Experiments on Ge-GaAs Heterojunctions** » Solid-State Electron, Vol 5, pp. 341-344, 1962.
- [4]: H. Kroemer « **Theory of a wide gap Emitter for Transistors** » Proc. IRE, Vol.45, pp. 1535-1537, 1957.
- [5]: W. V. Mc Levige, H. T. Yuan, W. M. Duncan, W. R. Frensley, F. H. Doerbeck, H. Morkoc, T. J. Drummond « **GaAs/AlGaAs heterojunction bipolar transistors for integrated circuit applications** » IEEE Electron Device Letters, Vol. 3, p. 43-45, 1982.
- [6]: M. J. Mondry et H. Kroemer, « **Heterojunction bipolar transistor using a (Ga,In) P emitter on a GaAs base, grown by molecular beam epitaxy** », IEEE Electron Device Letters, Vol 6, p. 175- 177, 1985.
- [7]: N. Mokeddem « **Etude de modélisation d'un transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) à base de SiGe. Application aux dispositifs opto-microondes** » Université de Tlemcen, thèse de magister, 2009.
- [8]: H. Chouaib « **Spectroscopie de modulation optique pour la qualification d'hétérojonctions GaAsSb/InP destinées à la réalisation de TBH ultra-rapide** » l'institut national des sciences appliquées de Lyon, Doctorat de doctorat, 2005.
- [9]: Hayes JR, Bhat R, Schumacher H, Koza M « **OMCVD-grown InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors** » Elect. Lett, 23:1298-9, 1987.
- [10]: A. Tachafine, « **Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X** » Université de Lille I, thèse de doctorat, 1994.
- [11]: A. Bracal, « **Caractérisation et modélisation de substrat SOI pour des applications micro-ondes** » Université Paris VI, thèse de doctorat, 2001.
- [12]: D. Floriot « **Optimisation et Modélisation de Transistors bipolaires à hétérojonction GaInP/GaAs. Application aux amplificateurs monolithiques de puissance, bande X** » Université Pierre et Marie Curie Paris VI, Thèse de doctorat, 1995.
- [13] J-G. Tartarin, « **Caractérisation et modélisation petit signal et en bruit des transistors bipolaires à hétérojonction aux fréquences micro-ondes** » Université Paul Sabatier de Toulouse, thèse de doctorat, 1997.
- [14] J. J. Ebers, et J.L Moll. « **Large signal behavior of the junction transistor** » Proc. Of IRE. Vol 42, pp.1761-1772, 1954.

- [15] H. K. Gummel et H.C. Poon « **An integral charge control model of Bipolar Transistors** » Bell Syst Tech.J, Vol 49, pp 827-852, 1970.
- [16]: H. Kroemer « **Heterostructure Bipolar Transistors and integrated circuits** » Proc. IEEE, Vol 70, pp.13-25, 1982.
- [17]: A. Fraser, R. Gleason, E. W. Strid « **GHz On-Silicon-Wafer Probing Calibration Methods** » IEEE Proceeding of the Bipolar Circuits and Technology Meeting (BCTM), pp. 154-157, 1988.
- [18]: J. Li, C. Cismaru, P. Zampardi, A. Wu, E. Babcock, M. Sun, K. Stevens, R. Ramanathan « **Development of High Breakdown Voltage InGaP/GaAs DHBTs** » Conference à Austin Texas USA, 2007.
- [19] :C. T. Kirk « **IRE Transaction on Electron Devices** » Publié par le groupe professionnel de Electron Devices, Vol. 9, pp. 164, 1962.

Chapitre VI :
Résultats et
discussion

Chapitre VI : Résultats et discussion

IV.1. Introduction

Ce travail consiste à simuler les caractéristiques électriques du transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs en hyperfréquence, et ceci à l'aide d'un simulateur Atlas qui appartient à la famille de logiciels de la société SILVACO.

L'objectif de ce travail est d'obtenir les caractéristiques électriques en hyperfréquence du composant étudié, et de tirer la fréquence de transition f_T et de la fréquence de transition maximale f_{MAX} .

En effet, nous avons divisé ce chapitre en quatre parties. En premier lieu, nous avons évalué la géométrie portée à la simulation à fin d'approcher schématiquement le composant réel. Au fait la connaissance des dimensions de HBT étudiées, nous permet évidemment d'analyser les caractéristiques statiques et dynamiques.

En second lieu, nous avons élaboré des tests, pour aboutir à des résultats plus développés, sur :

- ✚ L'influence du dopage de l'émetteur sur les caractéristiques fréquentielles.
- ✚ L'influence de l'épaisseur de l'émetteur sur les caractéristiques fréquentielles.
- ✚ L'influence du dopage de base sur les caractéristiques fréquentielles.
- ✚ L'influence de l'épaisseur de base sur les caractéristiques fréquentielles.
- ✚ L'influence du dopage du collecteur sur les caractéristiques fréquentielles.
- ✚ L'influence de l'épaisseur de collecteur sur les caractéristiques fréquentielles.

Dans la troisième partie, une nouvelle géométrie a été présentée avec d'autres résultats, grâce aux simulations faites dans la deuxième partie.

Enfin, nous avons simulé les caractéristiques statiques et dynamiques d'une structure expérimentale d'un HBT InP/InGaAs, ensuite en a introduis les semi conducteurs InAs, GaP dans la structure de simulation dans l'objective d'améliorer leurs caractéristiques.

IV.2. Bases physiques du principe de fonctionnement du simulateur TCAD-SILVACO.

Le logiciel Atlas est un simulateur de deux et trois dimensions de dispositifs semi-conducteurs qui permet d'obtenir les caractéristiques électriques statiques et dynamiques. Ce logiciel 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 la concentration des électrons, des trous et la valeur du potentiel électrostatique [1]. Les quatre équations de Maxwell régissent les champs électrique et magnétique, et les potentiels associés. L'équation

de Maxwell-Gauss permet la description l'évolution du champ en fonction des densités de porteurs. Elle fournit l'équation (IV.1) dite équation de Poisson :

$$\text{div}(\epsilon \cdot \overrightarrow{\text{grad}}V) = -\rho = -q(p - n + N_A - N_D) \quad (\text{IV. 1})$$

Cette équation est résolue dans les deux dimensions spatiales.

La permittivité ϵ est une fonction scalaire spatiale.

$N_A - N_D$ définit le dopage net.

Le champ électrique est relié au potentiel électrique par la relation (IV.2) [1].

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V) \quad (\text{IV. 2})$$

Les équations de continuité des charges s'obtiennent par l'application de l'opérateur divergence à l'équation de Maxwell-Ampère. Deux équations de continuité des charges en sont déduites, l'une pour les électrons, l'autre pour les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{IV. 3})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (\text{IV. 4})$$

Les dérivations basées sur la théorie de transport de Boltzmann ont montré que les densités de courant dans les équations de continuité peuvent être estimées par un modèle de dérive-diffusion.

Ce modèle est explicité par les équations (IV.5) et (IV.6), pour les électrons et les trous respectivement [2].

$$J_n = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E + q \cdot D_n \cdot \nabla_n \quad (\text{IV. 5})$$

$$J_p = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E - q \cdot D_p \cdot \nabla_p \quad (\text{IV. 6})$$

Avec μ_n et μ_p étant les mobilités des électrons et des trous respectivement.

D_n et D_p étant les coefficients de diffusion des électrons et des trous respectivement.

La première composante de l'équation (IV.5) est la composante de conduction proportionnelle au champ électrique et la deuxième composante de diffusion proportionnelle au gradient des densités de porteurs.

Les constantes de diffusion des électrons et des trous sont directement reliées aux mobilités des porteurs par la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \quad (\text{IV. 7})$$

Les modèles physiques dans les semi-conducteurs ont été modélisés sous la forme d'expressions mathématiques reliant le potentiel électrostatique et la densité des porteurs. La modélisation physique est réalisée en tenant compte de la probabilité d'occupation des niveaux d'énergie, de la mobilité des porteurs et des différents types de recombinaison générations. Plusieurs modèles ont été développés pour les semi-conducteurs en fonction de plusieurs facteurs (la technologie, température,.....). Atlas est basé sur les modèles physiques citées en dessous [2]:

- ✚ Les petits signaux AC et DC, et la dépendance complète en temps.
- ✚ Les modèles de transport Drift-Diffusion.
- ✚ Les modèles de transport hydrodynamique et par équilibre d'énergie
- ✚ Échauffement du réseau et dissipation de la chaleur.
- ✚ Hétérojonctions graduées et abruptes.
- ✚ Interactions optoélectroniques avec traçage général des rayons lumineux.
- ✚ Matériaux amorphes et polycristallins.
- ✚ Environnements de circuits Généraux.
- ✚ Émission stimulée et radiation.
- ✚ Statistique Fermi-Dirac et Boltzmann.
- ✚ Modèles de mobilité avancés.
- ✚ Effet des forts dopages.
- ✚ La dynamique complète des pièges donneurs et accepteurs.
- ✚ Contact Ohmique, Schottky et isolants.
- ✚ Recombinaison SRH, radiative et superficielle.
- ✚ Impact d'ionisation (local et non-local).
- ✚ Grilles flottantes.
- ✚ Injection de porteurs chauds.
- ✚ Modèle de transport quantique.
- ✚ Courants d'émission thermo-ionique.

La structure et les entrées de commandes à Atlas (Les données de la structure contiennent les dimensions, les caractéristiques des matériaux, et les paramètres du maillage du dispositif étudié.....etc.) sont nécessaires pour simuler un dispositif.

Le langage de programmation utilisé est :

➤ *Pour définir la structure :*

Maillage : est une série de lignes horizontales et verticales. Dans notre étude, le maillage utilisé est à deux dimensions, par conséquent, seuls les paramètres x et y sont définis (Voir la figure IV.2). Le format général de définition de maillage est:

- Mesh x.location = <valeur> espacement = <valeur>
- Mesh y.location = <valeur> espacement = <valeur>

Un maillage épais produit une rapide simulation, mais les résultats sont moins précis. Tandis qu'un maillage fin produit un ralentissement de la simulation, mais des résultats plus précis. Donc le maillage fin est plus intéressant.

Région : le format de définition des régions est le suivant:

- Région nombre = < integer >< material_type > / < position des paramètres >

Electrode : « Atlas » a une limite de 50 électrodes qui peuvent être définies. Le format de définition d'électrodes est comme suit:

- Electrode name = < nom de l'électrode >< position des paramètres >

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 >

Dans la figure (IV.3), les types de dopage et les niveaux de dopage sont définis. Le dopage peut être de type N ou P. Le type de distribution peut être uniforme ou gaussienne.

➤ *Pour définir le model*

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 >

Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation.

Exemple : SRH FLDMOB CONMOB

SRH est le modèle de Shockley-Read-Hall.

CONMOB est le modèle dépendant de la concentration.

FLDMOB est le modèle dépendant du champ électrique parallèle

➤ **Sélection de la méthode numérique**

Méthode : Après la précision du modèle de matériaux, la sélection de la méthode numérique doit être indiquée. Parmi les différentes méthodes numériques de résolution des systèmes d'équation, trois types de techniques sont utilisée dans « Silvaco-Atlas »:

- Méthode de Gummel
- Méthode de Newton
- Méthode des blocs

➤ **Spécification de solution**

- Log : permet de sauvegarder toutes les caractéristiques de sortie dans un fichier.
- Solve : instruction utilisé pour effectuer une solution pour un ou plusieurs points spécifiés de polarisation.
- Load : charges solutions précédentes de fichiers comme des estimations initiales à d'autres points de polarisation
- Save : enregistre toutes les informations de point de nœud dans un fichier de sortie

➤ **Analyse de résultats**

- Extract : déclarations sont utilisés pour mesurer les paramètres des deux fichiers log et de solutions.
- Tonyplot : permet de spécifier les caractéristiques de sortie en terme graphique.

Dans le fichier d'entrée de l'Atlas, il ya quatre groupes d'énoncés qui doivent se produire dans le bon ordre.

Spécification de structure	Maillage Région Électrode Dopage
Spécification de modèles	Matériel Modèles Contact Interface
Sélection de la méthode numérique	Méthode
Spécification des solutions	Log solve load save

IV.3. Le model de simulation

La modélisation du transport des porteurs de charges dans les structures semi-conductrices est plus ou moins complexe selon les degrés d'approximation qu'il convient de prendre pour rendre compte correctement des propriétés observées expérimentalement. Si les effets quantiques sont pris en compte, le transport peut être alors modélisé avec une approche classique : statistique de Fermi-Dirac. Cette approche nous renseigne, dans le cas des fermions libres, sur la probabilité d'occupation du niveau d'énergie, à température et potentiel chimique fixés. Dans notre travail, nous avons suivi ce modèle. Les mécanismes physiques pris en compte au cours des simulations en régimes statistiques et dynamiques sont : La recombinaison d'Auger.

Alors nous avons utilisé une recombinaison des modèles s'écrit comme suit : *Fermi Auger print*.

IV.3.1. Statistique de Fermi-Dirac

À l'équilibre thermodynamique, les électrons d'un semi-conducteur obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, $f(E, T)$ donnant la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie par un électron en fonction de la température absolue T du système.

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)} \quad (\text{IV. 8})$$

E_F : Le niveau de Fermi.

La concentration d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence s'écrit comme suit:

$$n = N_c F_{1/2}\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right) \quad (\text{IV. 9})$$

$$P = N_v F_{1/2}\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right) \quad (\text{IV. 10})$$

Où $F_{1/2}$ est désigné comme l'intégrale de Fermi-Dirac de l'ordre de $1/2$.

Si l'équation (IV.8) est une bonne approximation, les équations (IV.9) et (IV.10) peuvent être simplifiées a:

$$n = N_c \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right) \quad (\text{IV. 11})$$

$$P = N_v \left(\frac{E_V - E_F}{kT} \right) \quad (\text{IV. 12})$$

Avec la statistique de Fermi-Dirac l'équation (IV.7) devient comme suit :

$$D_n = \frac{\left(\frac{kT}{q} \mu_n \right) F_{1/2} \left\{ \frac{1}{kT} [E_{FN} - E_C] \right\}}{F - 1/2 \left\{ \frac{1}{kT} [E_{FN} - E_C] \right\}} \quad (\text{IV. 13})$$

$$D_p = \frac{\left(\frac{kT}{q} \mu_p \right) F_{1/2} \left\{ \frac{1}{kT} [E_{FP} - E_V] \right\}}{F - 1/2 \left\{ \frac{1}{kT} [E_{FP} - E_V] \right\}} \quad (\text{IV. 14})$$

IV.3.2. Recombinaisons Auger

Recombinaison Auger se produit à travers une transition de trois particules où l'énergie libérée lors d'une recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence est transférée à un autre électron ou autre trou.

Recombinaison Auger est couramment modélisée en utilisant l'expression [3]:

$$R_{\text{Auger}} = (C_n n + C_p p)(pn - n_{ie}^2) \approx C_n n^2 p + C_p p^2 n \quad (\text{IV. 15})$$

C_n et C_p sont, respectivement, les coefficients Auger pour les électrons et les trous.

IV.4. La méthode de simulation

La méthode utilisée dans ce travail pour la simulation est la méthode de Newton. Chaque itération de la méthode de Newton résout une version linéarisée de l'ensemble algébrique du système non linéaire.

IV.5. Structure étudiée du HBTInP/InGaAs

Dans notre travail, les résultats obtenus à la température ambiante ($T=300\text{K}$). La simulation est basée sur le maillage, l'épaisseur de région, le profil du dopage et la position d'électrodes qui ont défini, géographiquement dans la structure. Le tableau (IV.1) précise les choix effectués sur ces facteurs.

	Epaisseur (nm)	Dopage ($/\text{cm}^3$)	Type de dopage
Emetteur	125	6×10^{19}	N
Base	94	3×10^{18}	P
Collecteur	201	8×10^{18}	N
Substrat	390	/	/

Tableau IV.1 : Paramètres de définition de dimension et du dopage de la structure étudiée.

La structure verticale du dispositif est détaillée dans le tableau (IV.1). Le dispositif étudié est constitué d'un émetteur d'épaisseur de l'ordre 125 nm, le contact d'émetteur est réalisé avec une couche d'InP de type N. L'épaisseur de base $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ est de l'ordre 94 nm. Le collecteur et le substrat sont en InP, l'épaisseur du collecteur est de l'ordre 201 nm.

La structure IV.2 identifiant le maillage qui est introduit dans la simulation numérique. Dans cette étape, il y a un seul contact de base, un seul contact d'émetteur et un seul contact de collecteur.

Les résultats ci-dessus sont obtenus pour une structure de surface de $801 \times 2800 \text{nm}^2$ dans laquelle les électrodes sont centrées comme suit :

- L'émetteur situé entre $x_{\min}=0 \text{ nm}$ $x_{\max}=500 \text{ nm}$, $y_{\min}=0 \text{ nm}$ $y_{\max}=2 \text{ nm}$
- La base située entre $x_{\min}=1200 \text{ nm}$ $x_{\max}=2200 \text{ nm}$, $y_{\min}=125 \text{ nm}$ $y_{\max}=127 \text{ nm}$
- Le collecteur situé entre $x_{\min}=1200 \text{ nm}$ $x_{\max}=2200 \text{ nm}$, $y_{\min}=4000 \text{ nm}$ $y_{\max}=4200 \text{ nm}$.

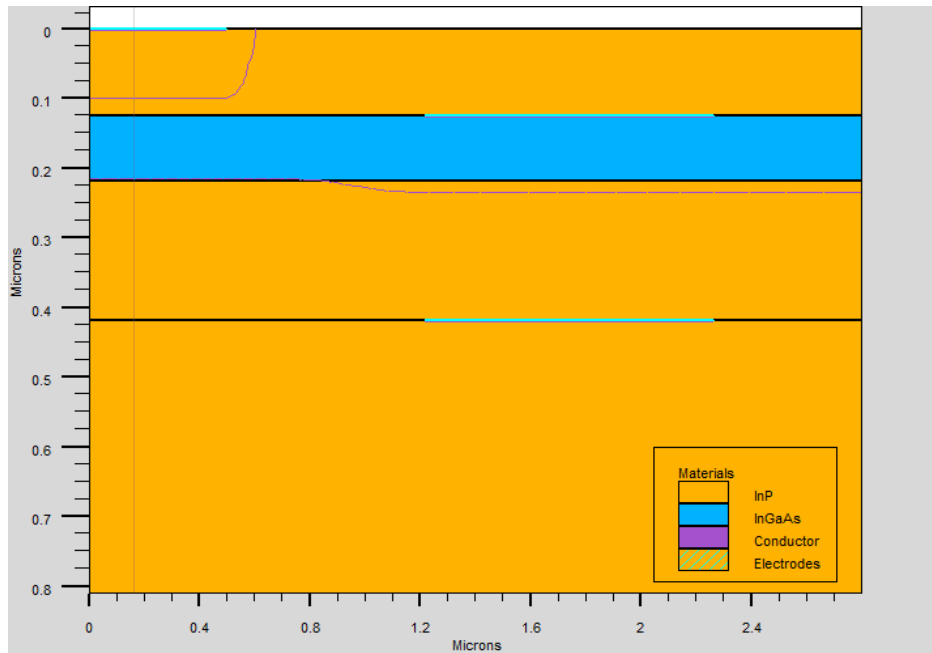


Figure IV.1 : Structure du HBT InP/InGaAs étudié.

La figure IV.2 présente le maillage en divers régions.

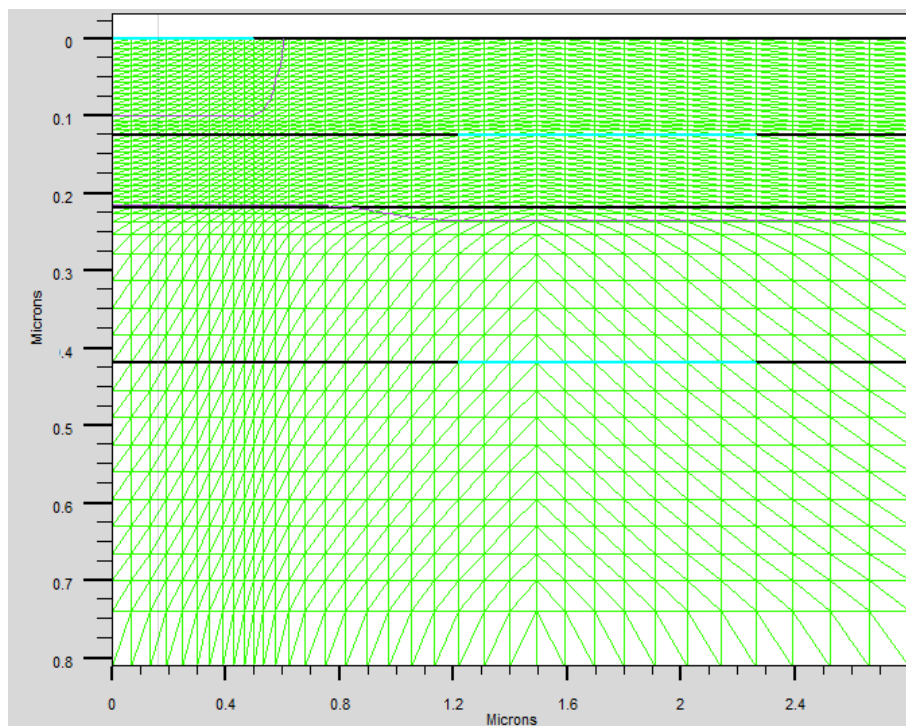


Figure IV.2 : Maillage du HBT InP/InGaAs étudié.

Pour pouvoir réaliser des hétérostructures comme celles des HEMTs, HBTs.....etc., il faut définir le substrat (le matériau dans lequel sera réalisé le dispositif). Les HBTs peuvent être fabriqués à partir de plusieurs types de substrats tels que les wafers de silicium, les verres en pyrex, et les céramiques. Notre choix est porté sur un substrat en InP.

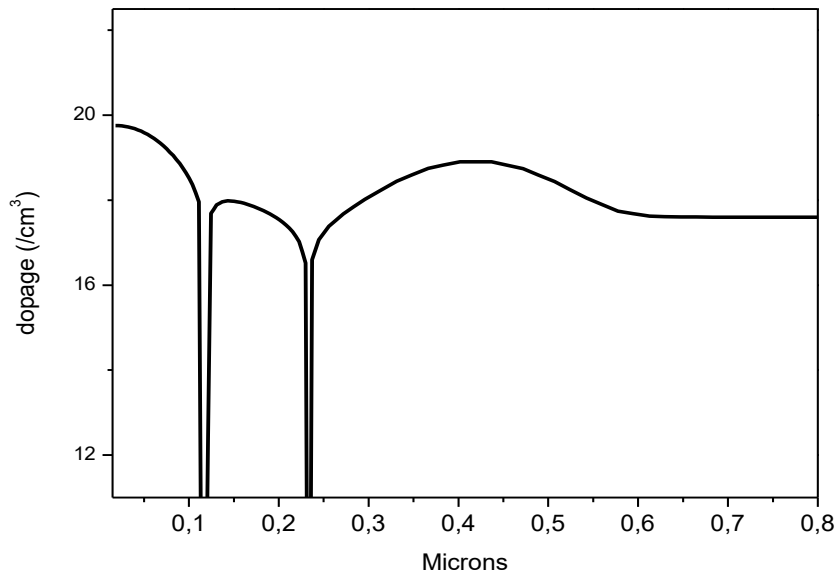


Figure IV.3 : Profil du dopage du HBT InP/InGaAs étudié.

Le profil du dopage est représenté dans la figure IV.3. On considère que la concentration surfacique est uniforme et de type N. La valeur de la concentration surfacique utilisée dans notre simulation est environ $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Le profil de dopage de l'émetteur, la base et le collecteur suit une distribution gaussienne.

- La jonction 100 nm est dopé par $6 \times 10^{19} \text{ (N) cm}^{-3}$.
- Le pic 140 nm est dopé par $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ (P)}$. Ce dopage localisé horizontalement a gauche de 1200 nm
- Le pic 400 nm est dopé par $3 \times 10^{18} \text{ (N) cm}^{-3}$. Ainsi nous avons dopé la jonction 215 nm par $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ (P)}$.

IV.5.1. L'hétérojonction InP/InGaAs/ InP

Le schéma des bandes à l'équilibre thermique de l'hétérojonction InP/InGaAs du type anisotype retenu est présenté à la figure IV.4.

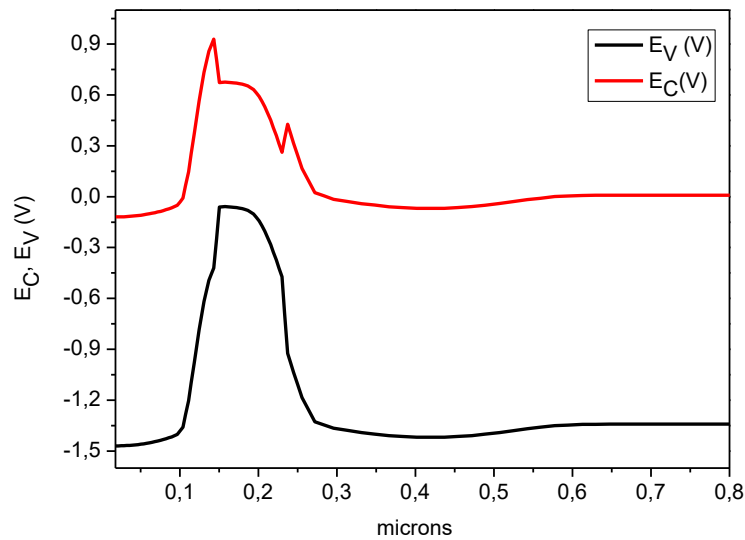


Figure IV.4 : Diagramme des bandes d'énergie du HBT InP/InGaAs étudié.

La largeur de la bande interdite d'InGaAs est 0.75 eV [4]. Ce matériau est utilisé pour la base. Le phosphure d'indium (InP) à un gap égal 1.35 eV [4], il est employé pour l'émetteur et le collecteur.

Le diagramme de bande à l'équilibre thermique de InP / InGaAs /InP est montré dans la Figure IV.4. Pour les systèmes à hétérojonction, la différence de bande interdite entre les matériaux est répartie entre les bandes de conduction et de valence. Le paramètre ALIGN spécifie la fraction de cette différence appliquée au bord de la bande de conduction. Ceci détermine la hauteur de barrière de l'électron et du trou et surpasse toute spécification d'affinité électronique.

Dans notre simulation, nous avons utilisé la différence de 36% entre la bande de conduction d'InGaAs et InP et la différence de 64 % entre la bande de valence.

Ci-dessous, nous présentons l'alignement de bande de conduction des hétérojonctions émetteur- base, base-collecteur sous plusieurs point de polarisation (voir la figure IV.5).

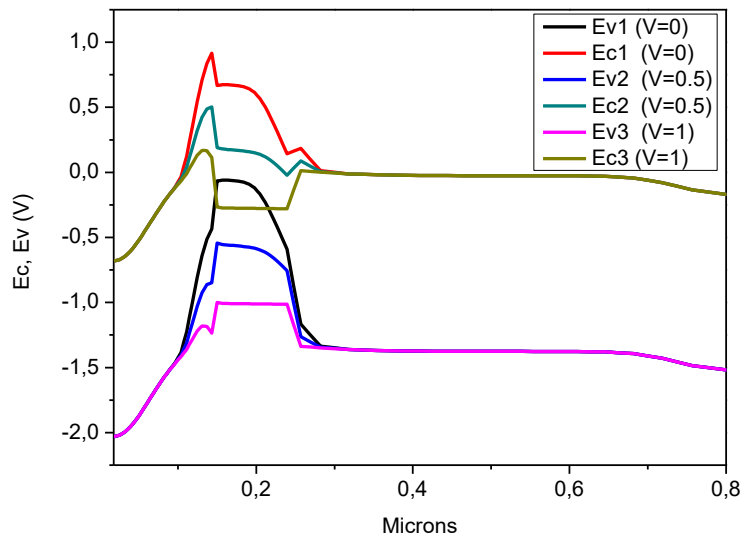


Figure IV.5 : Diagramme des bandes d'énergie du HBT InP/InGaAs étudié.

La figure IV.5 montre la diminution de la barrière de potentielle franchi par les électrons et les trous lorsqu'on augmente la valeur de la tension de polarisation (V_B). Alors, les électrons sont injectés dans la base et les trous injectés dans l'émetteur ce qui conduit à l'émergence de la recombinaison a l'interface. Il est donc nécessaire d'adapter le modèle et la méthode pour étudier les propriétés électriques de ce composant.

IV.6. Caractéristiques statiques

IV.6.1. Les courbes de Gummel

Les courbes de Gummel présentent le courant de base et du collecteur en fonction de la tension de base-émetteur. La représentation de ces courbes dans le régime de fonctionnement direct normal permet de mettre en évidence des informations sur les résistances séries de la base et de collecteur et sur la nature de courant. Le tracé de Gummel nécessite de préciser les valeurs de mobilité des électrons et des trous. Les valeurs utilisées au cours de notre simulation sont regroupées dans le tableau IV.2.

	InP	InGaAs
μ_n (cm ² /V.s)	4000 ^[5]	12000
μ_p (cm ² /V.s)	150	80

Tableau IV.2 : Les valeurs des mobilités des électrons et des trous.

La figure suivante présente les courbes de Gummel du HBT étudié.

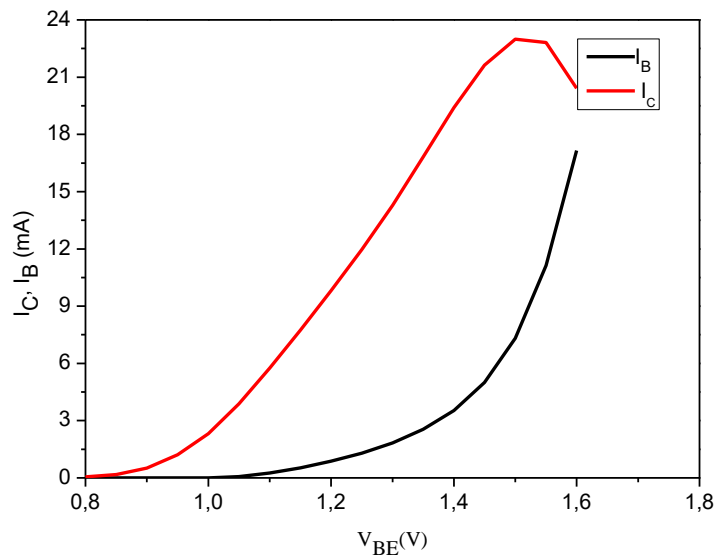


Figure IV.6 : Courbes de Gummel du HBT étudié.

A faible polarisation V_{BE} , le courant de base est dominé par la recombinaison de type auger et par un courant liée à de l'effet de tunnel assisté par des pièges, en suite le comportement est régulier.

Pour les polarisations intermédiaires ($1,0V < V_{BE} < 1,5 V$), le courant de base et de collecteur augmente avec l'augmentation de V_{BE} suivant la loi exponentielle.

Pour les fortes polarisations V_{BE} ($V_{BE} > 1,5 V$), les effets de résistances séries apparaissent et sont responsables de la décroissance du courant collecteur par rapport aux courbes idéales.

D'autre part, en remarquant qu'il un grand écart entre le courant de base et le courant du collecteur, car le passage des trous ne fonctionne pas correctement avec la recombinaison d'auger dans la base. Ce caractère surprenant ne doit pas produire à croire que seul le courant collecteur est effectué par le dopage pour l'hétérojonction InP/InGaAs, la différence de bande interdite est essentiellement une discontinuité de bande de valence qui filtre le passage des trous vers l'émetteur. Le défaut de simulation sur ce point n'a pas de conséquence sur la validité des résultats pour le courant majoritaire. Ici, nous ne pouvons pas reproduire convenablement le gain en courant.

Le gain en courant $\beta = \frac{I_C}{I_B}$ de ce transistor est élevé, il est représenté dans la figure ci-dessous.

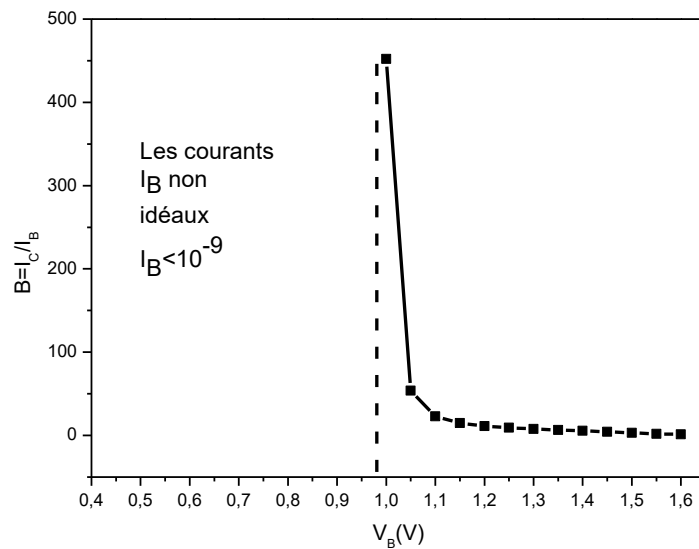


Figure IV.7 : Gain en courant du HBT InP/InGaAs étudié

Au dessus de 1V le courant de base obtenu est très petit par rapport au courant du collecteur a cause de recombinaison de type auger au voisinage de la jonction émetteur -base.

Quand $1\text{ V} < V_{BE} < 1.6\text{V}$ le courant de base devient en micron ampère, ceci nous permet d'obtenir un gain très élevé environ 452, cette valeur dépend du dopage élevé de l'émetteur et la nature du courant de base. Les travaux expérimentaux montrent que cette valeur a été obtenue dans le cas d'un HBT SiGe/Si en 2011 [6].

IV.6.2. Les caractéristiques I_C - V_C

On polarise le transistor dans les conditions normales de fonctionnement.

- ✚ La diode émetteur-base est polarisée en direct $V_{BE} > 0$.
- ✚ La diode base-collecteur est polarisée en inverse $V_{CB} < 0$.

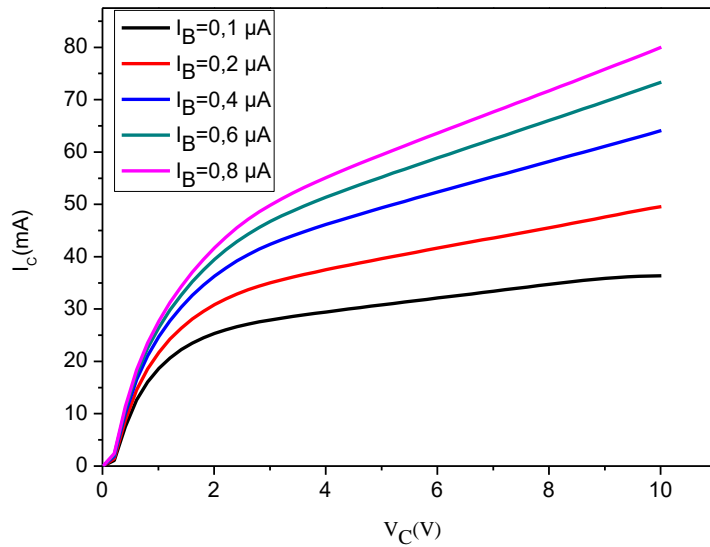


Figure IV.8 : Réseau de sortie du HBT InP/InGaAs étudié

Les courbes obtenues sont pour des valeurs de courant de base variées de $0.1 \mu\text{A}$ jusqu'à $0.8 \mu\text{A}$ avec un pas de $0.1 \mu\text{A}$. Lorsque V_{CE} est appliquée au HBT et avec leur augmentation, V_{BE} augmente et favorise l'injection des électrons dans le collecteur, ce qui se traduit par une augmentation d' I_C . Tant que la tension V_{CE} est inférieure à V_{sat} , la jonction base-collecteur reste polarisée en direct, le HBT est en régime linéaire.

Dans cette partie la tension V_{CE} exprime comme suit :

$$V_{CE} = V_{CB} + V_{BE} = V_{CB'} + R_C \cdot I_C + V_{BE'} + R_E \cdot I_E \quad (\text{IV.16})$$

$V_{CB'}$ et $V_{BE'}$ sont les tensions base-collecteur et émetteur-base intrinsèques réellement appliquées au niveau des jonctions.

Lorsque $V_{CE} = V_{sat}$, la tension au niveau de la jonction base-collecteur $V_{CB'}$ s'annule et on a alors :

$$V_{CE} \approx V_{BE'} + (R_E + R_C) \cdot I_C \quad (\text{IV.17})$$

Au-delà de la tension de saturation, le HBT est en régime de fonctionnement normal : la tension V_{CE} est suffisamment élevée pour que l'émetteur-base et base-collecteur soient polarisés respectivement en direct et en inverse. Le gain en courant du transistor est maximum et est proportionnel à l'écartement entre 2 courbes $I_C(V_{CE})$.

L'effet Early est dû à une légère influence de V_{CE} sur I_C (à I_B fixe). En effet, lorsque V_{CE} augmente, le volume de la région de déplétion de la jonction BC augmente. En particulier, la

région de déplétion s'étend dans la base et en diminue sa largeur. Par conséquent, les électrons injectés par l'émetteur doivent parcourir une distance plus courte avant d'être collectés, ce qui se traduit par un accroissement du gain β . Ainsi, à I_B fixe, l'effet Early conduit à une augmentation d' I_C proportionnelle à celle de V_{CE} .

La tension d'Early V_A est un paramètre variant typiquement entre cinquante et la centaine de volts. La densité maximale du courant obtenue à partir de ce réseau de l'ordre $75 \text{ mA}/\mu\text{m}$

IV.7. Caractéristiques dynamique

Le transistor bipolaire à hétérojonction HBT se caractérise par deux fréquences importantes : la fréquence de transition f_T et la fréquence de transition maximale f_{MAX} .

Les mesures obtenues sont réalisées dans la bande de fréquence [10 MHz-20GHz] pour plusieurs points de polarisation.

Le gain dynamique en courant H_{21} et le gain de Mason U , ont été calculés à partir des mesures des paramètres [S] [7].

Sur la figure ci-dessous nous avons reporté les résultats fréquentielles de mesure obtenus par la simulation au point de polarisation $V_{CE}=1.02 \text{ V}$

IV.7.1. Le gain dynamique

Le gain en courant peut être calculé à partir des paramètres S suivant l'expression suivante :

$$H_{21} = -2 \frac{S_{21}}{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12} \cdot S_{21}} \quad (\text{IV. 18})$$

Ce gain suit une évolution en -20 dB par décade en fonction de la fréquence, ce qui permet son extrapolation jusqu'à la fréquence de transition du gain en courant (f_T) qui correspond à $|H_{21}|=1$ (0 dB).

Le gain en courant H_{21} en fonction de fréquence obtenue par Silvaco est illustré ci-dessous.

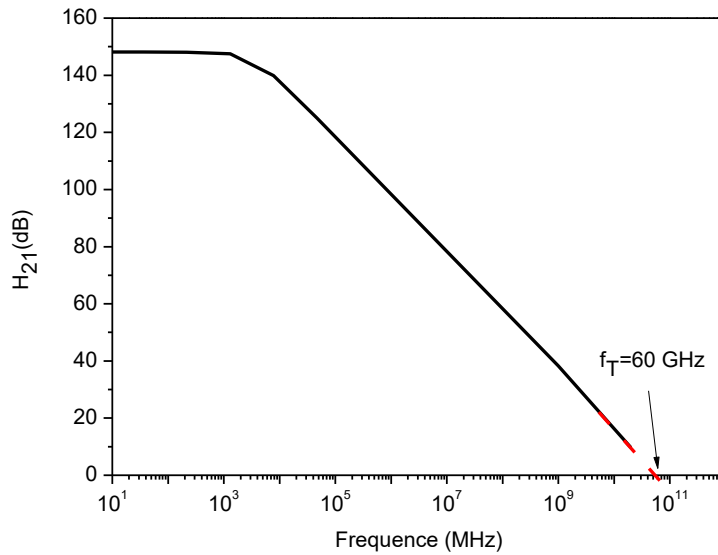


Figure IV.9 : Gain en courant en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié

IV.7.2. Le gain en puissance

Le gain Unilatéral ou gain de Mason, noté U, est le gain en puissance, Son expression est la suivante :

$$U = \frac{|S_{21} - S_{12}|^2}{2(\text{Re}(S_{11})\text{Re}(S_{22}) - \text{Re}(S_{12})\text{Re}(S_{21}))} \quad (\text{IV. 19})$$

A partir de celui-ci, on détermine la fréquence maximale d'oscillation f_{max} où $U=1$ (0 dB).

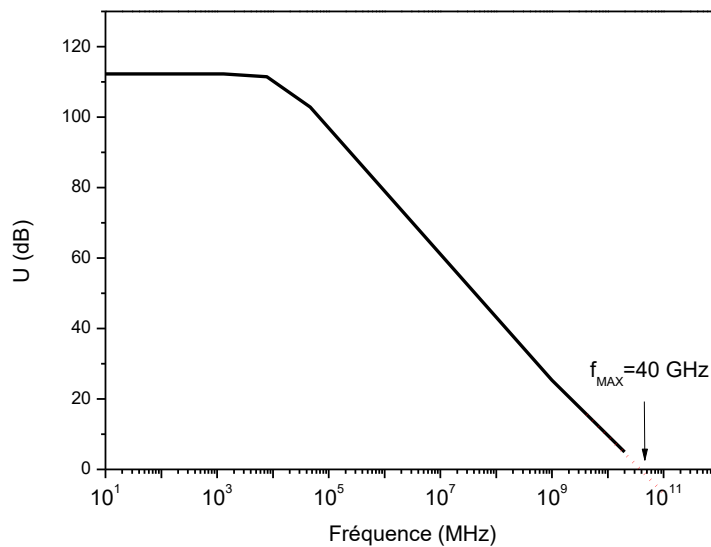


Figure IV.10 : Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Les représentations IV.9 et IV.10 nous permet d'extraire la valeur de la fréquence de transition et la fréquence de transition maximale qui sont indiquée dans le tableau IV.3.

	f_T (GHz)	f_{MAX} (GHz)
HBT InP/In _{0.53} Ga _{0.47} As	60	40

Tableau IV.3 : Les caractéristiques dynamique d'un HBT étudié.

Les mesures des caractéristiques dynamiques du transistor d'une surface de $810 \times 2800 \text{ nm}^2$ donnent une fréquence $f_T = 60 \text{ GHz}$ et une fréquence maximale $f_{MAX} = 40 \text{ GHz}$. La petite valeur de la fréquence maximale f_{MAX} par rapport au f_T est due à la grande capacité de la jonction collecteur-base (C_{BC}) et à la résistance élevée de la base (R_B).

La forte valeur de R_B est due au faible dopage de base et sa capacité élevée (C_{BC}). Pour améliorer les performances de ce composant, nous proposerons:

- ✚ De diminuer les dimensions latérales et verticales du composant étudié.
- ✚ De réduire la résistance spécifique de la couche de base en augmentant leur dopage.
- ✚ De changer la position des pics et des jonctions du dopage.

IV.8. Influence de l'épaisseur de la base sur f_T et f_{MAX}

Les performances fréquentielles du HBT de type NPN dépendent des temps de transit des électrons à travers la base et le collecteur, pour réduire ce dernier en diminuant l'épaisseur des couches active du transistor. Ainsi, le bon fonctionnement du transistor nécessite des zones à faible résistivité, on la réduit par l'augmentation du dopage. Dans cette partie, nous avons élaboré des tests sur l'épaisseur et le dopage pour aboutir à des résultats plus développés. L'épaisseur (W_B) et le dopage (N_A) de la base règlent un compromis entre

- Temps de transit (τ_B)
- Résistance de base (R_B)

On a commencé par la réduction de l'épaisseur de la base, les choix effectués sont indiqués dans le tableau (4.4).

	Épaisseur 1	Épaisseur 2	Épaisseur 3
Épaisseur de base (nm)	90	64	60

Tableau IV.4 : les choix effectués sur l'épaisseur.

Ci-dessous, nous avons présenté les graphes du gain dynamique et le gain en puissance en fonction de la fréquence.

Les mesures obtenues sont réalisées dans la bande de fréquence [10 MHz-20GHz] pour plusieurs points de polarisation.

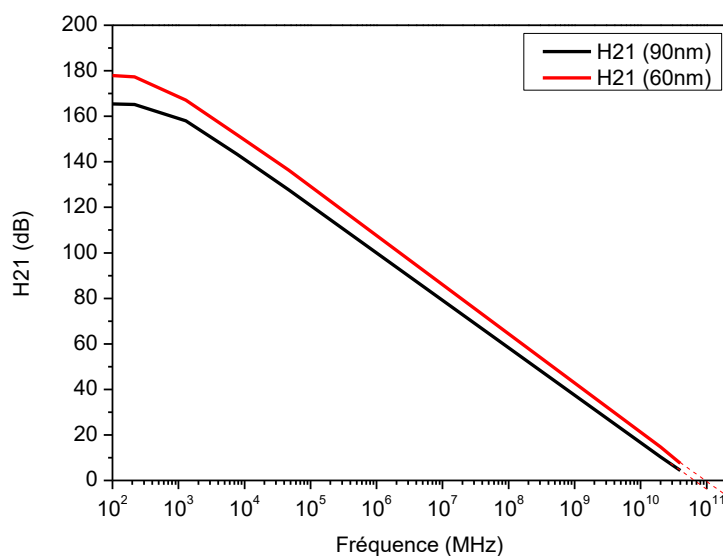


Figure IV.11 : Gain dynamique en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour deux épaisseurs de base.

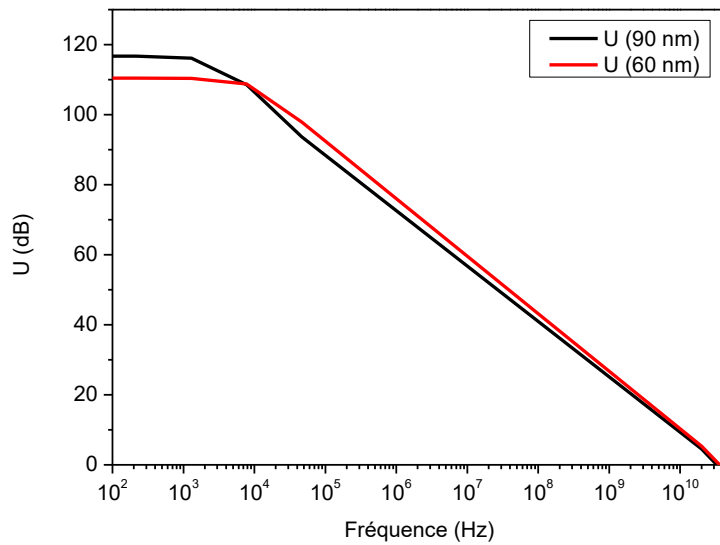


Figure IV.12 : Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour deux épaisseurs de base.

Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Épaisseur de base (nm)	64	80	195
f_T (GHz)	100	95	80
f_{MAX} (GHz)	46	45	40

Tableau IV.5: Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

A partir de la figure IV.11 et IV.12, nous constatons que les valeurs de f_T et f_{MAX} augmentent avec la diminution de l'épaisseur de la base. On aura donc intérêt à diminuer l'épaisseur de la couche d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

IV.9. Influence du dopage de la base sur les caractéristiques fréquentielles

Notre objectif est de chercher à améliorer les performances fréquentielles du HBT à base de InP/InGaAs. A ce titre nous avons fait varier le dopage de la base afin de réduire sa résistivité. Nous avons, ensuite, déduit les valeurs des fréquences f_T et f_{MAX} pour chaque valeur du dopage (voir tableau IV. 6)

Dopage 1	Dopage 2	Dopage 3
$8 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{19}$

Tableau IV.6 : Les choix effectués sur le dopage.

Concernant, les dimensions et les dopages de l'émetteur et ceux du collecteur, restent les mêmes que dans la première partie. Le seul changement a été effectué au niveau de l'épaisseur de la base. Nous avons pris en considération les résultats obtenus à partir des tests de l'influence de l'épaisseur de la base sur les fréquences f_T et f_{MAX} . Les plus grandes valeurs des fréquences f_T et f_{MAX} ont été obtenus pour une valeur de l'épaisseur de la base égale à $W_B=64$ nm. Nous avons donc retenu cette valeur pour la suite des simulations.

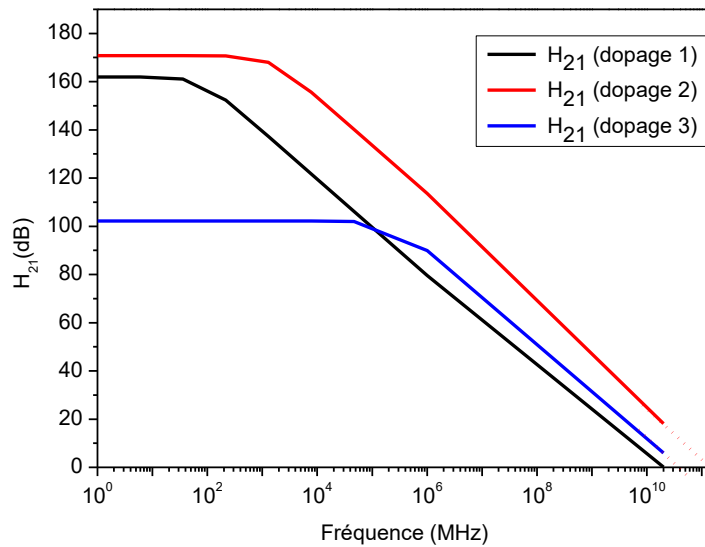


Figure IV.13 : Gain dynamique en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour trois dopages de base.

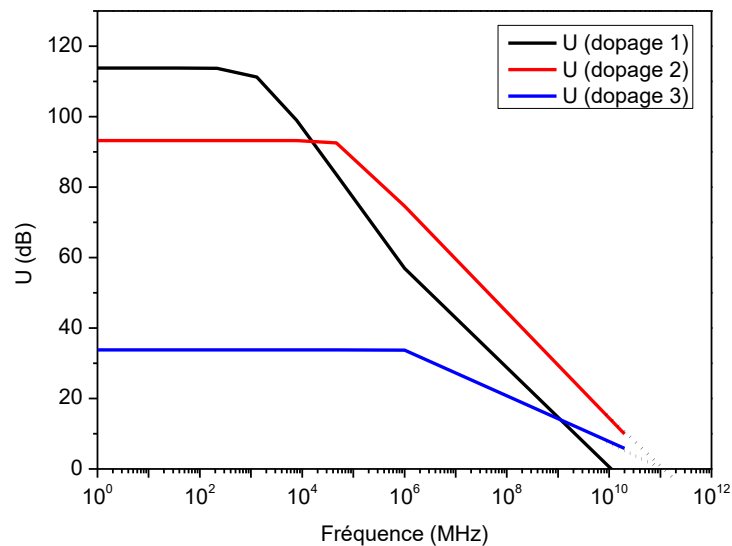


Figure IV.14 : Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour trois dopages de base.

Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Dopage de base	Dopage 1	Dopage 2	Dopage 3
f_T (GHz)	100	130	105
f_{MAX} (GHz)	46	115	100

Tableau IV.7 : Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

Les meilleurs résultats fréquentielle obtenu si le dopage de la base plus grand que le dopage du collecteur et plus petit que le dopage de l'émetteur. On constate que expression du gain en courant est inversement proportionnel au dopage de la base. Cependant on ne peut pas diminuer de façon trop importante le dopage de la base car cette diminution traduit par une augmentation de la résistance intrinsèque de la base qui dégrade les performances du transistor en haute fréquence.

IV.10. Influence du dopage de collecteur et d'émetteur sur f_T et f_{MAX}

L'expression (IV.19) montre la dépendance entre f_T et R_E+R_C . La valeur de f_T est obtenue faible si la somme R_E+R_C est élevé, sera pénalisée par la plus forte résistance de l'émetteur et du collecteur d'un transistor NPN.

$$f_T = \frac{1}{2\pi \left(\tau_F + (R_E + R_C)C_{JC} + \frac{KT}{qI_C} (C_{JC} + C_{JE}) \right)} \quad (IV. 19)$$

Dans cette partie, nous avons varié le dopage de l'émetteur et du collecteur (voir tableau IV. 8).

Dopage	Dopage 1	Dopage 2	Dopage 3
Émetteur	$5.1 \cdot 10^{19}$	$5.5 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{19}$
Collecteur	$2 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^{19}$

Tableau IV.8 : les choix effectué sur le dopage.

Les figures IV.15 et IV.16 donne les variations de f_T et f_{MAX} en fonction de la fréquence pour trois choix différent (un dopage gaussien).

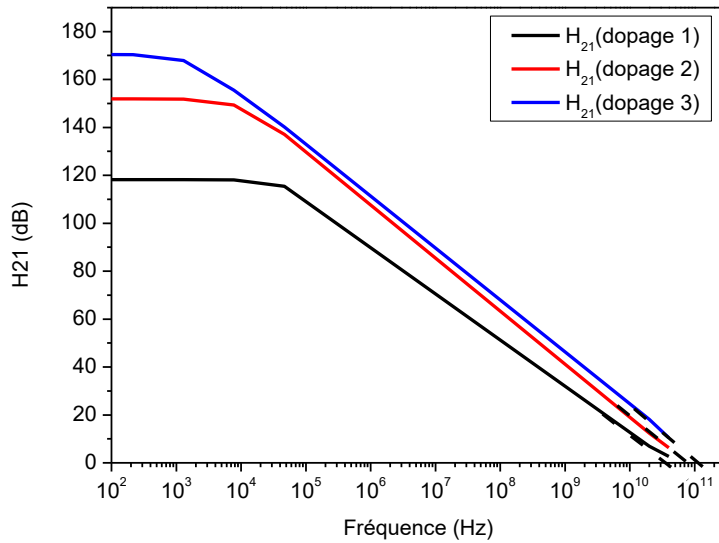


Figure IV.15 : Gain dynamique en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs pour trois valeurs du dopage de l'émetteur et du collecteur.

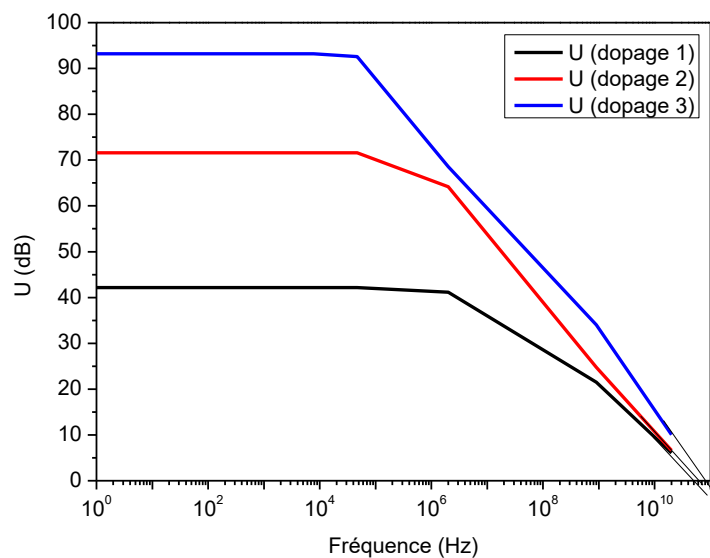


Figure IV.16 : Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié et pour trois valeurs du dopage de l'émetteur et du collecteur.

Les résultats obtenus sont illustrés dans le tableau IV.9, il apparaît clairement que l'augmentation du dopage de l'émetteur et du collecteur entraîne une augmentation de f_T et f_{MAX} à cause de la réduction de la résistance ($R_E + R_C$). Si on compare avec les résultats précédents, nous observons une amélioration. Mais toujours on trouve une valeur de f_{MAX} plus petite que la valeur de f_T , on peut expliquer ce comportement par la grande résistivité de la base.

Dopage	Dopage 1	Dopage 2	Dopage 3
f_T (GHz)	100	110	150
f_{MAX} (GHz)	47	66	100

Tableau IV.9 : Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

IV.11. Influence de l'épaisseur de l'émetteur sur les caractéristiques fréquentielle

Ici, nous présentons les performances dynamiques du HBT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur de l'émetteur. Nous avons choisi de varier l'épaisseur de 120 nm à 125 nm, la base et le collecteur ont les mêmes dimensions précédente.

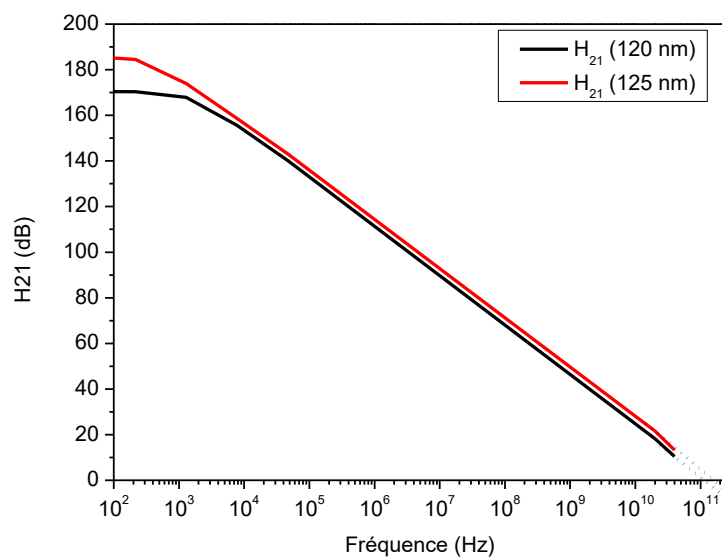


Figure IV.17: Gain dynamique en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié pour deux épaisseurs de l'émetteur.

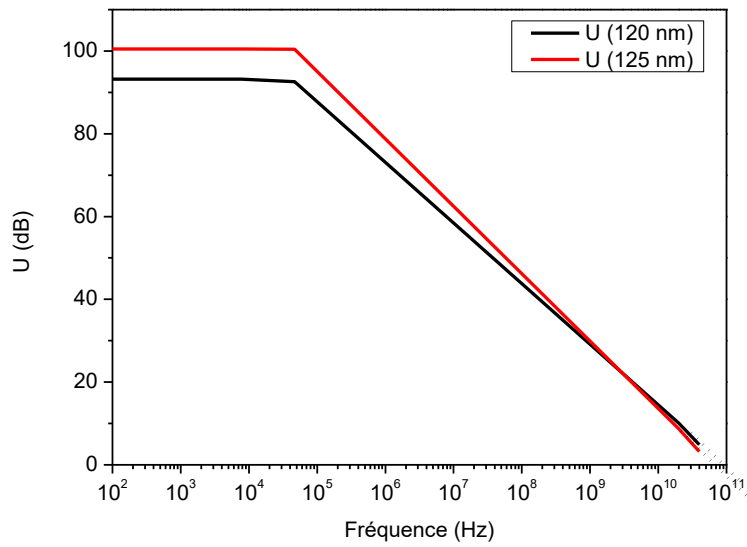


Figure IV.18 : Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudiée pour deux épaisseurs de l'émetteur.

Épaisseur (nm)	125	120
f_T (GHz)	150	160
f_{MAX} (GHz)	95	115

Tableau (4.10): Les valeurs de f_T et f_{MAX} obtenus.

Les figures IV.17 et IV.18 permettent de mettre en évidence un accroissement de f_T et f_{MAX} . Ces améliorations des performances dynamiques sont essentiellement dues à la réduction de la capacité base-émetteur.

IV.12. Structure du transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs

Dans cette partie une nouvelle structure sera simulée, le tableau ci-dessous indique les facteurs introduits dans la simulation, on voit bien que nous avons diminué les dimensions de notre structure, et augmenter le dopage de base par rapport au dopage du collecteur. Les résultats obtenus restent à la température ambiante ($T=300K$). Nos choix sont indiqués dans le tableau ci dessous.

	Epaisseur (nm)	Dopage (/cm ³)	Type de dopage
Emetteur	80	7×10^{19}	N
Base	40	3×10^{19}	P
Couche en InGaAs	10	/	/
Collecteur	110	1×10^{19}	N
Substrat	40	/	/

Tableau IV.11 : Paramètres de définition de dimension et du dopage de la structure étudié.

Le dispositif étudié est constitué d'un émetteur d'épaisseur de l'ordre 80 nm, réalisé avec une couche d'InP de type N. L'épaisseur de base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est de l'ordre 40 nm. Le collecteur et le substrat sont en InP, l'épaisseur du collecteur est de l'ordre 110 nm.

Les résultats ci-dessus sont obtenus pour une structure de surface de $280 \times 730 \text{ nm}^2$ dans laquelle les électrodes sont centrées comme suit :

- L'émetteur situé entre $x_{\min}=350 \text{ nm}$ $x_{\max}=500 \text{ nm}$, $y_{\min}=-0.03 \text{ nm}$ $y_{\max}=0 \text{ nm}$
- La base située entre $x_{\min}=530 \text{ nm}$ $x_{\max}=680 \text{ nm}$, $y_{\min}=80 \text{ nm}$ $y_{\max}=84 \text{ nm}$
- Le collecteur situé entre $x_{\min}=530 \text{ nm}$ $x_{\max}=680 \text{ nm}$, $y_{\min}=120 \text{ nm}$ $y_{\max}=123 \text{ nm}$

La structure IV.20 identifiant le maillage qui est introduit dans la simulation numérique.

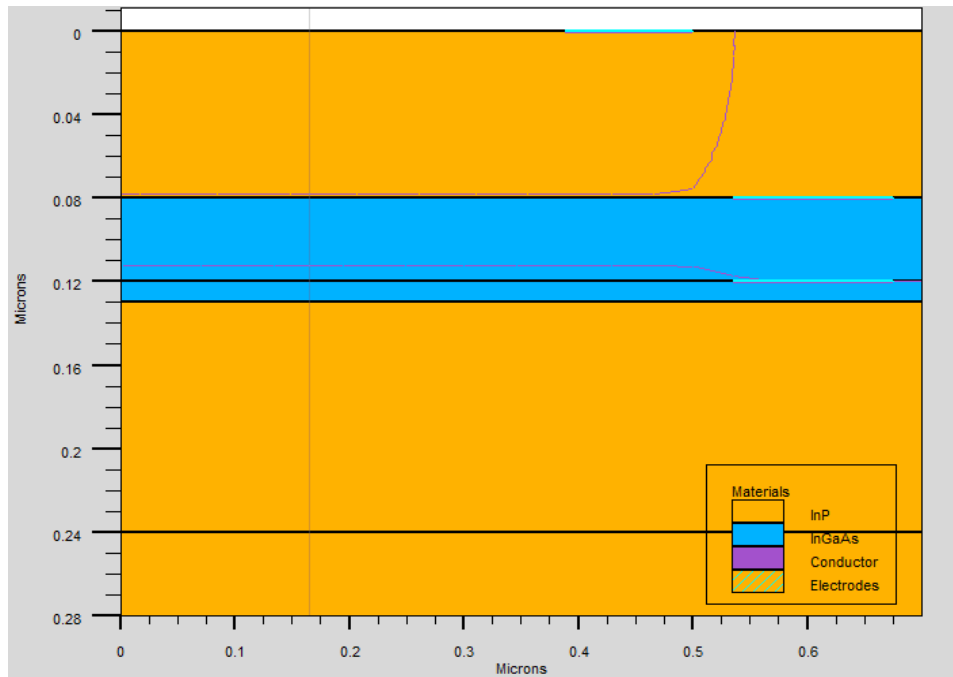


Figure IV.19 : Structure du HBT InP/InGaAs étudié.

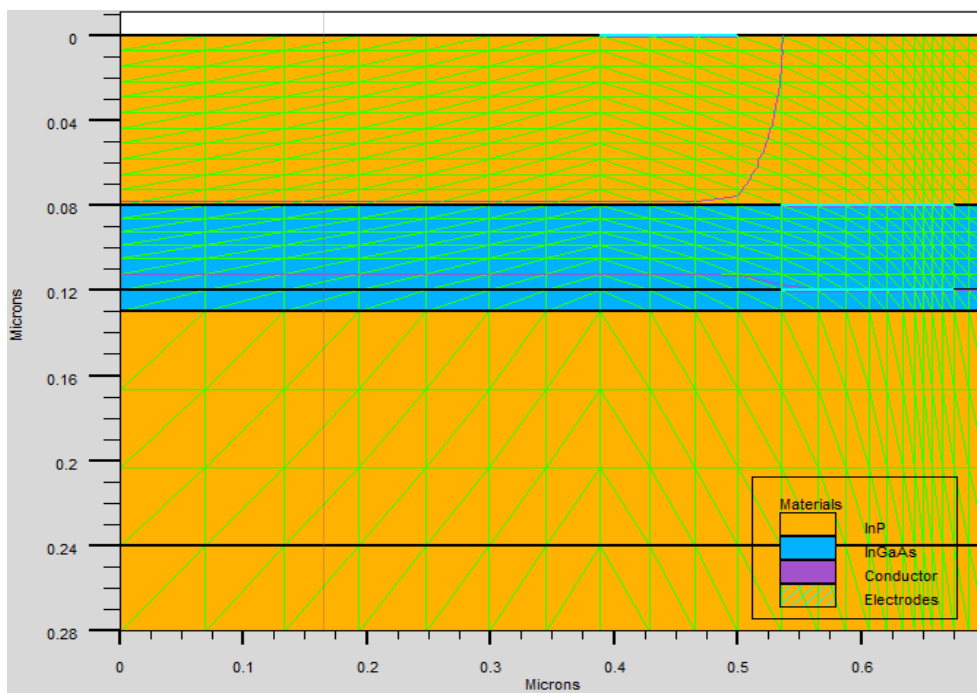


Figure IV.20 : Maillage du HBT InP/InGaAs étudié.

Le profil du dopage est représenté dans la figure IV.21.

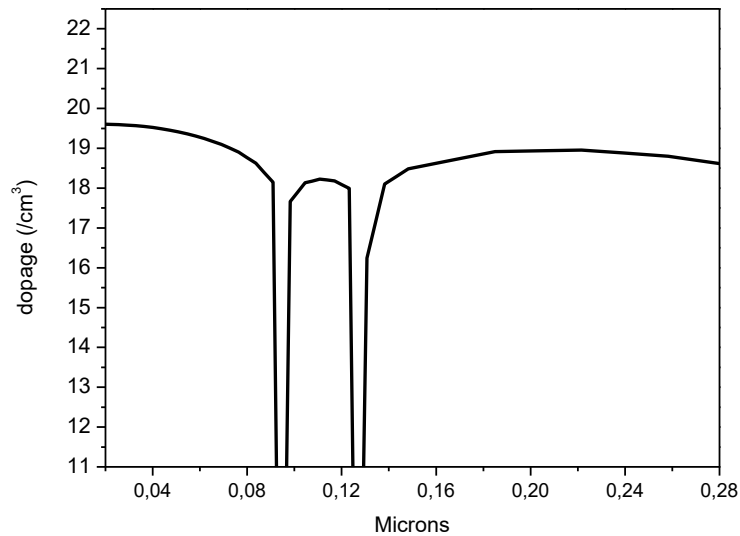


Figure IV.21 : Profil du dopage du HBT InP/InGaAs étudié.

On considère que la concentration surfacique est uniforme et de type N. La valeur de la concentration surfacique utilisée dans notre simulation est environ 1.10^{15} (cm^{-3}). Le profil de dopage de l'émetteur, la base et le collecteur suit une distribution gaussienne.

- La jonction 78 nm est dopée par $N.7.10^{19}$ ($/\text{cm}^3$). Ce dopage localisé horizontalement entre $x=0 \mu\text{m}$ et $x=0.49 \mu\text{m}$.
- Le pic 180 nm est dopé par $N 1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ainsi, nous avons dopé la jonction 120 nm par $P 3. 10^{19}$.

IV.12.1. Hétérojonction InP/InGaAs/InP

La différence entre les deux bandes de conduction et de valence engendre une discontinuité au niveau du raccordement.

Il y a trois méthodes pour définir le raccordement de ces bandes, ces méthodes sont : La règle d'affinité, En utilisant le paramètre ALIGN sur l'instruction MATERIAL, Et Ajustement manuel de l'affinité matérielle.

La règle d'affinité : La règle d'affinité affecte la discontinuité de bande de conduction égale à la différence entre les affinités d'électrons de deux matériaux. La méthode de la règle d'affinité est utilisée par défaut pour tous les matériaux où le paramètre ALIGN n'a pas été défini sur l'instruction MATERIAL

Ajustement manuel de l'affinité matérielle : Le paramètre AFFINITY peut être utilisé pour ajuster manuellement le décalage de la bande de conduction. Dans ce cas, l'affinité électronique de la plus grande bande interdite est ajustée de sorte que la différence entre la

différence entre les deux matériaux affinité est égale au décalage désiré de bande de conduction. Lorsque plus de deux matériaux différents, Chaque affinité matérielle peut être ajustée de cette manière. C'est la méthode la plus simple pour manipuler de multiples matériaux et hétérojonctions.

Utilisation du paramètre ALIGN dans l'instruction MATERIAL : ALIGN désigne la fraction de la différence de bandgap qui apparaîtra comme discontinuité de la bande de conduction. L'alignement entre InP et InGaAs est égale 0.36 (Align=0.36), ceci indique que 36% de la différence de bande interdite entre l'InGaAs et InP est appliquée à la bande conduction et 64% est appliquée à la bande de valence. Par exemple, si la différence de largeur de bande interdite (E_g) pour ce système de matériau est de 0,6 eV, alors la hauteur de la barrière de bande de conduction est 0,216 eV et la hauteur de la barrière de la bande de valence est de 0,384 eV. Le schéma de bandes à l'équilibre thermique de l'hétérojonction InP/InGaAs est présenté à la figure IV.21.

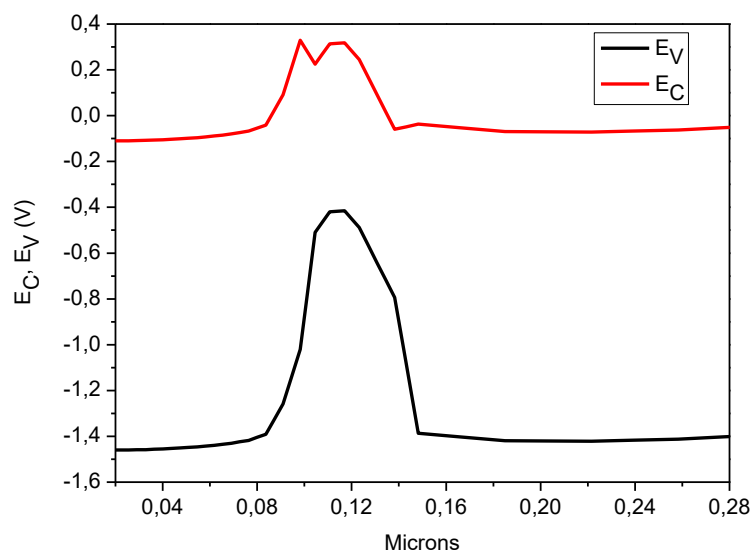


Figure IV.22 : Diagramme de bandes d'énergie du HBT InP/InGaAs étudié.

IV.13. Caractéristiques statiques

IV.13.1. Courbes de Gummel

Le tracé de Gummel de la nouvelle structure du transistor étudié est présenté dans la figure IV.23. En environnement de mesure hyperfréquence, on peut observer des composantes de courant de base dite "non idéales" ($I_B < 5-10\text{nA}$) dont la loi d'évolution avec la tension V_{BE} n'est pas exponentielle.

Les valeurs de mobilité des porteurs majoritaires introduites dans notre simulation sont indiquées dans le tableau IV.12.

	InP	InGaAs
μ_n (cm ² /V.s)	4000	3000
μ_p (cm ² /V.s)	80	100

Tableau IV.12 : Les valeurs des mobilités des électrons et des trous.

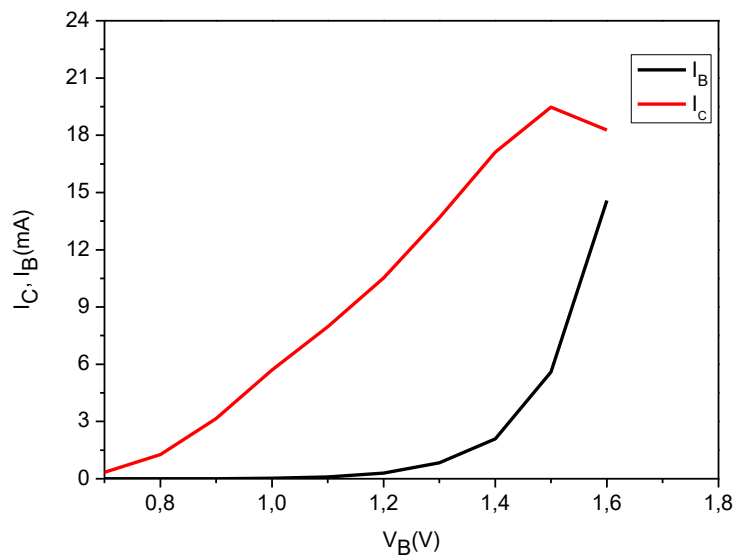


Figure IV.23 : Courbes de Gummel du HBT InP/InGaAs étudié.

Il est remarquable que le courant de base soit relativement identique d'un transistor à un autre, et que la différence se porte principalement sur le courant du collecteur. Ce caractère surprenant ne doit pas conduire à croire que seul le courant collecteur est affecté par les modifications de dopage, les dimensions...etc.

Des faibles niveaux de courants aux plus forts, la description du Gummel a déjà été évoquée dans la première partie.

A faible polarisation ($V_{BE} < 0,8$ V), le passage du courant des trous ne fonctionne pas correctement. Ensuite le comportement régulier. Nous rappelons que le courant de base du HBT InP/InGaAs est principalement un courant de recombinaison dans la base, le courant de trous de la base injectés vers l'émetteur étant négligeable compte tenu de la discontinuité très élevée en bande de valence. Ici, nous ne pouvons pas reproduire convenablement le gain en courant. Pour les polarisations intermédiaires ($0,8 \text{ V} < V_{BE} < 1,6$), les courant de base et de collecteur augmente avec l'augmentation de V_{BE} suivant la loi exponentielle. Ainsi, nous

observons une augmentation rapide du courant de collecteur que celle de base. En constatant que la mobilité électronique dans la base est faible. En suite, à plus fortes polarisation nous observons un ralentissement de l'augmentation du courant du collecteur. Plusieurs raisons expliquer cela : l'influence des résistances de base et de l'émetteur, le phénomène de quasi-saturation.

La figure IV.24 illustre le gain en courant en fonction du courant du collecteur.

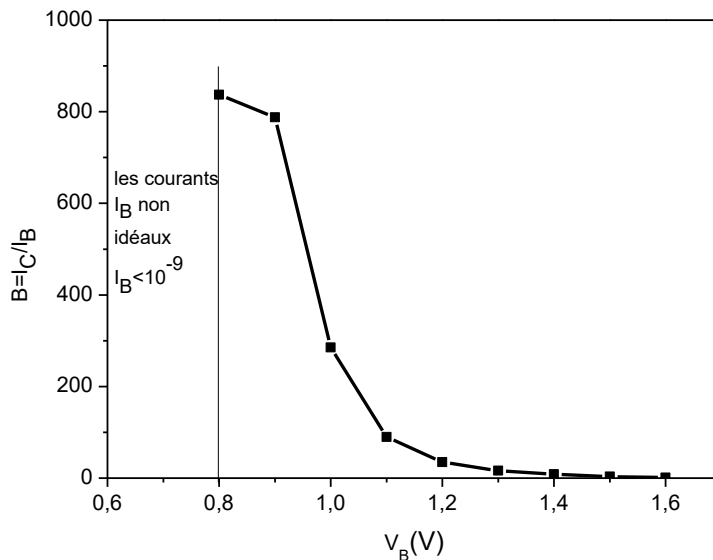


Figure IV.24 : Gain en courant du HBT InP/InGaAs étudié.

La valeur du gain en courant obtenu est élevée. C'est l'un des avantages du HBTs par rapport aux transistors bipolaires homojonction. Le gain en courant dépend de la géométrie du transistor et des paramètres du semi-conducteur tels que dopages (niveaux et profils) et de la durée de vie des porteurs minoritaires. Ici nous avons obtenu un gain très élevé environ 800.

IV.14. Caractéristiques dynamiques

IV.14.1. Gain dynamique et le gain en puissance

Les simulations sont réalisées dans la plage de fréquence de 100 MHz à 89GHz. Le gain dynamique et le gain en puissance sont représentés sur la figure IV.25 et IV.26 en fonction de la fréquence.

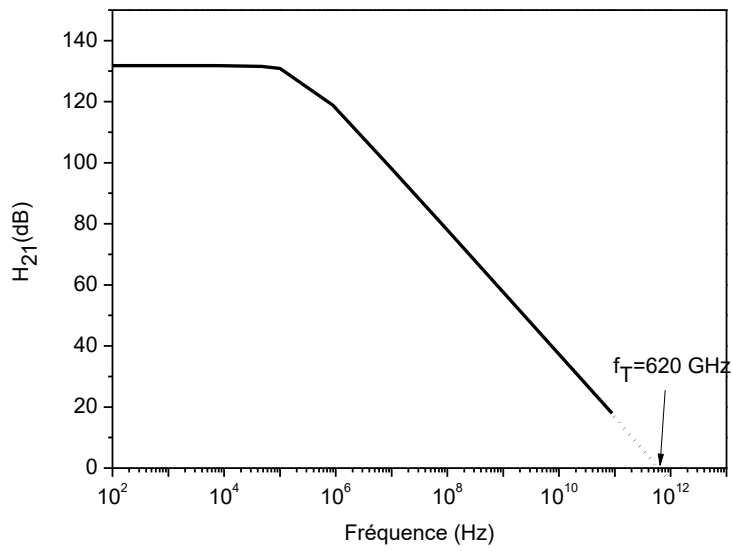


Figure IV.25 : Gain dynamique en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

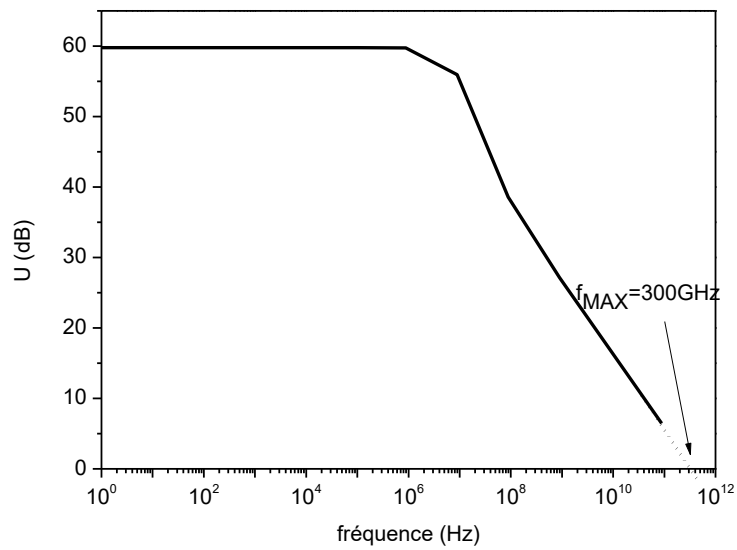


Figure IV.26 : Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Le tableau IV.13 résume les performances fréquentielles de HBT InP/InGaAs.

Laboratoire	f_T (GHz)	f_{MAX} (GHz)	filière	Année
Université de l'Illinois Urbana Champaign [8]	765 (294K)	227 (294 K)	InP/InGaAs	2006
	845 (218K)	263 (218 K)		
Université de Cal à Santa Barbara [9]	360 (294 K)	800 (294)	InP/InGaAs	2009
UIUC [10]	710	340	InP/InGaAs	2005
Nos résultats	620	300	InP/InGaAs	(2017)

Tableau IV.13 : Résumé des performances fréquentielles de la filière InP/InGaAs

Les meilleures performances dynamiques pour HBT InP/InGaAs ont été obtenues par des équipes américaines. Les meilleures performances à température ambiante pour f_T et f_{MAX} sont respectivement 765 GHz et 800 GHz. Ces performances ont été obtenues par équipes de Milton Freng (UIUC) et de Mark Rodwell (UCSB) [8] [9].

La structure du HBT InP/InGaAs utilisée par UIUC est une structure épitaxiale avec une couche de base d'épaisseur $W_B=12.5$ nm ayant un profil graduel d'InGaAs [10]. L'épaisseur du collecteur est de l'ordre de 55nm. La résistance de contact d'émetteur a été améliorée par l'introduction d'une couche graduelle d'InAs pseudo-morphique, laquelle peut être dopée plus fortement en donneur [10].

Concernant la structure du HBT de UCSB, l'émetteur a été optimisé avec une largeur de 200nm. Une plus forte densité d'intégration est possible dans cette technologie InP/InGaAs avec le renfort d'encapsulation par des diélectriques assurant par contrainte mécanique, l'adhérence des métallisations étroites sur le semi conducteur [9].

Les graphes du gain dynamique et de gain unilatéral sont illustrés dans la figure IV.24 et IV.25. Les valeurs obtenues de f_T et f_{MAX} sont 620 GHz et 300 GHz respectivement.

En comparaison avec les résultats expérimentaux de la [8], [9], l'accord simulation/expérience devait être clair concernant la valeur de f_T mais la valeur de la fréquence maximale de transition obtenue est petite par rapport aux résultats expérimentaux, la cause de cet abaissement est la grande résistivité de la base, puisque la fréquence maximale inversement proportionnelle à la résistance de base (la relation indiquée dans le chapitre 3).

Dans la partie suivante nous avons introduit des couches en l'InAs et en l'GaP pour sous-estimer R_B et surestimer f_{MAX} .

IV.15. Influence de l'InAs et GaP sur les caractéristiques électriques du HBT InP/InGaAs

Ici, nous avons orienté notre étude vers la simulation d'une structure quasi-identique à la structure précédente avec l'introduction des couches des semi-conducteurs binaires suivantes InAs, GaP qu'ayant une énergie de bande interdite égale 0.356 eV, 2.24 eV respectivement. Le phosphure de gallium GaP est un semi-conducteur composite binaire de type III-V, composé de phosphore et de gallium, ce matériau caractérise par un band interdite indirect. L'arséniure d'indium, InAs, est un semi-conducteur binaire de type III-V, composé d'arsenic et d'indium. Il a l'apparence d'un cristal cubique, gris, avec un point de fusion de 942 °C³. L'arséniure d'indium est assez similaire au phosphure de gallium, ses propriétés en sont assez proches, et comme lui, il possède un gap direct. Il possède l'une des plus importantes mobilités d'électron parmi les semi-conducteurs, et son gap est l'un des plus petits. Il est toxique et dangereux pour l'environnement.

L'état de l'art du HBT InP/InGaAs est récapitulé dans le tableau ci-dessous.

	Dopage (cm ⁻³)	Epaisseur (nm)
surface concentration	1×10 ¹³ (N)	/
Emetteur (InP)	7×10 ¹⁹ (N), Jonction=78 nm	80
Couche en InAs	Non dopé	5
Base (In _{0.53} Ga _{0.47} As)	3×10 ¹⁹ (P), Jonction=124 nm	40
Couche (GaP)	3×10 ¹⁸ (P), Jonction =130 nm	8
Couche (In _{0.53} Ga _{0.47} As)	/	10
InAs	Non dopé	10
Collector (InP)	1×10 ¹⁹ (N)	106
Substrat (InP)	/	40

Tableau IV.14 : Paramètres de définition de dimension et du dopage de la structure étudiée.

L'épaisseur de l'émetteur est maintenue à 80nm, la base a une largeur égale 40nm et le collecteur est de l'ordre 106 nm.

La jonction 78 nm est dopée par 7× 10¹⁹(N) cm⁻³. Ce dopage localisé horizontalement entre x=0 nm et x=490 nm. Le pic 180 nm est dopé à quelques 1× 10¹⁹(N) cm⁻³. Ainsi, nous avons dopé la jonction 124 nm et la jonction 130 nm par 3× 10¹⁹(P) cm⁻³et 3× 10¹⁸ (P) cm⁻³ respectivement.

La structure en couche introduites dans la simulation est représentée ci-dessous.

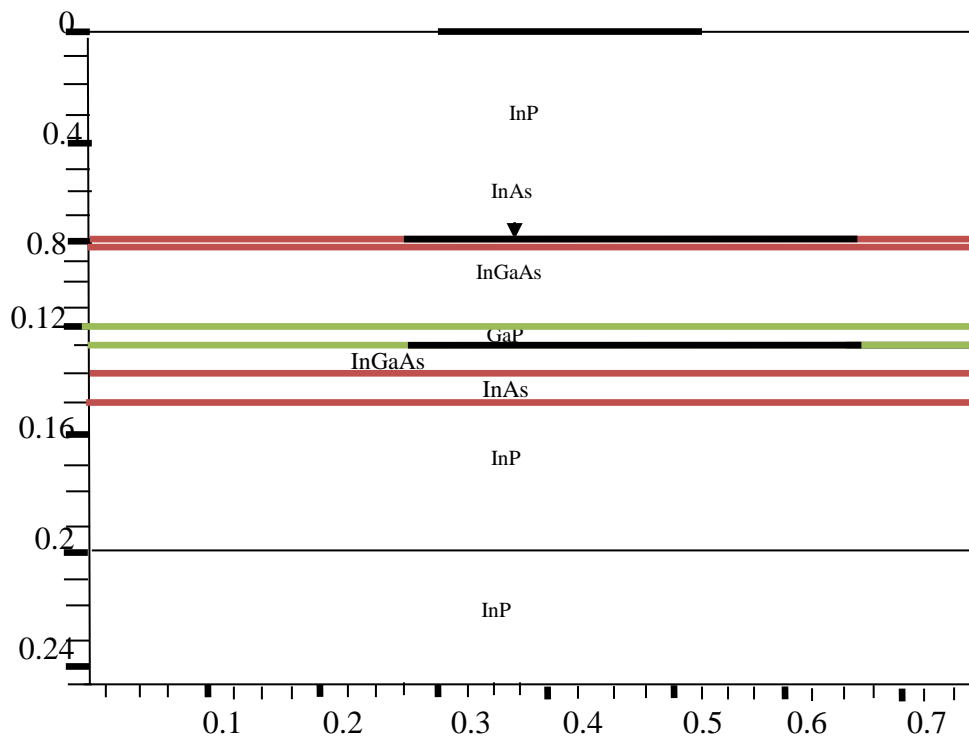
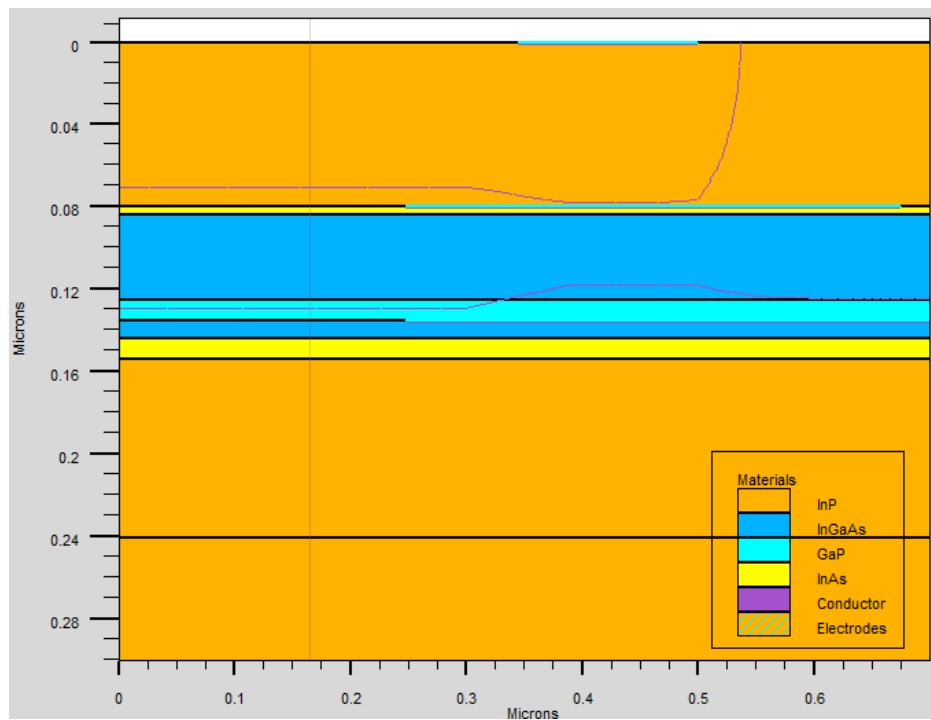


Figure IV.27 : Structure du HBT InP/InGaAs étudié.

La structure de couches joue un rôle important dans l'amélioration des performances fréquentielles du HBT. Il est nécessaire d'optimiser avec soin afin de minimiser les temps de transit, les résistances d'accès et les capacités de jonction.

Dans la figure IV.28 nous avons illustré le courant de base et du collecteur en fonction du V_{BE} .

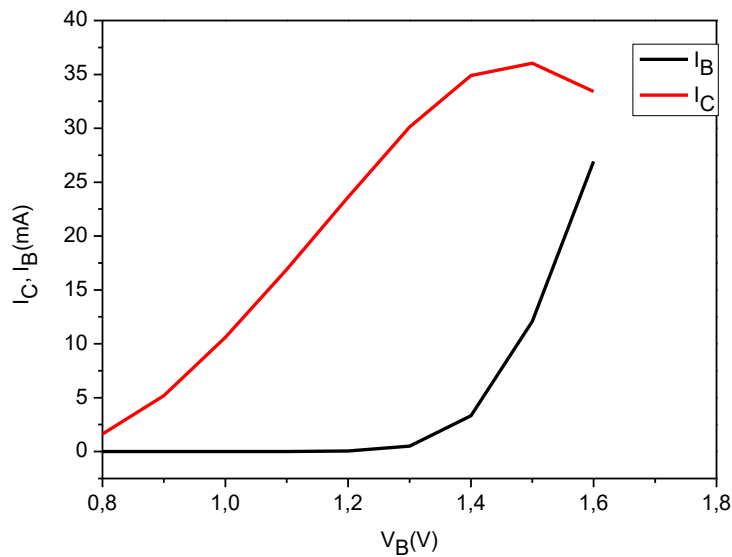


Figure IV.28 : Courbes de Gummel du HBT InP/InGaAs étudié.

La comparaison entre les deux structures nous permet de remarquer que l'introduction des couches en InAs et GaP entraîne une augmentation du courant du collecteur, par contre le courant de base est identique d'un transistor à un autre.

D'autre part, en observant la réduction du courant du collecteur pour un voltage de base inférieur à 1.6 V du fait des phénomènes à fortes doses (effet Kirk).

L'effet Kirk est le mécanisme qui vient limiter l'accroissement des densités de courant à très forte polarisation : la ZQN de base s'étend dans le collecteur (effet opposé à l'effet Early direct), car les trous sont injectés dans la ZCE collecteur pour maintenir la neutralité électrique dans cette région, le nombre de donneurs ionisé étant inférieur au nombre d'électrons qui transitent. L'effet de Kirk est mieux observé sur les tracés de Gummel.

Pour résumé, la dépendance du courant du collecteur et de base avec V_{BE} et le gain en courant est lié à : l'efficacité d'injection de la jonction BE, le transport des porteurs dans la base qui est affecté négativement par l'effet Early inverse.

Le gain en courant en fonction du courant collecteur est représenté dans la figure IV.29.

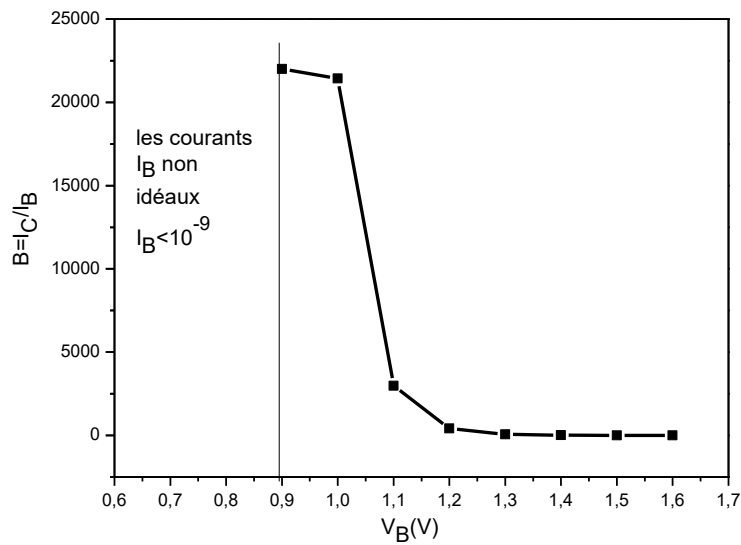


Figure IV.29 : Gain en courant du HBT InP/InGaAs étudié.

Au dessus de 0.8V le courant de base est très petit par rapport au courant du collecteur, quand $0.9 \text{ V} < V_{BE} < 1.6 \text{ V}$ le courant de base devient en micron ampère, ceci nous permet d'obtenir un gain environ 2.2×10^4 .

Le courant de sortie (I_C) de ce transistor pour des faibles valeurs du courant de base est présenté dans la figure IV.30.

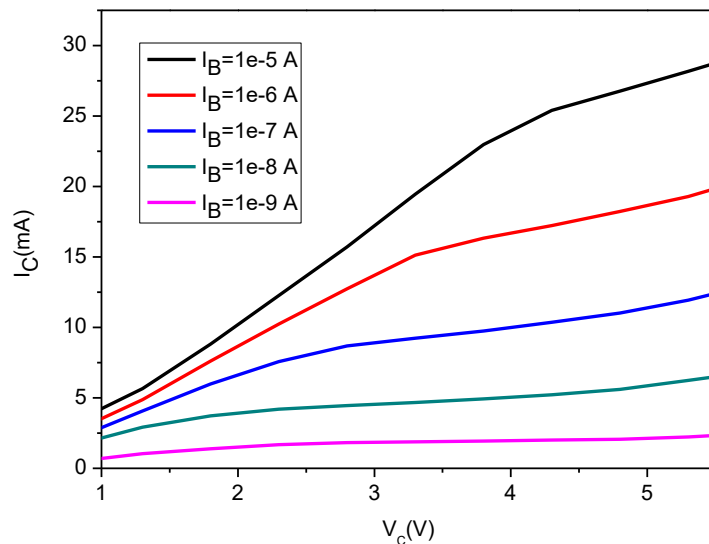


Figure IV.30 : Les caractéristiques I_C - V_C du HBT InP/InGaAs étudiée.

Nous remarquons sur la figure IV.30, que pour I_B varié de 1.10^{-9} A (9 nA) à 1.10^{-5} A (10 μA), le comportement du courant I_C en fonction de V_C prévoit deux zones: la première appelé la zone de régime linéaire (qui est compris environ entre 0 et 3.5 Volts), et la seconde,

appelé la zone de régime de saturation qui commence à partir de 3.5 Volts. On peut voir aussi que le courant du collecteur atteint sa valeur maximale lorsque le courant de base est égale à $10 \mu\text{A}$, pour cette valeur de I_B , nous trouvons $I_C = 30 \text{ mA}$.

Le gain dynamique et le gain en puissance sont représentés sur la figure IV.31 et IV.32 en fonction de la fréquence.

Les mesures fréquentielle obtenues sont réalisées dans la bande de fréquence [100 MHz- 89GHz] pour plusieurs points de polarisation.

Sur la figure ci-dessous nous avons reporté les résultats fréquentielles de mesure obtenus par la simulation au point de polarisation $V_{CE} = 1.2\text{V}$.

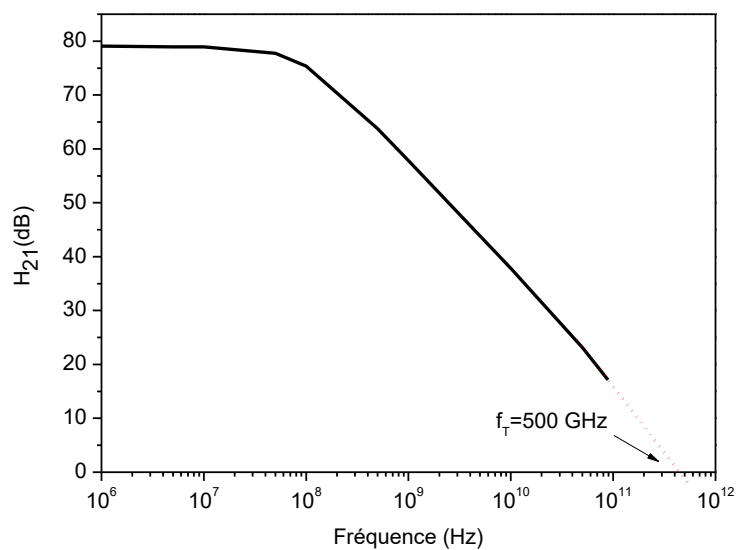


Figure IV.31: Gain dynamique en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

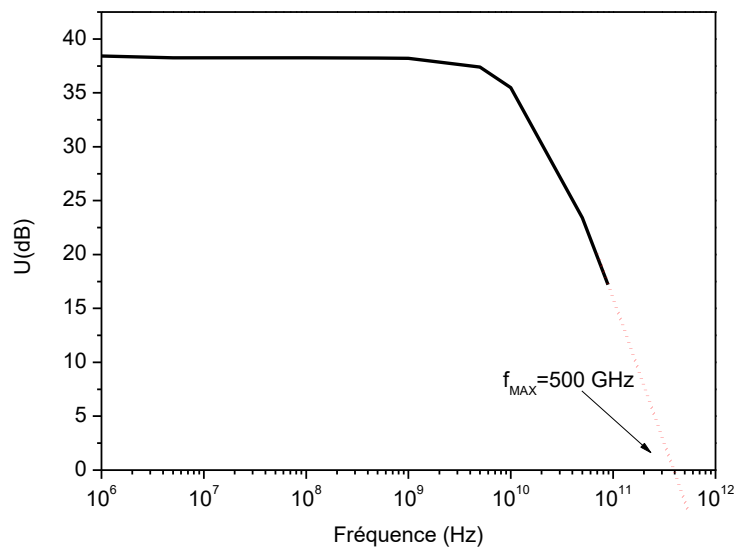


Figure IV.32: Gain en puissance en fonction de la fréquence du HBT InP/InGaAs étudié.

Les valeurs de f_T et f_{MAX} du HBT InP/InGaAs sont 500 GHz, 500 GHz respectivement. La base du transistor est 40 nm, sachant que en 2005, le laboratoire UIUC a utilisé une structure de HBT InP/InGaAs avec une épaisseur de base égale 12.5 nm [10].

Dans cette structure nous avons introduit une couche en InAs d'épaisseur 5 nm au dessus de la base et deux autres couche une en GaP et l'autre en InAs au dessous de cette dernière, la couche de GaP est de l'ordre 8 nm et celle d'InAs a une épaisseur égale 10 nm respectivement. L'introduction de ces deux couches permet de diminuer la résistance de la base. La valeur de f_T est comparables à celui trouvé en 2014[11], où une étude a été faite à l'université de Californie sur le transistor bipolaire à double hétérojonction InP / InGaAs / InP fabriqué dans une triple-structure mesa, a été présenté une fréquence maximale (f_{MAX}) égale 901GHz et une fréquence de transition (f_T) égale 404 GHz.

En comparaisons de trois structures simulées, on peut remarquer que l'introduction de l'GaP et d'InAs diminuer la résistivité de base et entraine une augmentation de la fréquence de transition maximale.

Ici, il apparait donc très avantageux d'introduire phosphore de gallium (GaP) et Indium arsenide (InAs). Indium arsenide (InAs) est un semi-conducteur introduit au dessous de l'émetteur par UIUC [10]. Mais concernant le GaP est abandonné depuis long temps d'utilisé dans les transistors bipolaire a hétérojonction puisque il est moins maitrisé dans certains étapes de la technologie, cela ne signifie pas que ne donne pas des meilleures performances fréquentielles.

IV.16. Simulation d'une structure expérimentale [12]

Ici, nous avons simulé la structure expérimentale publiée par un chercheur de l'université de California en 2001, ce travail expérimental est consacré pour la fabrication d'un transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs. La technologie utilisée dont l'empilement des couches du HBT InP/InGaAs est la technologie de MBE.

La structure verticale du dispositif est constituée d'un émetteur d'une épaisseur de l'ordre de 900 Å dopé à quelques 10^{19} cm^{-3} . Une couche mince d'InGaAs de l'ordre de 300 Å au niveau du contact d'émetteur a été utilisée pour une faible résistance thermique. Un gradient de composition des couches InGaAs / InAlAs à chaque interface entre les couches InP et InGaAs sont utilisées. La couche de base est d'épaisseur de 400 Å est Be-dopé à $4 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$. Le collecteur et le substrat sont en InP, et l'épaisseur du collecteur est de l'ordre de 2500 Å.

Tableau IV.15 montre la structure des couches fabriqué par la méthode MBE.

Couches	Matériau	Dopage	Épaisseur (Å)
Émetteur (Cap)	InGaAs	$1 \times 10^{19} : \text{Si}$	300
Grade	InGaAs/InAlAs	$1 \times 10^{19} : \text{Si}$	200
Émetteur (N^{++})	InP	$1 \times 10^{19} : \text{Si}$	900
Émetteur (N^-)	InP	$8 \times 10^{17} : \text{Si}$	300
Grade	InGaAs/InAlAs	$8 \times 10^{17} : \text{Si}$	233
Grade	InGaAs/InAlAs	$8 \times 10^{17} : \text{Be}$	67
Base	InGaAs	$4 \times 10^{19} : \text{Be}$	400
Grade	InGaAs/InAlAs	$1 \times 10^{16} : \text{Si}$	480
Delta doping	InP	$1.6 \times 10^{18} : \text{Si}$	20
Collecteur	InP	$1 \times 10^{16} : \text{Si}$	2500

Tableau IV.15 : Structure des couches de HBT InP / InGaAs fabriqué par la méthode MBE [12].

La figure IV.33 montre la structure introduite dans la simulation, nous avons essayé d'elle approcher a la structure expérimentale. Les dopages et les épaisseurs d'émetteur, base et du collecteur utilisées sont identiques à celui indiqué dans le tableau IV.15. Ces trois couches sont déposées sur un substrat réalisé en l'InP et séparées par des couches de l'InGaAs

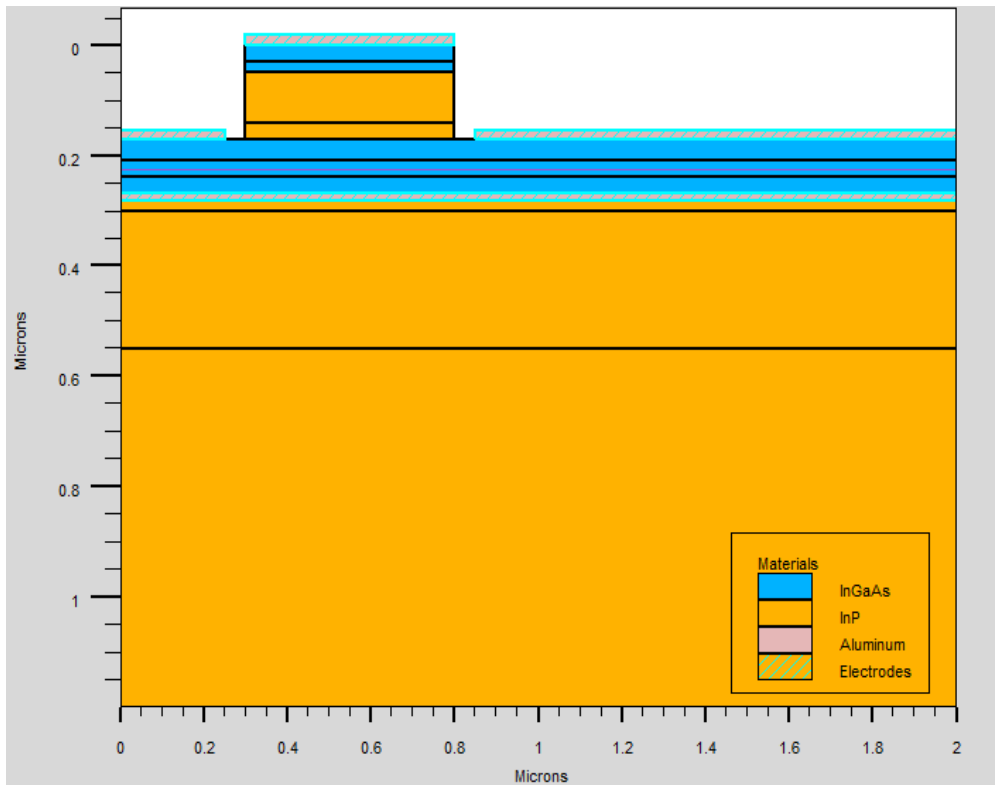


Figure IV.33: Structure HBT InP/InGaAs étudié.

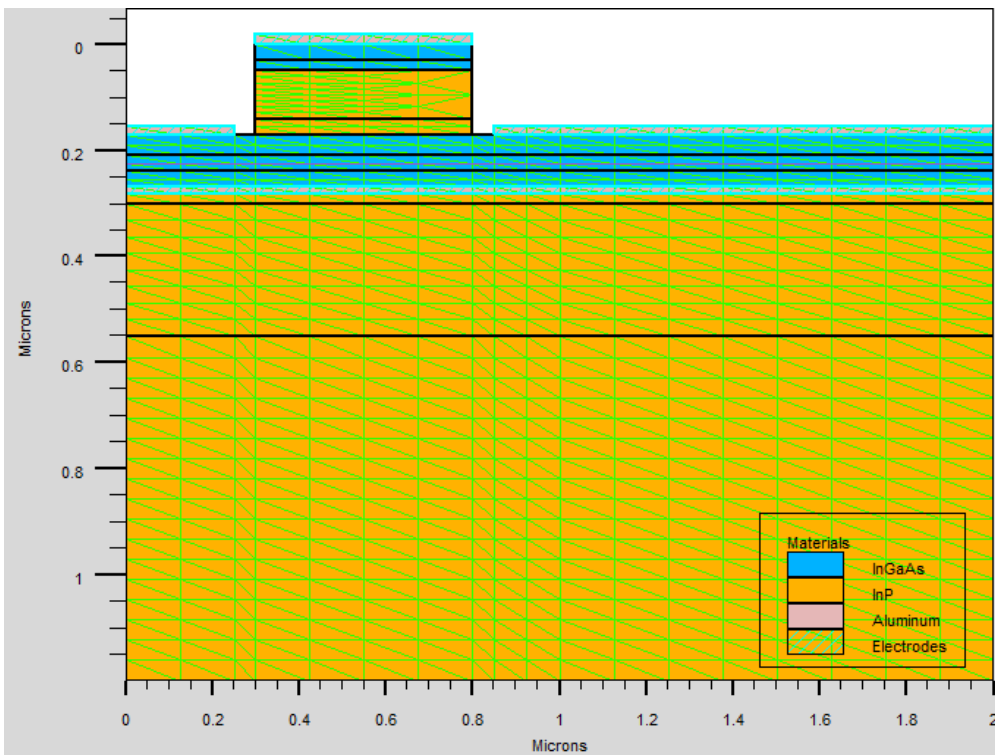


Figure IV.34 : Maillage du HBT étudié.

IV.17. Caractéristiques statiques

En présentant les caractéristiques statiques (courbe de Gummel, I_C - V_C caractéristiques), pour spécifier les divers mécanismes physiques dans les semi-conducteurs, en indiquant le model de la simulation ci-dessous :

```
model material=InP      srh optr fldmob evsatmod=1 escritn=6.e3 fermdirac print
model material=InGaAs srh optr fldmob evsatmod=1 escritn=3.e3 fermdirac print
```

Les mécanismes physiques pris en considération au cours de la simulation sont :

SRH: c'est le model de recombinaison, indique que la durées de vie des porteurs constantes.

OPTR: cette instruction est utilisée pour définir la recombinaison/génération optique.

FLDMOB: indique que la mobilité dépend du champ parallèle.

EVSATMOD=1: met en œuvre le modèle de mobilité dépendant de la température

Fermi-Dirac: Statistiques des transporteurs

Pour définir l'alignement de la bande de la conduction pour une hétérojonction, en utilisant le paramètre ALIGN sur l'instruction MATERIAL.

```
Material material=InGaAs align=0.36
```

```
Material material=InP align=0.36
```

IV.17.1. Courbe de Gummel

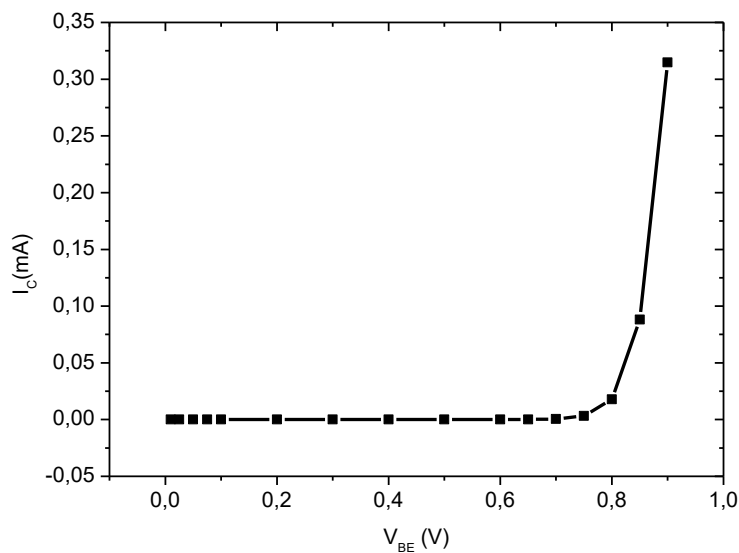


Figure IV.35: Courant du collecteur en fonction de V_B du HBT étudié.

La figure IV.35 montre le courant du collecteur en fonction de la tension de base V_B , au dessous de $V_B=0,8V$, le transistor ne fonctionne pas, lorsque dépasse cette valeur, appelé la tension de seuil, le courant du collecteur augmente exponentiellement.

La figure IV.36 est le gain en courant du transistor étudié. Au dessous du $V_B=0.8$ V, le courant de base et du collecteur en nanomètre, alors dans cette région, on ne peut pas pris en considération la valeur du gain obtenu.

La valeur du gain en courant obtenu est égale environ 28. En comparaison de cette valeur avec la valeur expérimentale ($\beta_{\text{expérimentale}}=43$), en remarquant une large différence entre les deux valeurs. On peut expliquer cette différence par la grande résistance de base et une haute capacité de la jonction base-collecteur.

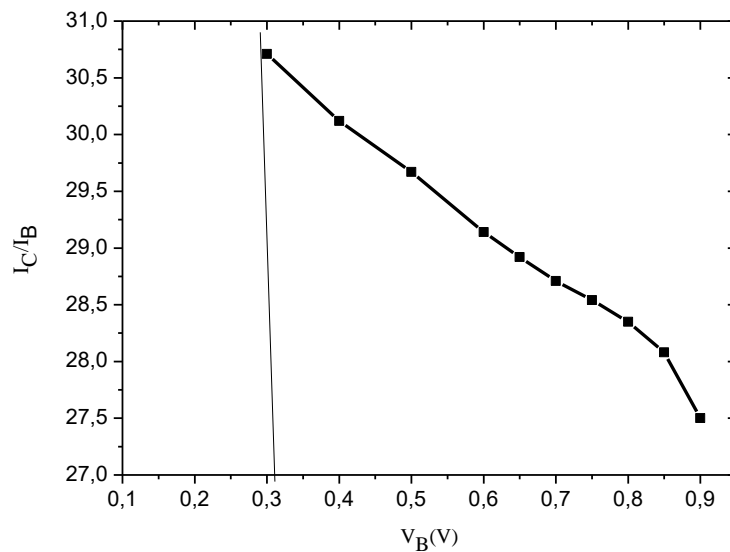


Figure IV.36: le gain en courant en fonction de V_B du HBT étudié.

IV.17.2. I_C - V_C Caractéristique

La figure IV.37 illustre les caractéristiques I_C - V_C d'un dispositif avec émetteur de dimensions de masque $8 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ et un collecteur de $8.75 \times 1.2 \mu\text{m}^2$ (résultats du travail expérimentale publiée par un chercheur de l'université de California en 2001). La tension de saturation (V_{sat}) c'était de 1 V, comme représenté sur la figure IV.37 (a), le gain en courant $\beta = 43$. La figure IV.37 (b) représente les caractéristiques I_C - V_C pour un dispositif typique avec les mêmes dimensions. Le $V_{CE} = 8$ V à $J_C \sim 5.10^4 \text{A} / \text{cm}^2$.

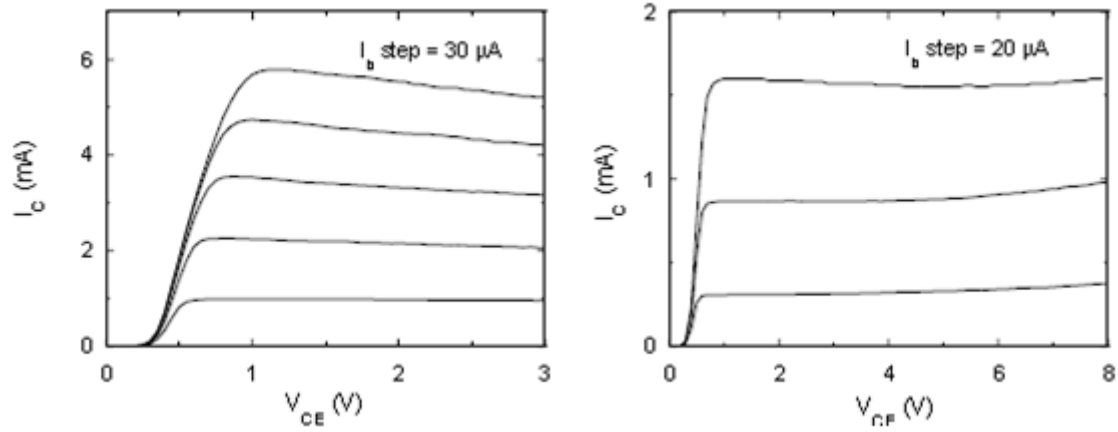
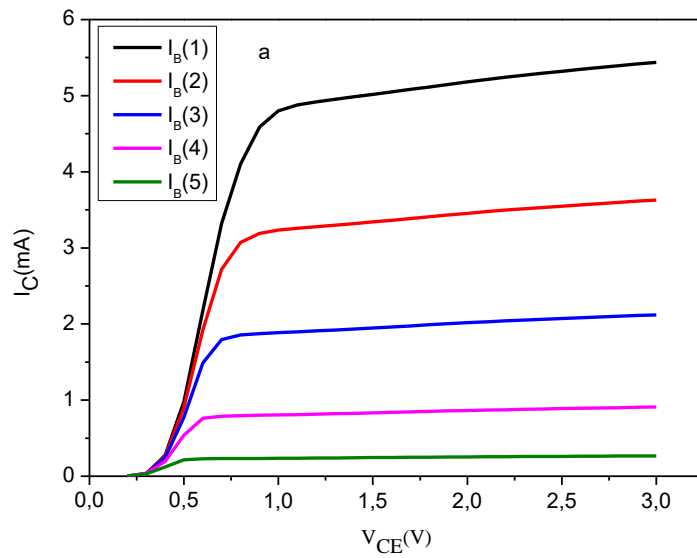


Figure IV.37: Caractéristiques I_C - V_C du HBT avec émetteur de $8 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ et un collecteur de $8.75 \times 1.2 \mu\text{m}^2$ a) le pas d' I_B est $30 \mu\text{A}$, b) le pas d' I_B est $20 \mu\text{A}$ [12].

Les tracés des caractéristiques I_C - V_C obtenus par la simulation de la structure établie sont représentés dans la figure IV.38.



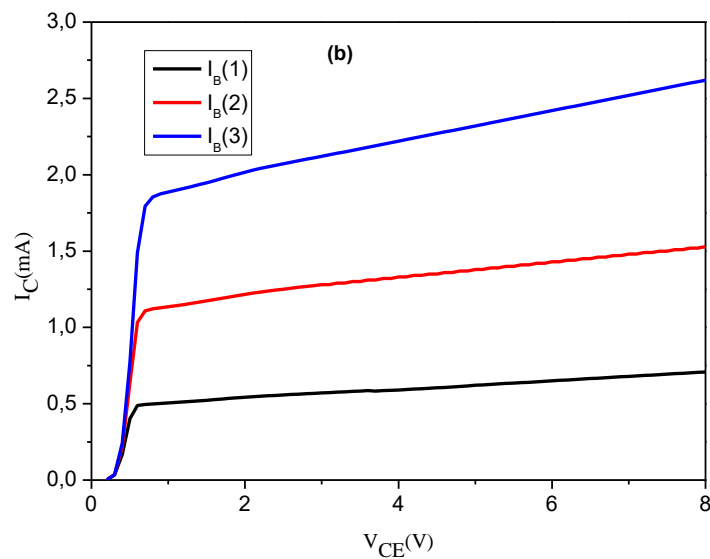


Figure IV.38: Caractéristiques I_C - V_C du HBT étudié, a) le pas d' I_B est $30\mu A$, b) le pas d' I_B est $20\mu A$.

La comparaison en régime statique est faite sur les caractéristiques I_C - V_C entre les résultats de nos simulations et les résultats expérimentaux [12]. Il apparaît clairement que les graphes obtenus par la simulation sont identiques aux graphes expérimentaux. V_{sat} obtenu est égal $0.9V$, et la tension de claquage est égale $8V$. La correspondance entre la simulation et l'expérimentale prouve la validité de notre modèle, la méthode utilisée, ainsi que le logiciel de simulation.

IV.18. Caractéristiques dynamiques

La figure ci-dessous illustre le gain en courant et le gain unilatéral (en puissance) en échelle décibel. Les mesures sont réalisées dans la bande de fréquence 1 GHz - 45 GHz et 75 GHz - 110 GHz . Les valeurs expérimentales de la fréquence de transition et la fréquence de transition maximale obtenue à partir des fonctions tracées dans la figure (IV.39) sont 141 GHz et 425 GHz .

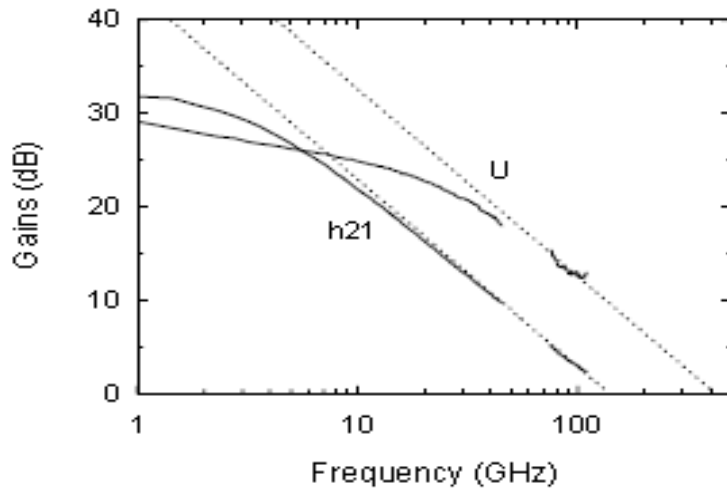


Figure IV.39: Gain en courant et gain en puissance du HBT à $I_C= 4.5\text{mA}$, $V_{CE}=1.9\text{V}$ [12].

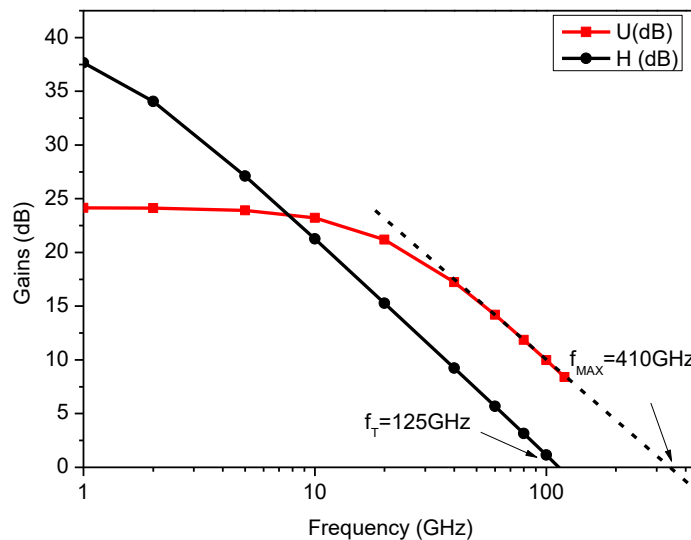


Figure IV.39: Gain en courant et gain en puissance du HBT étudié.

Nous observons dans la figure IV.39 que la valeur de f_T et de f_{MAX} obtenu par la simulation sont 125 GHz et 410 GHz respectivement. En comparaison de nos résultats avec les résultats publiés dans l'article [12], on peut dire qu'il existe un bon accord entre la simulation et l'expérimentale.

IV.19. Influence de l'InAs et GaP sur les caractéristiques électriques du HBT InP/InGaAs

Dans cette partie, nous avons introduit les semi conducteur binaire InAs et GaP pour améliorer les caractéristiques électriques du HBT étudié.

IV.18.1. Structure

Nous avons introduit à la structure précédente :

- Deux couches de GaP d'épaisseur de 100 \AA , la première est introduit au dessus de la base et la deuxième est introduit au dessus de l'émetteur.
- deux couches d'InAs d'épaisseur 300 \AA et 100 \AA successivement au dessous de cette dernière, les valeurs entrées dans la simulation indiquée dans le tableau ci-dessous.

Couches	Matériau	Dopage	Épaisseur (\AA)
Émetteur (Cap)	InGaAs	$1 \times 10^{19} : \text{N}$	300
	GaP	$6 \times 10^{19} : \text{N}$	100
Grade	InGaAs	$8 \times 10^{18} : \text{N}$	200
Émetteur (N^{++})	InP	$1 \times 10^{19} : \text{N}$	900
Émetteur (N^-)	InP	$8 \times 10^{17} : \text{N}$	300
	GaP	$7 \times 10^{19} : \text{P}$	100
Base	InGaAs	$5 \times 10^{19} : \text{P}$	400
	InAs	$9 \times 10^{17} : \text{N}$	300
	InAs	$1 \times 10^{18} : \text{N}$	100
Grade	InGaAs	$1 \times 10^{19} : \text{N}$	300
Grade	InGaAs	$7 \times 10^{17} : \text{N}$	430
Delta doping	InP	$1.6 \times 10^{18} : \text{N}$	170
Collecteur	InP	$1 \times 10^{16} : \text{N}$	2500
Substrat	InP	$6 \times 10^{16} : \text{N}$	1110

Tableau IV.16: Structure de couche de HBT InP / InGaAs étudié avec des couches d'InAs et GaP.

La structure du transistor bipolaire à double hétérojonction InP/InGaAs de type NPN introduit dans la simulation est illustrée dans la figure IV.40, les trois électrodes: émetteur, base et le collecteur sont réalisés en aluminium.

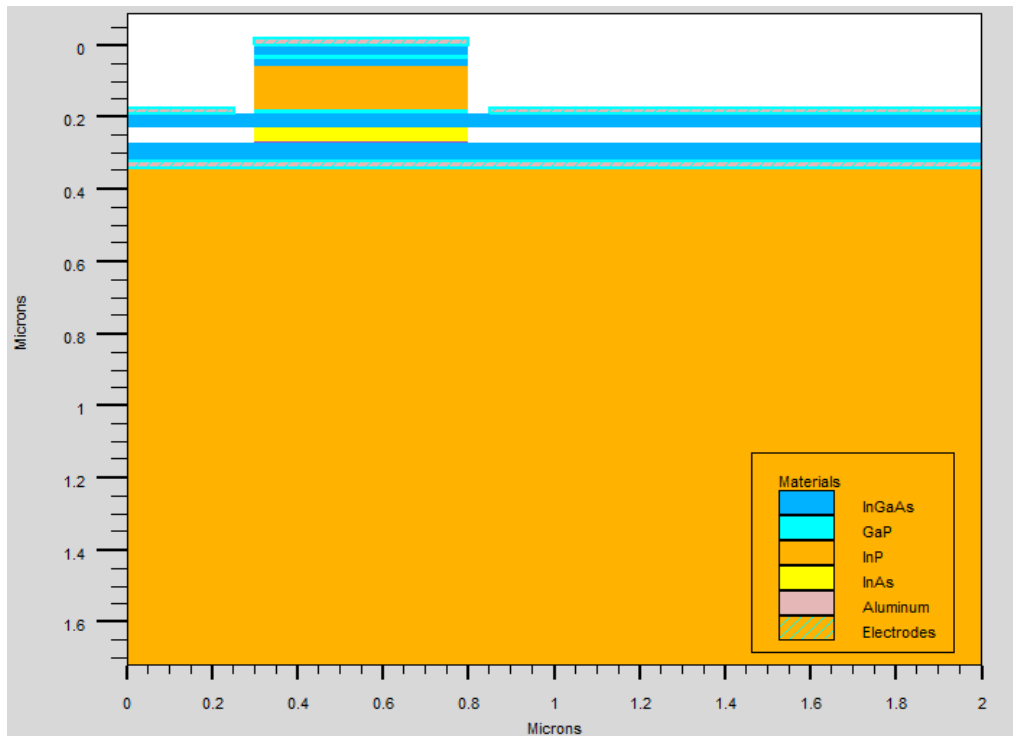


Figure IV.40: Structure du HBT InP/InGaAs avec des couches d'InAs et GaP.

La structure verticale du dispositif est constituée d'un émetteur d'une épaisseur de l'ordre de 900 \AA dopé à quelques 10^{19} cm^{-2} , la couche de base est d'épaisseur de 400 \AA est dopé par $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le collecteur et le substrat sont en InP, l'épaisseur du collecteur est de l'ordre de 2500 \AA .

La figure ci-dessous illustre le courant du collecteur et le gain en courant en fonction de la tension de base.

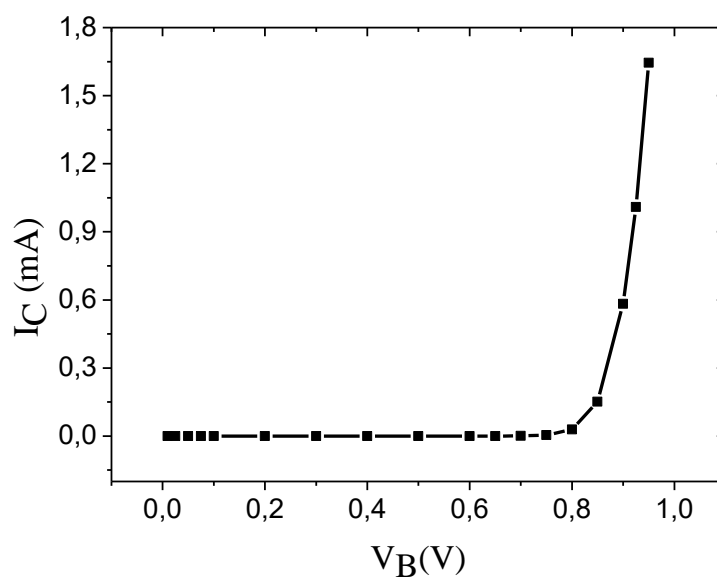


Figure IV.41: Courant du collecteur du HBT InP/InGaAs étudié en fonction de V_B .

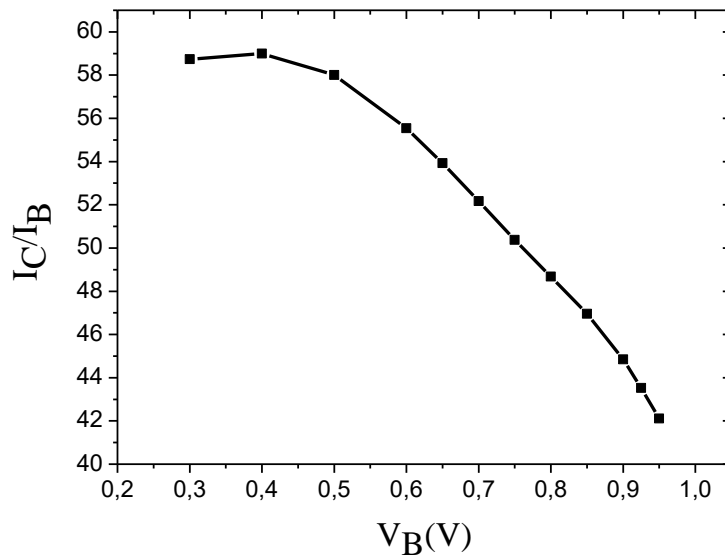


Figure IV.42: Gain en courant en fonction de V_B du HBT InP/InGaAs étudié.

En remarquant que l'introduction des couches des semi-conducteurs binaire GaP au dessus de la base et InAs au dessous de cette dernière entraine une augmentation du courant du collecteur et du gain en courant, cette augmentation et traduit par la réduction des effets parasite des transistors bipolaire a hétérojonction comme la résistance de base, la capacité de la jonction base-collecteur.....etc.

Au dessous du $V_B=0.9$ V, le courant de base et du collecteur en nanomètre, dans cette région, on ne peut pas pris en considération la valeur du gain obtenu. Pour une valeur de $V_B=0.9$ V, la valeur du gain en courant obtenu est égale environ 44.

IV.19.2. Caractéristiques fréquentielles

Les performances dynamiques du HBT étudié sont représentées dans la figure ci-dessous, avec l'évolution du gain en courant et le gain en puissance en fonction de la fréquence à $V_{CE}=1.9$ V, les mesures sont réalisées dans la bande de fréquence 1 GHz-45 GHz et 75 GHz-110 GHz.

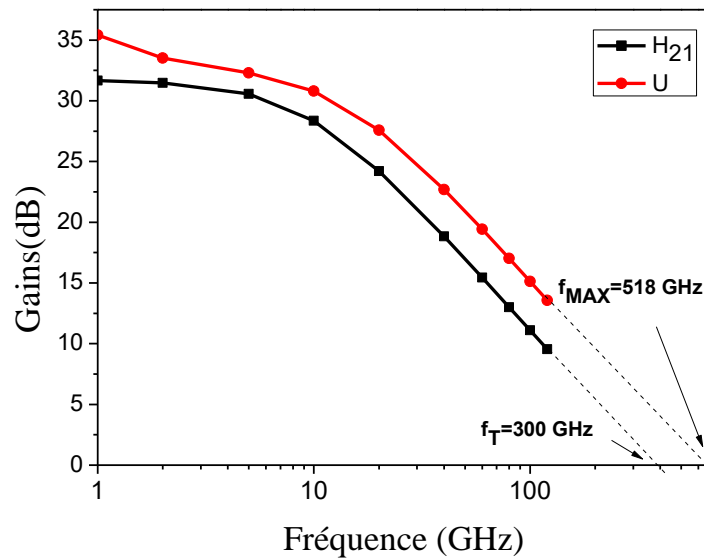


Figure (4.43): Gain en courant et le gain en puissance du HBT étudié.

Nous remarquons dans la figure (4.43) le bénéfice à été tiré d'une structure de HBT InP/InGaAs avec des couches de GaP et InAs. La valeur de la fréquence de transition f_T et la fréquence de transition maximale f_{MAX} obtenues sont plus élevées que les valeurs précédentes, sont égales 300 GHz et 518 GHz respectivement. Ces valeurs obtenues pour une tension du collecteur V_C d'ordre 1.9 V.

En expliquant l'augmentation de f_T par la diminution des capacités parasites de la jonction émetteur-base et la jonction collecteur-base, ainsi que la diminution du temps de transit dans la base, dans l'émetteur et dans la zone de charges d'espace base-collecteur. Comme illustre la relation ci-dessous.

$$f_T = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{g_m} (C_{EB} + C_{CB}) + \tau_B + \tau_E + \tau_{BC} \right]^{-1}$$

Ou C_{EB} est la capacité parasite de la jonction émetteur-base.

C_{CB} Est la capacité parasite de la jonction collecteur-base.

g_m Est la transconductance du transistor.

τ_B Est le temps de transit dans la base.

τ_E Est le temps de transit dans l'émetteur.

τ_{BC} Est le temps de transit dans la zone de charge d'espace base-collecteur.

D'autre part, f_{MAX} augmente à cause de la diminution de la résistance de la base et la capacité de la jonction base-collecteur.

$$f_{MAX} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_B C_{CB}}}$$

Ou R_B la résistance de base et C_{CB} la capacité de transition bipolaire à la jonction base-collecteur.

Conclusion

Ce travail est essentiellement à porté sur la simulation des propriétés électriques du transistor bipolaire à hétérojonction InP/ InGaAs. Une optimisation des caractéristiques statiques et dynamique de notre composant faite par Atlas qui appartient à la famille de logiciels de la société Silvaco.

Cette étude nous donne plusieurs information sur les propriétés de HBT a base InGaAs, nous permet de déduire le gain en courant, la fréquence de transition et la fréquence maximale a partir de la simulation du courbe de Gummel, du gain en courant en échelle décibel et le gain en courant de Mason.

Concernant la première partie, une analyse des caractéristiques fréquentielle du HBT InP/InGaAs a été fait, le composant soit une surface de $810 \times 2800 \text{ nm}^2$, l'analyse donne un gain en courant égal 452 et des performances fréquentielle faible (la fréquence de transition obtenue est de 60GHZ tandis que la fréquence maximale d'oscillation atteinte est 35 GHz), les mesures obtenues sont réalisées dans la bande de fréquence [1 MHz-20GHz] pour plusieurs points de polarisation et au point de polarisation $V_{CE}=1.02V$.

Dans la deuxième partie, nous avons varié le dopage et l'épaisseur de trois régions (émetteur, base et le collecteur). Les grandes tendances peuvent être résumées comme suit :

- les valeurs de f_T et f_{MAX} augmentent avec la diminution de l'épaisseur de la base.
- les meilleurs résultats fréquentielle obtenu si le dopage de la base plus grand que le dopage du collecteur et mais petit que le dopage de l'émetteur.
- l'augmentation de dopage de l'émetteur et du collecteur entraine une augmentation de f_T et f_{MAX} a cause de la réduction de la résistance (R_E+R_C).
- la diminution de l'épaisseur de l'émetteur permet un accroissement de f_T et f_{MAX} . Ces améliorations des performances dynamiques sont essentiellement dues à la réduction de la capacité base-émetteur

Dans la troisième partie, nous avons simulé les propriétés statique et dynamique du HBT InP/InGaAs, le composant soit une surface de $250 \times 730 \text{ nm}^2$, la simulation donne des performances fréquentielle plus élevé que la première partie (la fréquence de transition obtenue est de 610 GHZ et la fréquence maximale est 300 GHz). Tandis qu'on aura une base résistive, pour diminuer cette résistivité, nous avons introduit une couche d'InAs et GaP. L'introduction de ces deux couches permet de diminuer la résistance de la base la valeur de f_{MAX} devient 500 GHz.

Dans la dernière partie, nous avons simulé une structure expérimentale du HBT InP/InGAs, les résultats obtenus sont quasi-identiques aux résultats expérimentaux, ensuite nous avons amélioré les caractéristiques de ce composant par l'introduction des couches des semi-conducteur binaire InAs et GaP.

En résumant, le logiciel Silvaco reste très performant pour l'étude des HBTs à hétérojonctions et leurs caractéristiques.

Références

- [1]: 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** » Université de Montpellier II, thèse de doctorat, 2007.
- [2]: Atlas User's Manuel, Silvaco International, 2005.
- [3]: J. Dziwior, W. Schmid « **Auger Coefficient for Highly Doped and Highly Excited Silicon** » Appl. Phys. Lett, Vol. 31, pp. 346-348, 1977.
- [4]: S. Chowdhury, S. Basu « **Effect of device parameters on current voltage characteristics and current gain of InP/InGaAs HBTs** » Electronics and Communication Engineering Department, Kalyani Government Engineering, College Kalyani, India journal of Electron Devices, Vol. 9, , pp. 362-366, 2011.
- [5]: M. Bon, A. Scavennec « **Transistors et circuits intégrés à hétérostructures (III-V)** » Techniques de l'ingénieur, traité Electronique E 2450, 1999.
- [6]: Ramirez Garcia « **Analyse expérimentale et modélisation du bruit haute fréquence des transistors bipolaires à hétérojonctions SiGe:C et InGaAs/InP pour les applications très hautes fréquences** » Université Paris-Sud 11, thèse de doctorat, 2011.
- [7]: H. Mathieu « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques » Masson, 1987.
- [8]: W. Snodgrass, W. Hafez, N. Harff, M. Feng « **Pseudomorphic heterojunction bipolar transistor (PHBTs) experimentally demonstrating $f_T=765$ GHz at 25°C increasing to $f_T=845$ GHz at -55°C** » Présenté au IEDM (IEEE), 2006.
- [9]: E. Lobisser, Z. Griffith, Z. Jain, B.J. Thibeault, M. Rodwell « **200-nm InGaAs/InP DHBT employing a dual sidewall emitter process demonstrating $f_{\text{MAX}} > 800$ GHz and $f_T > 360$ GHz** » Présenté au IEEE Proc. Indium phosphide and Related Materials, pp. 16-19, 2009.
- [10]: W. Hafez, W. Snodgrass, M. Feng « **12.5 nm base pseudomorphic heterojunction transistors achieving $f_T = 710$ GHz and $f_{\text{MAX}} = 340$ GHz** » Appl. Lett, 2005.
- [11]: J.C. Rode, H.W. Chiang, P. Choudhary « **An InGaAs/InP DHBT With Simultaneous f_T/f_{MAX} 404/901 GHz and 4.3 V Breakdown Voltage** » journal of electron device society, 2014.
- [12]: S. Lee, H. J. Kim, M. Urteaga, S. Krishnan, Y. Wei, M. Dahlström and M. Rodwell « **Transferred-substrate InP/InGaAs/ InP double heterojunction bipolar transistors with $f_{\text{max}}=425\text{GHz}$** » GaAs IC symposium, Baltimore, Maryland 2001.

*Conclusion
Générale et
Perspectives*

Au cours de ce travail de thèse, nous avons étudiés les propriétés électriques et optiques des semi-conducteurs du groupe III-V et nous avons effectué la simulation des caractéristiques électriques et fréquentielles d'un transistor bipolaire à hétérojonction à base d'InP/InGaAs. Grâce à sa large bande interdite, le matériau ternaire InGaAs est un excellent choix pour la base d'un transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs. D'intenses recherches au cours des dernières années ont été menées pour le développement des caractéristiques électriques du HBT InP/InGaAs. La simulation de notre dispositif a été effectuée par le programme SILVACO.

Dans le premier chapitre, l'état de l'art des matériaux InP et InGaAs est donnée, nous avons regroupé les propriétés structurales, l'ensemble des paramètres définis sont « le paramètre de maille, le groupe de symétrie..... », les propriétés électrique « Conductivité électronique, Densité de charges électriques et masse effective.....et les propriétés optiques « réflexion, diffraction » .

Ces propriétés prouvent que les matériaux III-V offrent donc de multiples possibilités, aussi bien pour la microélectronique rapide que pour l'optoélectronique. Les composés ternaires $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ offrent la possibilité d'atteindre en théorie tout le domaine de longueurs d'onde délimité par GaAs (côté haute énergie) et InAs (côté basse énergie). Cependant, même si ces alliages semi-conducteurs III-V peuvent potentiellement couvrir un très large domaine de longueurs d'onde, seul d'étroits domaines de composition sont actuellement exploités par manque de technologies adéquates. Pourtant, de tels matériaux obtenus en épitaxie sur des substrats d'InP permettraient de réaliser des composants optoélectroniques pouvant opérer dans la gamme de longueur d'onde 1,7-2.7 μm , gamme qui offrirait de nombreuses perspectives d'applications industrielles comme les photodétecteurs infrarouges pour la spectroscopie ou la télédétection.

Les deux semi-conducteurs étudiés sont compatibles. Ce caractère est la raison du choix pour l'hétérojonction. Ensuite nous avons englobé les techniques de fabrication qui repose sur l'épitaxie.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté l'étude théorique des hétérojonctions, nous avons analysé le diagramme énergétique concernant les hétérojonctions qui est associée à un premier semi conducteur de grand gap pour l'émetteur et un second semi conducteurs de faible gap pour la base.

Ainsi, nous avons illustré l'intérêt principal de l'hétérojonction qui est de modifier l'énergie des bandes et par conséquent de favoriser la mobilité des électrons, plus précisément nous avons illustré l'intérêt de l'hétérojonction InP/InGaAs qui permet d'améliorer les performances des dispositifs électroniques. Ensuite nous avons entamé l'étude des différents mécanismes électroniques dans une hétérojonction.

Au cours du troisième chapitre, nous avons présenté les limites des performances des transistors bipolaires à homojonction, imposées par la physique, ainsi que l'aptitude des transistors bipolaires à hétérojonction à dépasser ces limites.

Ensuite, nous avons présenté une étude détaillée des phénomènes physiques mis en jeu dans les TBHs et les notions de caractérisation hyperfréquence nécessaires à notre étude, nous avons procédé à la caractérisation électrique du HBT. Dans une première partie, nous avons procédé à une étude en régime statique du HBT (les différents courants mis en jeu, le gain en courant...), nécessaire pour l'étude dynamique (la fréquence de transition, la fréquence maximale.....) qui a lieu dans une seconde partie.

Dans le dernier chapitre, Concernant la première partie, une analyse des caractéristiques fréquentielles du HBT InP/InGaAs a été faite sur le composant ayant une surface de $810 \times 2800 \text{ nm}^2$. L'analyse donne un gain en courant égal 452 et des performances fréquentielle faible (la fréquence de transition obtenue est de 60 GHz tandis que la fréquence maximale d'oscillation atteinte est 35 GHz). Les mesures obtenues sont réalisées dans la bande de fréquence [1 MHz-20GHz] pour plusieurs points de polarisation et au point de polarisation $V_{CE}=1.02\text{V}$.

Dans la deuxième partie, nous avons varié le dopage et l'épaisseur de trois régions (émetteur, base et le collecteur). Les grandes tendances peuvent être résumées comme suit :

- Les valeurs de f_T et f_{MAX} augmentent avec la diminution de l'épaisseur de la base.
- Les meilleurs résultats fréquentielle obtenu si le dopage de la base plus grand que le dopage du collecteur et mais petit que le dopage de l'émetteur.
- L'augmentation de dopage de l'émetteur et du collecteur entraîne une augmentation de f_T et f_{MAX} a cause de la réduction de la résistance (R_E+R_C).
- La diminution de l'épaisseur de l'émetteur permet un accroissement de f_T et f_{MAX} . Ces améliorations des performances dynamiques sont essentiellement dues à la réduction de la capacité base-émetteur

Dans le quatrième chapitre, nous avons simulé les propriétés statique et dynamique du HBT InP/InGaAs. Le composant possède une surface de $250 \times 730 \text{ nm}^2$. La simulation donne des performances fréquentielles plus élevées que celle obtenue dans la première partie (la fréquence de transition obtenue est de 610 GHz et la fréquence maximale est 300 GHz). Nous avons introduit une couche « InAs et GaP », afin de diminuer la résistivité de la base. La valeur de f_{MAX} devient égale à 500 GHz.

Dans la dernière partie, nous avons simulé une structure expérimentale du HBT InP/InGaAs, les résultats obtenus sont identiques aux résultats expérimentaux, ensuite nous avons amélioré les caractéristiques de ce composant par l'introduction des semi-conducteurs binaires InAs et GaP.

En résumé, le logiciel Silvaco nous a permis de mener une simulation très performante pour l'étude des caractéristiques électriques et fréquentielles des HBTs à hétérojonctions.

PUBLICATIONS
-
COMMUNICATIONS

PUBLICATIONS:

- Berrichi Yamina, Ghaffour Kherreddine "Modelling Electronic Characteristic of InP/InGaAs Double Heterojunction Bipolar Transistor" International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE). 2015
- Berrichi Yamina, Ghaffour Kherreddine "Simulation of electrical properties of InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors in microwave" Materials Research Proceedings 2016.

COMMUNICATIONS

- Berrichi Yamina, Ghaffour Kherreddine."Simulation electrical properties of InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistor in the microwave" First International Symposium on Dielectric Materials and Applications (ISyDMA 2016) Kenitra-Rabat, Morocco" 2016

Résumé :

Dans ce travail, nous avons étudié un HBT (transistor bipolaire à hétérojonction) InP/InGaAs de type NPN. La simulation a été effectuée en utilisant le simulateur SILVACO-TCAD.

En premier lieu, nous avons élaboré la forme géométrique de la structure d'étude pour sa simulation, afin d'approcher la configuration réelle du composant. Nous avons obtenu un gain en courant environ 800, une fréquence de transition $f_T=620$ GHz et une fréquence maximale $f_{MAX}=300$ GHz. Nous avons, ensuite, introduit les semiconducteurs binaires InAs et GaP pour diminuer la résistivité de la base afin d'améliorer les caractéristiques électriques de notre composant. Pour cela nous avons proposé une nouvelle configuration géométrique avec les nouveaux résultats correspondant.

Ainsi, nous avons simulé la structure réelle de l'HBT étudiée et publiée par un de l'université de California en 2001. Les résultats de notre simulation restent quasi-identiques à ceux obtenus dans ce laboratoire. Nous avons ensuite développé cette structure en y introduisant des couches « Tampon » en InAs et GaP, permettant ainsi d'éliminer les défauts d'interface et d'améliorer les performances électriques et fréquentielles du composant

Mots-clés : phosphore d'indium (InP), indium gallium arsenide(InGaAs), HBT, f_T , f_{MAX} .

Abstract:

In this work, we studied an HBT (Hetero-junction Bipolar Transistor) InP/InGaAs type NPN. The simulation was performed using the SILVACO-TCAD simulator.

First, we developed the geometrical form of the study structure for its simulation, in order to approach the actual configuration of the component. We obtained a current gain of about 800, a transition frequency $f_T=620$ GHz and a maximum frequency $f_{MAX}=300$ GHz. We then introduced InAs and GaP binary semiconductors to lower, the resistivity of the base to improve the electrical characteristics of our component. For this we have proposed a new geometric configuration with the corresponding new results.

Thus, we simulated the actual structure of the HBT studied and published by one of the University of California in 2001. The results of our simulation remain almost identical to those obtained in this laboratory. We then developed this structure by introducing "buffer" layers in InAs and GaP, thus eliminating interface defects and improving the electrical and frequency performance of the component.

Keywords: Indium phosphorus(InP), indium gallium arsenide(InGaAs), HBT, f_T , f_{MAX} .

ملخص

في هذا العمل، درسنا HBT InP/InGaAs نوع NPN تم إجراء المحاكاة باستخدام SILVACO-TCAD. أولاً، قمنا بتقييم الهندسة من المحاكاة. قيمة الكسب التي حصلنا عليها هي حوالي 800، تردد انتقال $f_T = 620$ جيجا هرتز و أقصى تردد $f_{MAX} = 300$ جيجا هيرتز. ثم قمنا بإضافة أشباه النواقل ثنائية InAs و GaP لخفض مقاومة القاعدة وتحسين نتائجنا. لذلك تم تقديم هندسة جديدة مع نتائج أخرى.

كذلك، قمنا بمحاكاة الهيكل التجريبي الذي نشره باحث في جامعة كاليفورنيا في عام 2001. نتائج المحاكاة والنتائج التجريبية متطابقة.

طبقتنافس المبدأ الأول على هذا الهيكل، أي. لتحقيق نتائج أكثر تطوراً أضفنا طبقات من InAs و GaP
كلمات البحث: InP، InGaAs، HBT، NPN، f_T ، f_{MAX}