



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES FRERES MENTOURI –
CONSTANTINE1

Faculté des Sciences de la Technologie
Département : D'électronique



وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

جامعة الإخوة منتوري- قسنطينة1
كلية علوم التكنولوجيا
قسم:الإلكترونيك

N° d'ordre : 83/DS/2022

Série : 04/Elec/2022

THESE

Présenté en vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat en Sciences
En Electronique

Option
ELECTRONIQUE

Présentée par

KARA MOSTEFA ZOHRA

Thème

**Etude et Simulation d'un Transistor
Opto-hyperfréquence InP/InGaAs**

Soutenue le : 29 / 09 /2022

Devant le jury composé de :

Présidente	M. LAKHDARA	Professeur	Université Mentouri Constantine1
Rapporteur	A. CHAABI	Professeur	Université Mentouri Constantine1
Examineurs	R. MAHAMDI	Professeur	Université Batna 2
	D. BENATIA	Professeur	Université Batna 2
	O. BARKAT	Professeur	Université Mentouri Constantine1

Remerciement

*Au nom d'ALLAH, le Clément, le Miséricordieux.
Louange à notre Dieu ALLAH qui m'a appris ce que je ne savais pas
et qui m'a donné ce que je n'avais pas.*

*Je tiens à remercier vivement Mr **A. CHAABI**, professeur
au département d'électronique à l'université de Constantine1,
d'avoir voulu rapporter ce travail.*

*Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour
m'avoir confié ce sujet et ainsi que pour ses conseils.*

*Je tiens à remercier mesdames et monsieur les membres du jury qui
ont bien accepté d'examiner la présente thèse :*

*Mme M. **LAKHDARA**, professeur au département d'électronique à
l'université de Mentouri Constantine1, Merci pour l'honneur que vous
m'avez fait en acceptant de présider le jury.*

*Mr **R.MAHAMDI**, professeur au département d'électronique à
l'université de Batna 2, Merci pour l'intérêt que vous avez bien voulu
apporter à ce travail en acceptant de le juger.*

*Mr **D.BENATIA**, professeur au département d'électronique à
l'université de Batna 2, Merci d'avoir accepter
de juger mon travail.*

*Mme **O. BARKAT**, professeur au département d'électronique à
l'université de Mentouri Constantine1, Merci d'avoir accepter
de juger mon travail.*

*J'exprime ma chaleureuse gratitude à ma très chère **maman** pour ses
encouragements et son soutien durant toutes mes études. Mes vifs
remerciements à mon époux **Mourad** pour son aide,
ses conseils et ses encouragements.*

*Pour conclure, je dédie cette thèse à la mémoire de **mon père et beau père**
et à mes adorables et beaux enfants, **Mouhamed Ali * Hadil * Youssef *
Mouhamed Mahdi**. Je la dédie également à mes frères et sœurs.*

Liste des figures

Chapitre I : Télécommunication optique et photodétecteurs

Figure I.1 : Schéma complet avec synoptique générale d'un système de transmission.....	6
Figure I.2 : Coupe transversale schématique d'un TBH SiGe.....	8
Figure I.3 : Energie de bande interdite des alliages III-V.....	11
Figure I.4 : Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semiconducteurs intrinsèques et extrinsèque.....	12
Figure I.5 : Structure de bandes d'énergie (E) du Si, Ge et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k.....	13
Figure I.6 : Transition électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction.....	13
Figure I.7 : Schéma de principe de réflexion et de réfraction d'un faisceau lumineux.....	14
Figure I.8 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour divers semiconducteurs ...	16
Figure I.9 : Fréquence de coupure à 3dB d'un photodétecteur.....	18
Figure I.10 : Vues en coupe et de dessus d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal.....	19
Figure I.11 : Photodiode PIN classique à éclairage vertical et photographie.....	20
Figure I.12 : Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN.....	20
Figure I.13 : Structure typique d'une photodiode à avalanche ultra-rapide en InGaAs.....	21
Figure I.14 : Photodiode PIN à guide d'onde couplé à un amplificateur HEMT.....	22
Figure I.15 : Photodiode à cavité résonante SiGe – Si.....	23
Figure I.16 : Principe de fonctionnement d'une photodiode UTC.....	24
Figure I.17 : Différentes configurations d'éclairage par le dessus des phototransistors.....	25
Figure I.18 : Structure d'un phototransistor SiGe.....	26
Figure I.19 : Vue en perspective de la combinaison guide d'onde - photodétecteur sur Silicium à 1.3 μm	27
Figure I.20 : Photographie d'un phototransistor InP/InGaAs.....	28

Chapitre II : Phototransistor InP/InGaAs

<i>Figure II.1 : Transistor bipolaire NPN et PNP</i>	39
<i>Figure II.2: Coupe transversale d'un BJT NPN</i>	40
<i>Figure II.3 : Diagramme de bande de transistor bipolaire NPN non polarisé</i>	40
<i>Figure II.4 : Transistor bipolaire NPN en fonctionnement normal</i>	41
<i>Figure II.5 : Mouvement des porteurs dans une structure NPN</i>	41
<i>Figure II.6 : Diagramme de bande du transistor bipolaire sous polarisation</i>	41
<i>Figure II.7 : Symbole électrique d'un BJT</i>	42
<i>Figure II.8 : Modèle simple d'un transistor bipolaire</i>	42
<i>Figure II.9 : Modèle d'Ebers-Moll en fonctionnement normal</i>	42
<i>Figure II.10: Diagramme de bande d'un transistor bipolaire à hétérojonction</i>	45
<i>Figure II.11: Diagrammes de bande à l'équilibre d'un TBSH (a) et TBDH avec collecteur graduel (b)</i>	46
<i>Figure II.12 : TBH après gravure des couches et dépôt des électrodes</i>	47
<i>Figure II.13 : Origine des principaux courants traversant le TBH sous polarisation</i>	47
<i>Figure II.14: Tracé de Gummel de TBH (a) et Gain (b)</i>	49
<i>Figure II.15 : Chute de potentiel aux bornes des résistances d'accès du transistor</i>	51
<i>Figure II.16 : Saturation des courants sur le tracé du Gummel</i>	51
<i>Figure II.17 : Forte injection dans le collecteur</i>	52
<i>Figure II.18 : Caractéristique $I_C(V_{CE})$ de TBH InP</i>	53
<i>Figure II.19 : Schéma d'un phototransistor InP/InGaAs</i>	56
<i>Figure II.20 : Schéma de principe du fonctionnement d'un phototransistor</i>	57
<i>Figure II.21 : Symbole d'un phototransistor éclairé</i>	57
<i>Figure II.22 : Structure de bande d'un HPT InP/InGaAs</i>	58
<i>Figure II.23 : Caractéristiques spécifiques aux phototransistors</i>	59
<i>Figure II.24 : Schéma et photo d'un HPT InP/InGaAs à guide</i>	61
<i>Figure II.25 : Structure et photo d'un phototransistor SiGe à multi-puits quantiques</i>	62
<i>Figure II.26 : Structure d'un phototransistor SiGe sur technologie BiCMOS 0,25 μm d'IBM</i>	63

Chapitre III : Modélisation physique du phototransistor InP/InGaAs

Figure III.1: Schéma de discrétisation.....	68
Figure III.2: Organigramme de simulation numérique.....	70
Figure III.3 : Discontinuités de bande de conduction et de valence pour InP/InGaAs.....	75
Figure III.4: Vitesse de dérive électronique stationnaire dans InP, InGaAs et GaAs non dopés.....	75
Figure III.5 : Conditions aux limites pour la polarisation d'un transistor.....	80
Figure III.6 : Coupe transversale et vue d'en haut du phototransistor InP/InGaAs.....	80
Figure III.7 : Phototransistor Inp/InGaAs en trois dimension (3D).....	81
Figure III.8 : Maillage et Profils de dopage du phototransistor InP/InGaAs.....	83
Figure III.9 : Diagramme des bandes d'énergie du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC}	84
Figure III.10 : Diagramme des bandes d'énergie du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE}	84
Figure III.11 : Densités des électrons du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC}	85
Figure III.12 : Densités des trous du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC}	86
Figure III.13 : Densités des électrons du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE}	86
Figure III.14 : Densités des trous du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE}	87
Figure III.15 : Potentiel électrostatique du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC}	88
Figure III.16 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1,5$ V, pour $V_{BE} = 0.65$ V.....	88
Figure III.17 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1,5$ V, pour $V_{BE} = 0.72$ V.....	89
Figure III.18 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1,5$ V, pour $V_{BE} = 0.75$ V.....	89
Figure III.19 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1,5$ V, pour $V_{BE} = 0.8$ V.....	90
Figure III.20 : Potentiel du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE}	90
Figure III.21 : Champ électrique du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisation de la jonction base-collecteur V_{BC}	91
Figure III.22 : Champ électrique du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE}	91

Chapitre IV: Analyse des performances

du phototransistor InP/InGaAs

Figure IV.1 : Courbes de Gummel et gain en courant pour un phototransistor InP/InGaAs.....	95
Figure IV.2 : Courant de collecteur en fonction de la tension de polarisation V_{CE}	96
Figure IV.3: Diagramme des bandes d'énergie du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques pour $I_B = 5 \mu A$ (a), $I_B=100 \mu A$ (b), $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	98
Figure IV.4: Densités des électrons du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques, pour $I_B = 5 \mu A$ (a) et $I_B = 100 \mu A$ (b), $V_{CE}=1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	99
Figure IV.5 : Potentiel électrostatique du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques, pour $I_B = 5 \mu A$ (a), $I_B = 100 \mu A$ (b), $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	100
Figure IV.6 : Champ électrique du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques, pour $I_B = 5 \mu A$ (a), $I_B = 100 \mu A$ (b), $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	100
Figure IV.7 : (a) Courant de collecteur, (b) Photocourant et courant total de HPT InP/InGaAs en fonction de courant de polarisation I_B , pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	101
Figure IV.8 : Gain optique du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) photocourant et (b) courant I_B , pour différentes puissances optiques, $V_{CE}= 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	102
Figure IV.9: Photocourant du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) courant de polarisation I_B et (b) Puissance optique, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	103
Figure IV.10: Gain optique du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) courant de polarisation I_B et (b) Puissance optique, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	104
Figure IV.11 : Photocourant du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) courant de polarisation I_B et (b) puissance optique, $V_{CE}=1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	105
Figure IV.12 : Gain optique du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) courant de polarisation I_B et (b) puissance optique, $V_{CE}=1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	106
Figure IV.13 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du courant de polarisation I_B et (b) pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	107
Figure IV.14 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) faible courant de polarisation I_B et (b) pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	108
Figure IV.15 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) forts courant de polarisation I_B et (b) pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	109
Figure IV.16 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Courant de polarisation idéal I_B et (b) pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$	110

Figure IV.17 : (a) Courbe de Gummel et (b) Gain en courant de phototransistor InP/InGaAs en fonction du courant de collecteur pour des différentes épaisseurs de base112

Figure IV.18 : (a) Courant de Collecteur et courant de base en fonction de l'épaisseur de base, $V_{BE} = 0.7$ V (b) Gain en courant simulé pour InP/InGaAs HPT en fonction de l'épaisseur de base pour différente V_{BE}113

Figure IV.19 : Caractéristiques $I_C(V_{CE})$ du HPT InP/InGaAs pour deux épaisseurs de base 60 nm et 20 nm..... 114

Figure IV.20 : Taux de photogénération du HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur de base pour différente puissances optiques, $\lambda=1.55 \mu\text{m}$114

Figure IV.21: Photocourant et courant de photodiode en fonction de l'épaisseur de base pour $P_{opt}=1\text{mW}$ a $I_B = 3.5 \text{ nA}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$116

Figure IV.22: Photocourants numériques, analytiques et dans différentes couches de HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur de base pour $P_{opt}= 1 \text{ mW}$, $V_{BE} = 0 \text{ V}$ et $V_{CE} = 1,5 \text{ V}$116

Figure IV.23: Photocourant et courant d'obscurité en fonction de l'épaisseur de base pour HPT InP/InGaAs pour une puissance optique de $100 \mu\text{W}$ avec $I_B = 10 \mu\text{A}$ et $V_{CE} = 1.5 \text{ V}$118

Figure IV.24 : Variation de (a) $\Delta\beta$, ΔI_B et $\Delta\beta \Delta I_B$ et (b) Courant de base relatif ($\Delta I_B/I_B$) et gain en courant relatif ($\Delta\beta/\beta$) avec l'épaisseur de base pour une puissance incidente de $100 \mu\text{W}$ à $I_B = 10 \mu\text{A}$ et $V_{CE}=1.5 \text{ V}$119

Figure IV.25 : Photocourant et courant d'obscurité en fonction de la puissance optique pour base mince (20 nm) à $I_B = 10 \mu\text{A}$120

Figure IV.26 : I_{Cdark} ($\Delta\beta/\beta$) et $\Delta\beta \Delta I_B$ pour différentes puissances optiques à $I_B = 10 \mu\text{A}$ et $V_{CE}=1.5 \text{ V}$120

Figure IV.27 : Potentiel électrostatique pour le HPT InP/InGaAs (a) Par rapport à l'épaisseur du HPT (b) Par rapport à l'épaisseur et à la largeur du HPT pour différentes puissances incidentes à $I_B = 10 \mu\text{A}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$121

Figure IV.28 : Diagrammes des bandes d'énergie pour le HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur du HPT pour différentes puissances incidentes à $I_B = 10 \mu\text{A}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$122

Figure IV.29 : Densité des électrons pour le HPT InP/InGaAs (a) Par rapport à l'épaisseur du HPT (b) Par rapport à l'épaisseur et à la largeur du HPT pour différentes puissances incidentes, à $I_B = 10 \mu\text{A}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$122

Figure IV.30 : Variation de (a) Potentiel électrostatique (b) Densité des électrons dans la base pour le HPT InP/InGaAs Avec différent courants de base à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$123

Figure IV.31 : Sensibilité simulée pour le HPT InP/InGaAs et la photodiode en fonction de l'épaisseur de la base (a) à $I_B = 10 \mu\text{A}$ (b) pour différents courants de base, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$124

Figure IV.32 : Gain optique simulé pour le HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur de base (a)
Comparé au gain en courant simulé à $I_B = 10 \mu A$ (b) pour différents courants de base à
 $P_{opt} = 1 mW$ and $\lambda = 1.55 \mu m$125

Figure IV.33: Courant de collecteur simulé et mesuré en fonction de la puissance optique pour
différentes longueur d'onde.....126

Figure IV.34: Valeur simulée, analytique et mesurée de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde
pour deux différentes épaisseurs de base.....127

Liste des tableaux

Chapitre I : Télécommunication optique et photodétecteurs

Tableau I.1 : Performances les plus marquantes des TBH sur InP.....	9
Tableau I.2 : Indice de réfraction des principaux semiconducteurs pour les photodétecteurs à 300k, ($h\nu \approx E_g$).....	15

Chapitre III : Modélisation physique du phototransistor InP/InGaAs

Tableau III.1 : L'énergie de bande interdite des matériaux binaires et le coefficient de variation linéaire avec la température.....	73
Tableau III.2 : Mobilité des matériaux de base et de collecteur.....	77
Tableau III .3 : Paramètres physiques du HPT InP/InGaAs.....	81
Tableau III.4 : Paramètres caractéristiques des matériaux InP et $In_{0.53}Ga_{0.47}As$	82

SOMMAIRE

Sommaire

<i>Introduction générale</i>	1
------------------------------------	---

Chapitre I : Télécommunication optique et photodétecteurs

I. Introduction	5
II. Présentation du système de communication	5
II.1. Le HEMT et les applications analogiques	6
II.2. Le TBH et les applications logiques	6
III. La guerre des TBH	7
III.1. Le TBH SiGe	7
III.1.1. Les avantages du SiGe	7
III.1.2. La technologie SiGe	8
III.2. Le CMOS	8
III.3. Le TBH InP	9
III.3.1. Présentation du TBH InP (historique)	10
III.3.2. Le TBH InP à OPTO⁺	10
III.3.3. Les matériaux III.V	11
IV. Photodétection	12
IV.1. Principe de base de la photodétection	12
IV.2. Caractéristiques optiques des semiconducteurs	14
IV.2.1. Indice de réfraction	14
IV.2.2. Coefficient de réflexion	15
IV.2.3. Coefficient de transmission	15
IV.2.4. Coefficient d'absorption	16
IV.2.5. Taux de photogénération	17
IV.3. Caractéristiques des photodétecteurs	17
IV.3.1. Rendement quantique	17
IV.3.1.1. Rendement quantique interne	17
IV.3.1.2. Rendement quantique externe	17
IV.3.2. Sensibilité ou responsivité	18

IV.3.3. Bande passante à 3 dB.....	18
IV.4. Photodétecteurs.....	18
IV.4.1. Photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal.....	18
IV.4.2. Photodiode PN.....	20
IV.4.3. Photodiode PIN.....	20
IV.4.4. Photodiode a avalanche.....	21
IV.4.5. Photodiode a guide d'onde.....	22
IV.4.6. Photodiode a cavité résonante.....	23
IV.4.7. Photodiode UTC.....	24
IV.4.8. Phototransistors.....	25
IV.4.8.1. Phototransistors SiGe.....	26
IV.4.8.2. Phototransistors III.V.....	27
V. Etat de l'art des photodétecteurs.....	28
VI. Conclusion.....	32
VII. Références bibliographiques.....	33

Chapitre II : Phototransistor InP/InGaAs

I. Introduction.....	39
II. Généralités.....	39
II.1. Transistor bipolaire à homojonction.....	39
II.1.1. Principe de fonctionnement d'un transistor bipolaire.....	40
II.1.2. Principe du gain.....	42
II.2. Role de l'hétérojonction.....	45
II.3. Diagramme de bande.....	46
II.4. Technologie de fabrication.....	46
III. Caractéristiques statiques du TBH.....	47
III.1. Origine des courants.....	47
III.2. Tracé du Gummel.....	49
III.2.1. Recombinaisons et fuites.....	50
III.2.2. Plage de fonctionnement idéal du transistor.....	51
III.2.3. Effet des résistances.....	51
III.2.4. Régime de forte injection.....	52
III.3. Caractéristiques $I_c(V_{ce})$.....	52

IV. Caractéristiques fréquentielles du TBH	53
IV.1. Fréquence de transition	53
IV.2. Fréquence maximale d'oscillation	54
IV.3. Temps de charge du système RC du collecteur	54
IV.4. Temps de transit dans la base	54
IV.5. Temps de transit dans la zone de transition base-collecteur	55
V. Phototransistor	55
V.1. Structure du phototransistor InP/InGaAs	55
V.2. Principe de fonctionnement	56
V.2.1. Définitions des modes de fonctionnement du phototransistor	57
V.3. Diagramme de bande	58
V.4. Caractéristiques spécifiques des phototransistors	58
V.4.1. Sensibilité	58
V.4.2. Gain optique en courant	59
V.4.3. Fréquence de transition optique	59
V.5. Etat de l'art des phototransistors	59
V.5.1. Phototransistors InP/InGaAs	59
V.5.2. Phototransistors SiGe	61
VI. Conclusion	63
VII. Références bibliographiques	64

Chapitre III : Modélisation physique du phototransistor InP/InGaAs

I. Introduction	66
II. Simulation numérique	66
II.1. Méthode des différences finies	66
II.1.1. Principe	67
II.1.2. Discrétisation des équations par différences finies	67
II.1.3. Forme générale de l'équation à discrétiser	68
II.1.4. Le maillage	69
II.2. Logiciel de simulation	69
II.3. Modèles physiques	70
II.3.1. Modèles de dérive diffusion	71
II.3.1.1. Equations de continuités des porteurs	71
II.3.1.2. Equation de poisson	72

II.3.1.3. Equations de densités de courant des porteurs	72
II.3.2. Paramètres modélisés	73
II.3.2.1. Energie de bande interdite	73
II.3.2.2. Discontinuité des bandes	74
II.3.2.3. Vitesse de dérive électronique	75
II.3.2.4. Mobilité des porteurs	76
II.3.2.5. Densités effectives d'états	77
II.3.2.6. Permittivité diélectrique	77
II.3.2.7. Taux de génération-recombinaison	78
II.3.3. Conditions aux limites	79
III. Présentation de la structure	80
III.1. Paramètres physiques	81
III.2. Maillage et profils de dopage	83
IV. Simulation physique du TBH	83
IV.1. Diagramme des bandes d'énergies	83
IV.2. Densités des porteurs	85
IV.3. Potentiel électrostatique	87
IV.4. Champ électrique	90
V. Conclusion	92
VI. Références bibliographiques	93

Chapitre IV: Analyse des performances

du phototransistor InP/InGaAs

I. Introduction	94
II. Caractéristiques statiques du phototransistor	95
II.1. Tracé de Gummel et Gain en courant	95
II.2. Caractéristiques $I_C(V_{CE})$	96
III. Effet de la lumière sur les caractéristiques électriques du phototransistor	97
III.1. Diagramme des bandes d'énergies	98
III.2. Densités des électrons	99
III.3. Potentiel électrostatique	99
III.4. Champ électrique	100

IV. Effet de la polarisation en courant sur le photocourant et gain optique.....	101
IV.1. Faible polarisation en courant.....	103
IV.2. Forte polarisation en courant.....	105
V. Analyse de la dépendance de la sensibilité du HPT avec le courant de base.....	106
V.1. Sensibilité du phototransistor à la faible polarisation.....	107
V.2. Sensibilité du phototransistor à la forte polarisation.....	108
V.3. Sensibilité du phototransistor à l'idéale polarisation.....	109
VI. Analyse des Performances de HPT InP/InGaAs pour différent épaisseurs de base.....	110
VI.1. Courbes de Gummel et gain en courant.....	111
VI.2. Caractéristiques $I_C(V_{CE})$.....	113
VI.3. Taux de photogénération.....	114
VI.4. Photocourant et courant de photodiode.....	115
VI.5. Photocourant et courant d'obscurité.....	117
VI.6. Potentiel électrostatique dans la base.....	121
VI.7. Diagramme de bande d'énergie.....	121
VI.8. Densité des électrons.....	122
VI.9. Sensibilité de HPT.....	123
VI.10. Gain en courant et gain optique.....	124
VII. Comparaison entre les résultats numériques, analytique et expérimentales.....	126
VII.1. Courant de collecteur.....	126
VII.2. Sensibilités.....	127
VIII. Conclusion.....	127
IX. Références bibliographiques.....	129
Conclusion générale.....	131

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Le très important développement des télécommunications à l'échelle mondiale, dont l'un des stimulants fut la génération de l'accès à l'Internet, n'aurait jamais été envisageable sans l'existante de réseaux de communication performants, capables de transmettre des flux de données grandissants. Le support naturel pour telles voies de communication est la fibre optique, sur la quelle des débits de transmission très importants peuvent être atteints, au delà de 100Tb/s (10^{12} bits par seconde) [1].

Dans un système complet de transmission à haut débit, le signal porteur de l'information subit de nombreux traitements. Les plupart d'entre eux sont réalisés sur le signal optique, qui arrive au niveau du bloc de réception. Les récepteurs optoélectronique sont réalisés par intégration monolithique en un seul circuit, appelés OEIC (Opto Electronic Inégrated Circuit : circuit intégré optoélectronique) [2]. Ces circuits manipulant des signaux de fréquences élevées comme ceux utilisées dans ces transmissions à haut débit, requiert l'utilisation de composant extrêmement rapides.

Parmi les photodétecteurs qui existent au monde des télécommunications on trouve le phototransistor (HPT), qui se situé au niveau du bloc photo-détection -réception- pour un système de transmission. Le rôle de ce composant est de convertir un signal optique en un signal électrique.

Les circuits électriques classique sur silicium son au de la de leurs limite de fonctionnement à ces très hautes fréquences. Il est alors nécessaire d'avoir recours à des composants réalisé à base de matériaux semi-conducteurs alternatifs. Les propriétés des composés semi-conducteurs III.V sont préférables, parmi eux se trouvent les alliages : GaAs, InP, GaAlAs, InGaAs,..., à base des quels sont réalisés les transistors bipolaire à hétérojonction (TBH). Les HPT constitués de semi-conducteurs composés III-V ont été étudiés pendant des décennies pour leurs potentiels en tant que photodétecteurs haute performance [3-4]. Ces dispositifs couvrent des longueurs d'onde de détection allant de l'infrarouge à l'ultraviolet du spectre électromagnétique [5-8].

Le HPT étudié dans ce travail est Le phototransistor InP/InGaAs éclairé à travers une fenêtre au-dessus de la couche de base. Ce dernier trouve son application principalement dans les systèmes de télécommunication à fibre optique. Il permet à la fois de détecter et d'amplifier le signal optique, ainsi les fonctionnalités de photodiode (PIN) et de transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) sont combinées dans un seul dispositif [9]. Les phototransistors (HPT) sont l'une des principales options qui utilisent l'action des transistors comme mécanisme de gain interne [10]. Les chercheurs ont fait un effort considérable dans la réalisation de différents types de phototransistors. Due aux semi-conducteurs composés III-V, le TBH a

suscité un intérêt considérable pour les applications de circuits numériques à grande vitesse à cause de leurs performances supérieures [11-12]. La grande discontinuité de la bande de valence (ΔE_v) à l'hétérojonction base-émetteur (B-E) pourrait constituer une barrière potentielle pour l'injection inverse de trous de la base dans l'émetteur afin d'améliorer l'efficacité d'injection de l'émetteur et le gain en courant [13]. Les HPT ont démontré un gain en courant important à faible tension de polarisation et une compatibilité avec les TBH en termes de structures épitaxiales et de processus de fabrication [14]. Divers travaux de recherche expérimentaux et théoriques ont été réalisés pour maximiser les performances des phototransistors. Ensuite, de nombreuses recherches se sont concentrées sur la description quantitative de la relation entre la géométrie du dispositif et les performances des HPT. Il y a eu plusieurs rapports sur l'amélioration des performances pour différents types de HPT, par exemple, une augmentation de l'épaisseur de l'émetteur et du collecteur et une réduction de l'épaisseur de la base. Pour une épaisseur d'émetteur croissante, Kumar et Basu présentent une analyse complète des phototransistors à hétérojonction $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ pratiques (HPT) [15]. À propos d'une épaisseur de collecteur croissante, Li et al. démontrent les performances à haute vitesse des HPT basés sur le super-réseau InAs/GaSb/AlSb de type II [16]. Ensuite, dans le cas d'une épaisseur de base réduite, Chen et Zhu ont fabriqué et simulé les phototransistors à hétérojonction PNP (2 T-HPT) à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ [17]. La base a été réduite de 60 à 40 nm pour HPT sur la base de super-réseaux InAs/GaSb/AlSb de type II [18-19]. Le HPT a été analysé dans le cas du $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ HPT pour différentes largeurs de base par Kumar et Basu [20]. Différentes conceptions de dispositifs de NPN HPT basées sur des super-réseaux de type II ont été fabriquées et mesurées et récemment Li et al. mettant à l'échelle l'épaisseur de la base à 20 nm [21]. Néanmoins, très peu de recherches ont été menées sur les HPT InGaAs/InP et autres dispositifs optoélectroniques à base d'InGaAs.

Alors, l'étude, la modélisation et l'optimisation d'un composant optoélectronique est l'objectif de notre travail. Ce composant est le phototransistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs.

Au début de ce travail, nous avons présenté le système de communication ou nous localisons le composant dans le quel se situe ce travail. Après avoir présenter dans ce premier chapitre les différents TBH existants et les meilleurs composants qui fonctionnent en hyperfréquence, ainsi que le principe de photodétection, quelques photodétecteurs seront cités.

Le deuxième chapitre porté spécifiquement sur le principe de fonctionnement de TBH. Nous nous intéresserons au début par le transistor bipolaire à hétérojonction et le principe du gain puis le rôle de l'hétérojonction. Les caractéristiques statiques et les régimes de fonctionnement du TBH seront abordés. En particulier, le principe de fonctionnement du phototransistor qui est le but de ce travail, et quelques paramètres physiques seront discutée.

Dans le troisième chapitre, nous nous présenterons la modélisation physique du phototransistor InP/InGaAs et les résultats de simulation. Donc après avoir exposé et définir la méthode des différences finies et notre simulateur numérique que nous avons développé, les modèles physiques et la structure du

phototransistor qui constitue l'objet de ce travail de thèse seront exposés, ainsi que quelques paramètres physiques. Nous verrons aussi le maillage et le profil de dopage du composant (HPT). Enfin, nous nous présenterons les différents résultats de simulation sans illumination.

Enfin, le quatrième chapitre sera focalisé sur les résultats de la simulation numérique du phototransistor InP/InGaAs où nous avons réalisé deux parties de simulation. Nous allons tout d'abord, dans la première partie, présenter les caractéristiques statiques du composant et leur amélioration apportée par la densité de la lumière qui a été injectée dans une fenêtre ouverte sur la surface de la base. Nous verrons, entre autres, les effets de la puissance optique et la polarisation en courant sur les caractéristiques électriques, le photocourant, le gain optique et la sensibilité du phototransistor, où nous allons présenter la meilleure plage de fonctionnement pour ce composant lorsqu'il est polarisé en courant. Ensuite, dans la deuxième partie, nous allons faire des analyses sur les performances du phototransistor pour différentes épaisseurs de base. Enfin, ce chapitre sera terminé par une comparaison entre nos résultats numériques et analytiques avec des valeurs mesurées.

REFERENCES

- [1] J. Renaudier et al., "107Tb/s transmission of 103-nm bandwidth over 3x100km SSMF using ultra-wideband hybrid Raman/SOA repeaters", Proc. Opt. Fiber Commun. Conf. (OFC), pp. 1-3, Mar. 2019.
- [2] M. KAHN, "Transistor Bipolaire à Hétérojonction GaInAs/InP pour circuits ultra-rapides: structure, fabrication et caractérisation", Thèse de doctorat de l'université Paris XI Orsay, 2004.
- [3] S. Datta, K.P. Roenker, M.M. Cahay, "A thermionic-emission-diffusion model for graded base PnP heterojunction bipolar transistors", J. Appl. Phys. 83. 8036, 1998.
- [4] L.Y. Leu, J.T. Gardner, S.R. Forrest, "A high-gain, high-bandwidth In_{0.53}Ga_{0.47}As/ InP heterojunction phototransistor for optical communications", J. Appl. Phys. 69.1052, 1991.

-
- [5] C. Soci, A. Zhang, B. Xiang, S.A. Dayeh, D. Aplin, J. Park, Y.- Lo H. Bao, D. Wang, " ZnO nanowire UV photodetectors with high internal gain", *Nano Lett.* 7. 1003, 2007.
- [6] S. Sett, A. Ghatak, D. Sharma, G.P. Kumar, A.K. Raychaudhuri, " Broad band single Germanium nanowire photodetectors with surface oxide-controlled high optical gain", *J. Phys. Chem. C* 122 8564, 2018.
- [7] N. Yavarishad, T. Hosseini, E. Kheirandish, C.P. Weber, N. Kouklin, "Room-temperature self-powered energy photodetector based on optically induced Seebeck effect in Cd₃As₂", *Appl. Phys. Exp.* 10, 052201, 2017.
- [8] J.H. Jung, M.J. Yoon, J.W. Lim, Y.H. Lee, K.E. Lee, D.H. Kim, J.H. Oh, "High-performance UV–Vis–NIR phototransistors based on single-crystalline organic semiconductor–gold hybrid nanomaterials", *Adv. Funct. Mater.* 27, 1604528, 2017.
- [9] J.L. Polleux, Z.L. Paskiewicz, A.L. Billabert, J. Salset, d.H. Rumelhar, "Optimization of InP-InGaAs HPT gain: design of an optomicrowave monolithic amplifier", *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.* 52 (3). March 2004.
- [10] M. Razaeei, M.S. Park, C. Rabinowitz, C.L. Tan, S. Wheaton, M. Ulmer, H. Mohseni, "InGaAs based heterojunction phototransistors: viable solution for high speed and low-noise short wave infrared imaging", *Appl. Phys. Lett.* 114, 161101, 2019.
- [11] Y.G. Kim, J.H. Bae, C. Park, C.W. Kim, S. Kim, B.G. Min, J.M. Lee, H.J. Kim, K. H. Lee, "An X-band InGap/GaAs HBT MMIC oscillator", *Curr. Appl. Phys.* 5, 249, 2005.
- [12] Y.S. Lin, J.J. Jiang, "Temperature dependence of current gain, idiality factor, and offset voltage of AlGaAs/GaAs and InGaP/GaAs HBTs", *IEEE Trans. Electron. Dev.* 56, 2945, 2009.
- [13] J.H. Tsai, C.S. Lee, J.C. Jhou, Y.R. Wu, C.C. Chiang, Y.T. Chao, W.C. Liu, " Comparative study of InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistors with InGaAsP pacer at base-collector junction", *Tom* 47, pp1400–1405, 2003.
- [14] M.S. Park, M. Razaeei, K. Barnhart, C.L. Tan, H. Mohseni, "Surface passivation and aging of InGaAs/InP heterojunction Phototransistors", *Appl. Phys. Lett.* 121, 233105 , 2017.
- [15] H. Kumar, R. Basu, " Impacts of emitter layer thickness on the cut off frequency of GeSn/Ge heterojunction phototransistors". *Computers and Devices for Communication*, pp. 222–226 February, 2021.
- [16] J. Li, A. Dehzangi, D. Wu, "Type-II superlattices-based heterojunction phototransistors for high speed applications", *Infrared Phys. Technol.* 108 (3), 103350. May 2020.
- [17] J. Chen, M. Zhu, "Performance optimization of Pnp InGaAs/InP heterojunction phototransistors", *Appl. Phys. Mater. Sci. Process* 122 (12). Dec.2016.
- [18] A. Dehzangi, A. Haddadi, S. Adhikary, M. Razeghi, "Impact of scaling base thickness on the performance of heterojunction phototransistors", *Nanotechnology* 28 (10) 10LT01, 2017.
- [19] A. Haddadi, A. Dehzangi, R. Chevallier, T. Yang, M. Razeghi: "Type-II InAs/GaSb/AlSb superlatticebased heterojunction phototransistors: back to the future". *Quantum Sens. Nano Electron. Photon.* Xv, 10540, 2018.
- [20] H. Kumar, R. Basu, "Effect of active layer scaling on the performance of Ge_{1-x}Sn_x phototransistors", *IEEE Trans. Electron. Dev.* 66, pp 3867–3873, 2019.
- [21] J. Li, A. Dehzangi, M. Razeghi, "Performance analysis of infrared heterojunction phototransistors based on type-II superlattices", *Infrared Phys. Technol.* 113 (14) 103641. January, 2021.

CHAPITRE I

Télécommunication optique et photodétecteurs

Télécommunication optique et photodétecteurs

I. Introduction

Au cours des précédentes années, le monde a connu une très grande révolution technologique. Cette révolution concerne les technologies de l'information et de la communication (TIC) qui ont complètement changée la vie quotidienne des trois niveaux de la société : gouvernements, entreprises et individus du monde entier.

Dans ce chapitre, après une brève présentation du système de communication, nous évoquons les différentes technologies TBH avec leurs principaux matériaux de fabrication. Puis nous présentons le principe de base de la photodétection avec les caractéristiques optiques des semiconducteurs ainsi que les différents photodétecteurs et leurs caractéristiques. Ensuite nous terminons ce chapitre par un état de l'art pour chaque technologie et nous décrivons celle qui constitue l'objet de ce travail.

II. Présentation du système de communication

L'idée de transporter des signaux à grande distance sur une fibre optique ne se développe de façon pratique que progressivement au cours des années 70, en raison des problèmes initiaux d'atténuation du signal lors de la propagation. Aujourd'hui, grâce à de nombreuses améliorations des matériaux utilisés et des procédés de fabrication, le transport d'information sous forme lumineuse à travers une fibre optique s'impose comme principal moyen de communication sur les longues distances. Les débits potentiels de cette technique, supérieurs à 100 Tb/s, ne peuvent en effet pas être concurrencés par les techniques de communications électriques ou hertziennes.

Dans un système complet de transmission à haut débit, le signal porteur de l'information subit de nombreux traitements. La plupart d'entre eux, comme par exemple le multiplexage temporel, sont réalisés sur le signal alors qu'il est encore sous forme électrique, c'est-à-dire avant sa conversion électrique/optique.

Dans les systèmes de communications par fibre optique, les récepteurs jouent un rôle primordial dans les performances des systèmes. Ces récepteurs optoélectronique sont réalisés par intégration monolithique en un seul circuit, appelés OEIC (Opto-Electronic Integrated Circuit : circuit intégré optoélectronique). Ces circuits regroupent les photodétecteurs tels que des photodiodes ou phototransistors avec des transistors bipolaires ou à effet de champ pour amplifier les signaux opto-microondes et réaliser une partie du

traitement de signal du récepteur. La figure I.1 présente une simplification grossière d'un système complet de transmission [1].

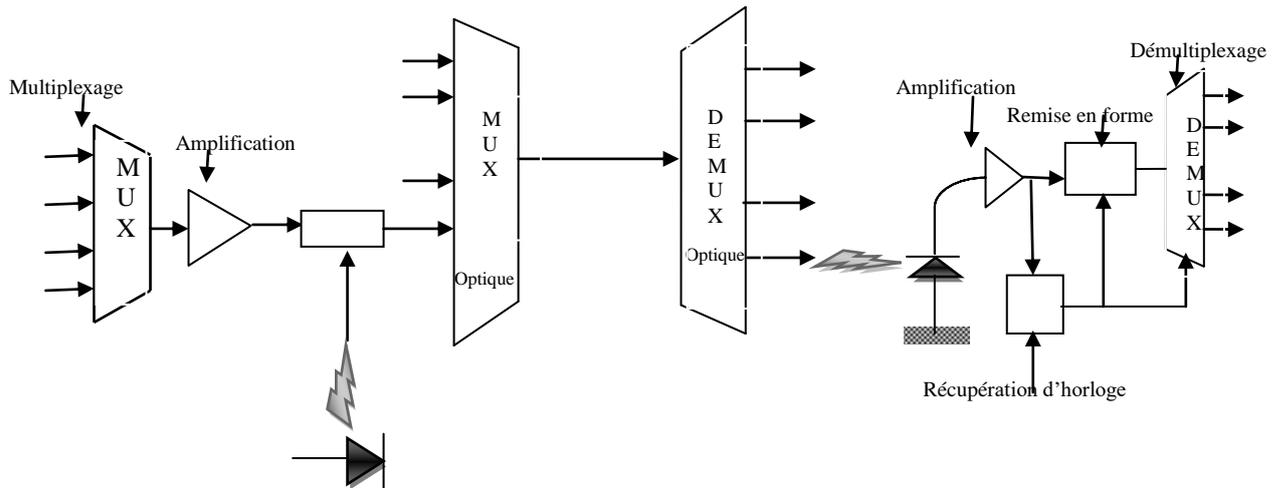


Figure I.1 : Schéma complet avec synoptique générale d'un système de transmission.

La réalisation de circuits électroniques exécutant ces fonctions, et de façon plus générale manipulant des signaux de fréquences élevées comme ceux utilisés dans ces transmissions à haut débit, requiert l'utilisation de composants extrêmement rapides.

II.1. Le HEMT et les applications analogiques

Le transistor à haute mobilité électronique (HEMT : High Électron Mobility Transistor), est un transistor à effet de champ sur III-V. Le HEMT intègre un canal de conduction non dopé dans lequel les porteurs bénéficient des très fortes valeurs de mobilité des matériaux III-V (GaAs ou GaInAs). Les principaux avantages du HEMT par rapport à ses concurrents, et en particulier face au transistor bipolaire à hétérojonction (TBH), sont :

- Le faible bruit, haute fréquence.
- Les fréquences de transition et maximales d'oscillation (f_T et f_{max}) élevées.

Grâce à ces deux caractéristiques, le HEMT sera généralement préféré dans les applications analogiques, comme l'amplification haute fréquence faible bruit ou de puissance. En revanche, la dépendance des caractéristiques du HEMT (performances dynamiques et tension de pincement) à certains paramètres technologiques (définition lithographique de la grille), confère une moins bonne homogénéité et reproductibilité des caractéristiques électriques à ce composant qu'au TBH. Par ailleurs, la transconductance du HEMT, qui est faible comparée à celle du TBH, le rend plus sensible aux capacités parasites du circuit, et aussi moins facilement "pilotable" en courant. Pour ces raisons, le HEMT apparaît moins bien adapté aux applications logiques que le transistor bipolaire.

II.2. Le TBH et les applications logiques

Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) est un équivalent sur matériaux composés du transistor bipolaire à homojonction sur silicium. Par rapport à ce dernier, le TBH intègre une hétérojonction base-

émetteur qui lui permet d'utiliser une couche de base peu résistive et ainsi d'atteindre des performances fréquentielles élevées.

Par rapport à celles souhaitées pour les circuits analogiques, les caractéristiques requises au niveau du composant pour la fabrication de circuits numériques sont différentes. Dans ce domaine, c'est le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) qui répond le mieux à ces attentes. Les caractéristiques du TBH qui font de lui un bon candidat pour la conception de circuits numériques sont :

- Les performances fréquentielles (f_T et f_{max}) élevées.
- La caractéristique exponentielle de la diode émetteur-base, induisant une transconductance élevée favorable au fonctionnement en commutation.
- La capacité à travailler à des densités de courant et des tensions élevées, grâce aux importantes tensions de claquage B_{VCE} .
- La bonne homogénéité et reproductibilité des performances et caractéristiques électriques, qui en raison de la nature verticale du transport électronique dans la structure TBH, sont contrôlées par les paramètres épitaxiaux indépendamment de la lithographie.

III. La guerre des TBH

Dans le domaine des circuits logiques, la compétition entre composants silicium et III-V est incarnée par la course aux performances que se livrent les technologies TBH sur InP et TBH à base SiGe sur silicium. La technologie bipolaire SiGe est intégrable avec la technologie MOS classique, comme dans le cas de la technologie BiCMOS, qui est elle-même une intégration de transistors bipolaires et transistors MOS. Cette solution technologique permet donc de réaliser des circuits très haute fréquence sans sortir de l'environnement silicium, et donc de bénéficier de ses avantages en termes de maturité, de coût de fabrication (le passage de la technologie bipolaire Si à SiGe n'augmente le coût que de 15 %) [2], et de densité d'intégration.

III.1. Le TBH SiGe

Le concept du TBH SiGe constitue une évolution du transistor à homojonction sur silicium, qui consiste à introduire dans la couche de base une proportion de germanium(Ge), dans le but de former un alliage $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$.

III.1.1. Les avantages du SiGe

Cette évolution du matériau de base a plusieurs avantages pour la structure de bandes et les propriétés de transport :

- Discontinuité de bande de valence se forme à l'interface Si/ $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ ($\Delta E_V = 150 \text{ meV}$ pour $x = 0.2$). Le composant formé est donc un transistor à hétérojonction, ce qui permet, tout comme dans le cas du TBH III-V, de doper fortement la base et d'augmenter ainsi les performances fréquentielles du composant.

- Meilleures performances fréquentielles : les électrons et les trous possèdent une mobilité plus élevée dans SiGe que dans Si. Cela favorise, d'une part, des temps de transit électroniques faibles (mobilité électronique), et d'autre part, une résistance de base faible (mobilité de trous).
- Base graduelle : En variant la proportion de germanium dans l'alliage de base du TBH SiGe un pseudo champ électrique est créé dans cette couche, ce qui a pour effet de balayer les électrons injectés, et donc d'améliorer le temps de transit et les performances fréquentielles du composant.

III.1.2. La technologie SiGe

Contrairement à sa concurrente III/V, la technologie SiGe bénéficie des avancées technologiques réalisées depuis des décennies sur les composants silicium. La figure suivante présente un exemple de technologie de TBH SiGe, ainsi que l'intérêt du report de contacts grâce au polysilicium [3].

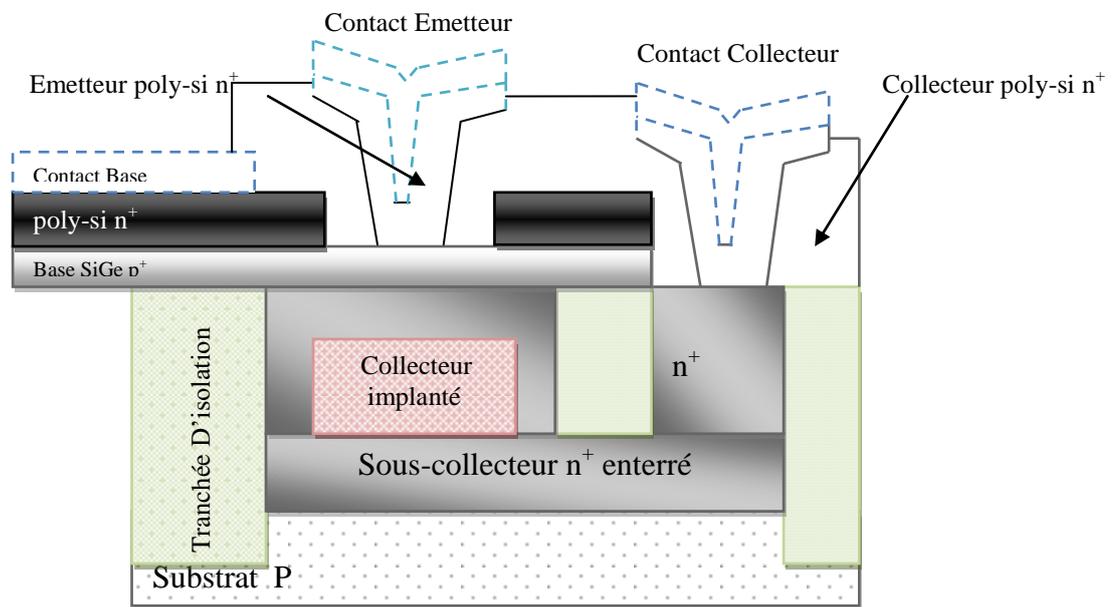


Figure I.2 : Coupe transversale schématique d'un TBH SiGe.

Deux possibilités technologiques issues du silicium sont particulièrement appréciables :

- Les technologies de lithographie et de gravure, très avancées sur silicium, permettent d'utiliser des dimensions latérales très faibles. Ceci permet, par une réduction des éléments parasites (résistance, capacité, ...) du composant, de compenser les qualités physiques moyennes des matériaux à base de silicium.
- Les contacts ohmiques peuvent être répartis sur des surfaces importantes grâce à l'utilisation de dépôts de polysilicium dopé. Le polysilicium a une très faible résistance de contact avec les matériaux à base de silicium, ce qui permet de réduire fortement les dimensions intrinsèques du composant, sans être pénalisé par les résistances de contact.

III.2. Le CMOS

Avec la constante avancée des performances de la technologie classique CMOS sur silicium, on peut se demander si cette dernière ne sera pas à terme capable de satisfaire aux exigences des circuits

numériques pour les télécommunications. Ainsi, des performances au-delà des 150 GHz ont été rapportées pour des transistors MOS.

Ces performances au niveau composant permettent de réaliser des circuits numériques et analogiques fonctionnant à très haute fréquence, comme un multiplexeur [4] et un dé multiplexeur 40 Gb/s, ainsi qu'un oscillateur contrôlé en tension [5] (VCO : Voltage Controlled Oscillateur) à 51 GHz. Avec l'arrivée de nouvelles techniques (silicium contraint, silicium on nothing,...) qui permettront à la technologie CMOS de progresser encore vers de plus hautes fréquences, cette technologie fait figure de troisième protagoniste dans la compétition TBH SiGe / III.V pour les circuits très hautes fréquences.

Malgré cela, le CMOS ne semble pas en mesure actuellement de s'affranchir de son importante limitation en tension de sortie, tout comme le TBH SiGe, ce qui permet de rendre les composants III.V encore irremplaçables pour certaines applications où une sortie importante est requise.

III.3. Le TBH InP

Contrairement aux technologies CMOS et SiGe sur silicium qui ont acquis une grande maturité, la technologie du TBH sur InP est jeune, et n'a hérité, à ses débuts, que d'une partie de la maturation des procédés sur GaAs. Les deux principaux matériaux III.V de base utilisés pour la fabrication de composants, sont le GaAs (arséniure de gallium) et l'InP (phosphure d'indium). Si le développement des composants sur GaAs a sans doute atteint un stade plus avancé que sur InP, c'est toutefois sur ces derniers que les performances les plus prometteuses sont atteintes, et que la plus grande partie des efforts de recherche se concentre actuellement. C'est pour cette raison que nous restreindrons cette présentation du domaine des III.V aux composants sur substrat d'InP.

Les procédés de fabrication des TBH sur substrat d'InP ont été développés dans les laboratoires de recherche durant les années 90, et les premières compagnies proposant commercialement des réalisations à base de ces composants sont apparues peu après l'an 2000.

Pour comparaison, le tableau suivant dresse un récapitulatif des performances les plus élevées de TBH sur InP publiées par des équipes de recherche.

Laboratoire	f_T (GHz)	f_{max} (GHz)	BV_{CE0} (V)
UCSB [6]	370	375	5
UCSB [7]	204	1080	8
UIUC [8]	509	219	2.7

Tableau I.1 : performances les plus marquantes des TBH sur InP.

En plus de la capacité à délivrer des tensions de sortie plus élevées, il apparaît clairement que les performances fréquentielles ultimes obtenues sur TBH InP sont supérieures à celles obtenues par la technologie concurrente SiGe. Les TBH InP sont en fait les transistors les plus rapides existants.

L'application du TBH InP se focalisant sur les circuits rapides pour les télécommunications optiques, les réalisations de circuits logiques sont nombreuses. Le TBH InP permet globalement de réaliser toutes les fonctions nécessaires à la constitution d'une liaison complète à 40Gb/s.

Finalement, il apparaît que le développement des composants à base de III.V, et en particulier à base d'InP, a été très rapides dans les dernières années. Les technologies classiques à base de silicium ne parviennent pas à atteindre des niveaux de performances équivalentes. En revanche, ces solutions restent très attractives en raison de leur grande maturité technologique, et de coût de revient relativement faible.

III.3.1. Présentation du TBH InP (Historique)

L'histoire du transistor bipolaire débute en 1947, avec la découverte de l'effet d'amplification du courant par J. Bardeen et W.H.Brattain en 1947 aux Bell Labs [9]. L'idée de l'utilisation d'un émetteur à large bande interdite apparaît rapidement, et W.B. Shockley dépose le brevet fondateur du principe de l'hétérojonction en 1951 [10]. Par la suite, H. Kroemer pose les bases théoriques du fonctionnement du transistor à hétérojonction [11], ces travaux lui valant l'attribution du prix Nobel de physique en l'an 2000 [12].

Les premières réalisations expérimentales de transistors à hétérojonction datent des années 70, les technologies disponibles avant cette date ne permettent pas la réalisation d'hétérojonctions abruptes.

Les premiers TBH sont fabriqués sur substrat d'arséniure de gallium, en exploitant l'hétérojonction GaAs/AlGaAs réalisée par épitaxie en phase liquide [13], le TBH sur GaAs a été dans les années 80 l'objet de nombreuses études à travers le monde.

C'est au début des années 80 qu'apparaissent les premières réalisations de transistors bipolaires à hétérojonction sur InP. Outre le potentiel de ce composant en vitesse de fonctionnement, supérieur à son homologue sur GaAs, c'est sans doute la possibilité d'intégration avec des composants optoélectroniques qui pousse des opérateurs en télécommunication.

III.3.2. Le TBH InP à OPTO⁺

Au milieu des années 70, c'est le démarrage au Centre National d'Etudes en Télécommunications (CENT) de Bagneux d'un projet de recherche sur le TBH sur substrat de GaAs. Le projet sur InP est lancé en 1993, et débouche, en 1996 sur une première structure à double hétérojonction [14]. La structure est progressivement améliorée par l'optimisation de la jonction base-collecteur et l'ajout de la base graduelle en composition [15]. Par la suite, l'utilisation d'une technologie auto-alignée et de dimensions réduites permis d'obtenir des composants avec des fréquences de coupures f_T/f_{max} respectivement de 180 GHz et 200 GHz, amenant ainsi le laboratoire à l'état de l'art des réalisations de TBHs InP orientés circuits [16].

En 2000, l'équipe du CENT travaillant sur les composants bipolaires est au sein du laboratoire OPTO⁺, faisant partie du groupe Alcatel. L'activité TBH se poursuit, avec la réalisation de circuits numériques à 40 Gb/s et plus.

III.3.3. Les matériaux III.V

Le matériau le plus répandu pour la réalisation de dispositifs électroniques est sans aucun doute le silicium. Mais dans le domaine des hyperfréquences, ne semblaient pas à la portée des composants silicium, du moins à leurs débuts. La limitation du silicium provient principalement de ses médiocres propriétés de transport, c'est-à-dire des faibles vitesses que peuvent atteindre les électrons dans ce matériau. Deux autres limitations de la technologie silicium, l'impossibilité de réaliser des hétérojonctions et l'absence de substrats isolants, ont été résolues récemment avec l'apparition des alliages silicium- germanium SiGe, et de la technique 'silicon on insulator'(SOI).

Là où le silicium était limité, une autre classe de semi-conducteurs, celle des matériaux III-V, se montre bien appropriée. Les matériaux III-V constituent une famille d'alliages, formés en proportion stœchiométriques d'éléments des colonnes III (indium, gallium, aluminium) et V (arsenic, phosphore, antimoine) de la classification périodique des éléments. Les excellentes propriétés de transport électronique de cette famille de matériau, un intérêt majeur des matériaux III-V est la possibilité de réaliser des hétérojonctions, c'est-à-dire de juxtaposer des régions de matériaux avec des énergies de bande interdite différentes. La figure I. 3 représente les principaux alliages III-V, en fonction de leur paramètre de maille et de leur énergie de bande interdite [1].

A l'accord de maille sur l'InP, on trouve le GaInAs et le GaAsSb. Parmi les alliages III-V, l'arséniure de gallium (GaAs) et le phosphore d'indium (InP) jouent un rôle particulier car ils sont utilisés comme substrat.

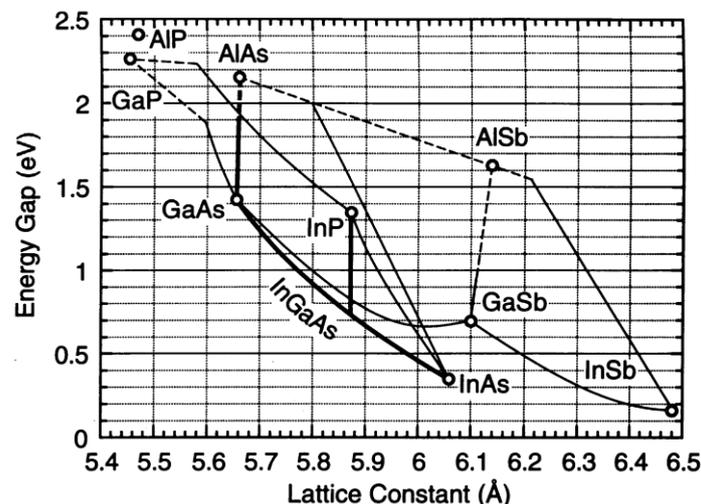


Figure I. 3: Energie de bande interdite des alliages III-V.

La conservation d'un paramètre de maille constant dans la structure de couche d'un composant implique que l'on ne peut pas utiliser n'importe quel matériau sur n'importe quel substrat. Ainsi, le paramètre de maille de l'InP est d'environ 5,87 Å, est seuls des alliages ayant un paramètre de maille égal ou très proche pourront être déposées sur un substrat d'InP. Ces alliages se trouvent, dans la figure précédente, sur une ligne verticale passant par l'InP, et sont $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$, et $\text{GaAs}_{0,5}\text{Sb}_{0,5}$.

IV. Photodétection

La photodétection est un phénomène d'absorption dans un matériau de l'énergie lumineuse portée par les photons qui est transformée en énergie électrique portée par les électrons et les trous. La notion de photon a été introduite par Planck en 1900 puis Einstein, en 1905, en affirmant que lors des phénomènes d'émission ou d'absorption, la lumière se présente sous la forme de grains (quantum) d'énergie. Ces grains sont assimilables à des particules et il leur a été donné le nom de photon [17]. L'énergie de photon est donnée par la relation I.1.

$$E = h\nu = h.c / \lambda \quad (\text{I.1})$$

Soit:
$$E(\text{eV}) = 1,24 / \lambda(\mu) \quad (\text{I.2})$$

Où : h est la constante de Planck, $h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{Js}$,

ν la fréquence de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique ϵ_r ,

λ la longueur de l'onde dans le diélectrique et c la célérité, $c = 2,997925 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$.

Nous allons maintenant approfondir le principe de base de la photodétection.

IV.1. Principe de base de la photodétection

L'absorption d'un photon possédant une énergie au moins égale à la bande interdite E_g caractérisant le semiconducteur, permet de libérer un électron de la bande de valence E_v à la bande de conduction E_c . Le principe de base de la photodétection est illustré par la figure I.4 dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque et extrinsèque.

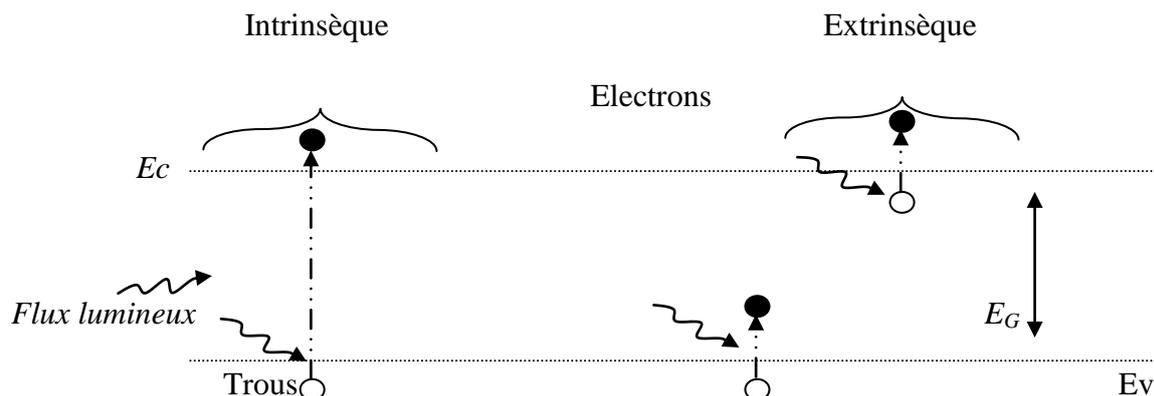


Figure I.4 : Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semiconducteurs intrinsèques et extrinsèques.

Dans le cas des semiconducteurs extrinsèques il est possible de rencontrer des niveaux d'énergie intermédiaires : le niveau d'énergie des accepteurs proche de la bande de valence pour les semiconducteurs dopés P, et le niveau des donneurs proches de la bande de conduction pour ceux dopés N. Pour générer une paire électron-trou, il faut que les photons véhiculent une énergie E_ϕ supérieure à E_g . Pour cela, il y aura une condition pour chaque semiconducteur sur longueur d'onde maximale qu'il pourra

absorber, λ_c , et qui est régie par la relation I.4.

$$E_\phi = h c / \lambda > E_g \tag{I.3}$$

$$\lambda(\mu\text{m}) < \lambda_c = h c / E_g = 1,24 / E_g \text{ (ev)} \tag{I.4}$$

Le gap est représenté par la zone hachurée sur la figure I.5 [18].

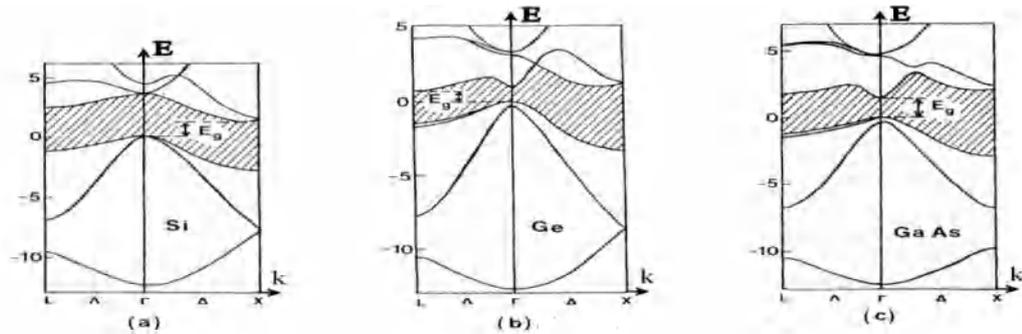
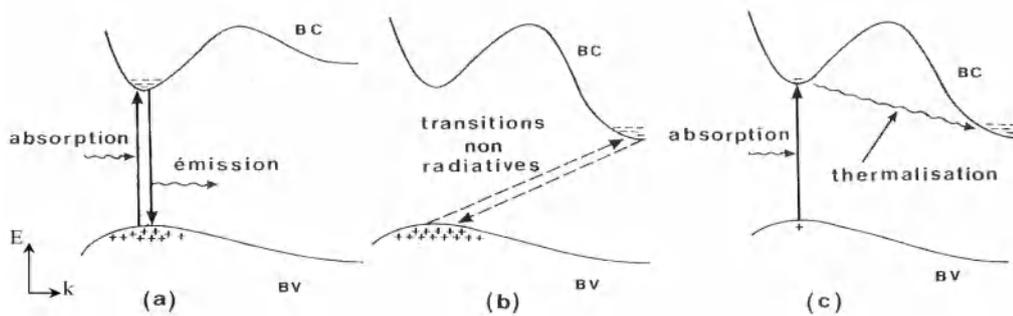


Figure I.5 : Structure de bandes d'énergie (E) du Si, Ge et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k.

Le gap est la distance en énergie entre le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence. Parmi les semiconducteurs, on recense deux types de gap : les semiconducteurs dits à gap indirects comme le Si et le Ge (I.5 a et b) qui ont des extremums en des points différents de l'espace réciproque des vecteurs d'onde k et ceux dits à gap direct comme le GaAs (I.5 c), qui ont des extremums situés au même point de l'espace réciproque.



(a) gap direct (b) gap indirect (c) gap indirect

(transitions verticales), (transition indirectes et non radiatives), (absorption directe de photons).

Figure I.6 transition électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction.

Lorsque la condition sur l'énergie apportée par le photon est respectée : $h\nu > E_g$ (direct), et en l'absence de tout autre mécanisme, le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction provoqué par l'absorption d'un photon est une transition verticale dans l'espace réciproque. Pour les semiconducteurs à gap direct ceci est illustré sur la figure I.6a et pour les semiconducteurs à gap indirect (figure I.6c), un phénomène de thermalisation des électrons est rencontré avant le phénomène de

conduction, lors du passage des électrons du niveau de la bande de conduction directe vers le minimum absolu de cette dernière. La figure I.6b présente une absorption indirecte entre deux extremums décalés dans l'espace réciproque. Ce phénomène est rencontré dans les semiconducteurs à gap indirect et n'est possible qu'avec l'aide d'une particule appelée phonon. Cette particule désigne un quantum de vibration dans un réseau cristallin. Lors d'une absorption indirecte, un phonon sera généré ou absorbé avec une quantité de mouvement à la séparation des deux extremums des bandes de valence et de conduction à gap indirect.

IV.2. Caractéristiques optiques des semiconducteurs

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté une première caractéristique dite optique des semiconducteurs : la longueur d'onde maximale absorbée λ_c . Or l'absorption optique se fera plus ou moins bien en fonction de l'évolution du flux de photons à l'intérieur du semiconducteur. Pour cela, il est utile de connaître l'indice de réfraction et les coefficients d'absorption et de réflexion du matériau.

La figure I.7, rappelle le principe de réflexion et de réfraction d'un faisceau lumineux à l'interface de deux diélectriques différents. Un faisceau lumineux d'incidence quelconque θ_1 à la normale de l'interface, va être en partie réfléchi d'un angle $-\theta_1$ par rapport à la normale et transmis dans le deuxième diélectrique avec un angle de réfraction qui est régi par la formule de Smell Descartes :

$$n_1 \cdot \sin\theta_1 = n_2 \cdot \sin\theta_2 \quad (\text{I.5})$$

Avec n_1 et n_2 les indices de réfraction des milieux 1 et 2.

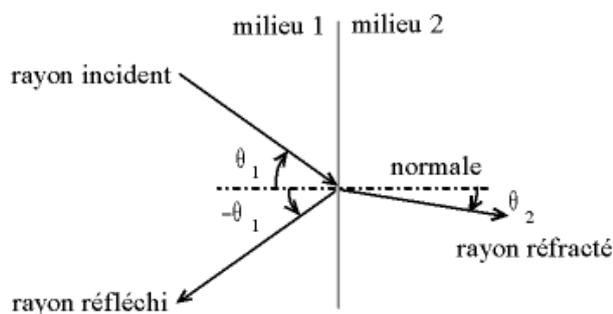


Figure I.7 Schéma de principe de réflexion et de réfraction d'un faisceau lumineux.

IV.2.1. Indice de réfraction

L'indice de réfraction caractérise la vitesse de propagation d'une radiation monochromatique dans le matériau et directement relié à la valeur du diélectrique du matériau. Il est défini par :

$$n = c/v = \sqrt{\epsilon_r} \quad (\text{I.6})$$

Avec c : la célérité de la lumière dans le vide

v : vitesse de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique relative ϵ_r .

On peut rencontrer l'indice de réfraction sous sa forme complexe :

$$\underline{n} = n + jk_x \quad (\text{I.7})$$

Avec \underline{n} : l'indice de réfraction complexe,

n : l'indice de réfraction réel,

k_x : le coefficient d'extinction du matériau.

Le coefficient d'extinction d'un matériau, est une mesure qui caractérise la capacité du matériau à absorber une onde électromagnétique à une longueur d'onde particulière. Dans le cas des matériaux dits diélectriques transparents, comme le verre, l'absorption de la lumière visible est très petite et donc le coefficient d'extinction k_x est considéré comme nul pour de nombreuses applications.

Il est relié au coefficient d'absorption α en fonction de la longueur d'onde λ par la relation (I.8).

$$k_x = (\lambda / 4\pi) \alpha \quad (\text{I.8})$$

L'indice de réfraction des semiconducteurs varie entre 3 et 4,2 à 300 k, nous obtenons donc pour un indice normal, un coefficient de réflexion compris entre 0,25 et 0,38 et donc un coefficient de transmission de 62 à 75%. Par conséquent lorsque l'on fait de la photodétection sans traitement particulier des surfaces, nous avons dans le meilleur des cas environs 70% du rayonnement qui pénètre dans le semiconducteur

Semiconducteurs	Ge	Si	GaAs	InP	InGaAs
Indice de réfraction	4,0	3,5	3,6	3,5	3,6

Tableau I.2 : Indice de réfraction des principaux semiconducteurs pour les photodétecteurs à 300k, ($h\nu \approx E_g$). [19]

IV.2.2. Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion d'une interface est défini pour un indice normal comme le rapport de la puissance du faisceau réfléchi sur la puissance du faisceau incident :

$$R = [(n_2 - n_1) / (n_2 + n_1)]^2 \quad (\text{I.9})$$

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.

IV.2.3. Coefficient de transmission

Le coefficient de transmission s'exprime par le rapport de la puissance du faisceau transmis à celle du faisceau incident ou bien le complément à 1 de la puissance réfléchie :

$$T = 1 - R \tag{I.10}$$

Pour une onde incidente, en introduisant l'équation I.8 dans I.9, on obtient :

$$T = \frac{4 n_1 \cdot n_2}{(n_1 + n_2)^2} \tag{I.11}$$

IV.2.4. Coefficient d'absorption

Le flux de photons se propage dans le semiconducteur et décroît suivant une loi exponentielle proportionnellement à la distance parcourue y :

$$\varphi(y) = \varphi_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot y} \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \tag{I.12}$$

φ_0 : Le flux de photons monochromatiques à l'intérieur du semiconducteur,
 $\alpha(\lambda)$: Le coefficient d'absorption du semiconducteur en fonction de la longueur d'onde. Cette diminution se traduit par la probabilité qu'un photon soit absorbé, d'où la dépendance directe avec le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde du matériau.

$$\alpha(\lambda) = 4 \frac{\pi}{\lambda} \cdot \kappa \quad (\text{cm}^{-1}) \tag{I.13}$$

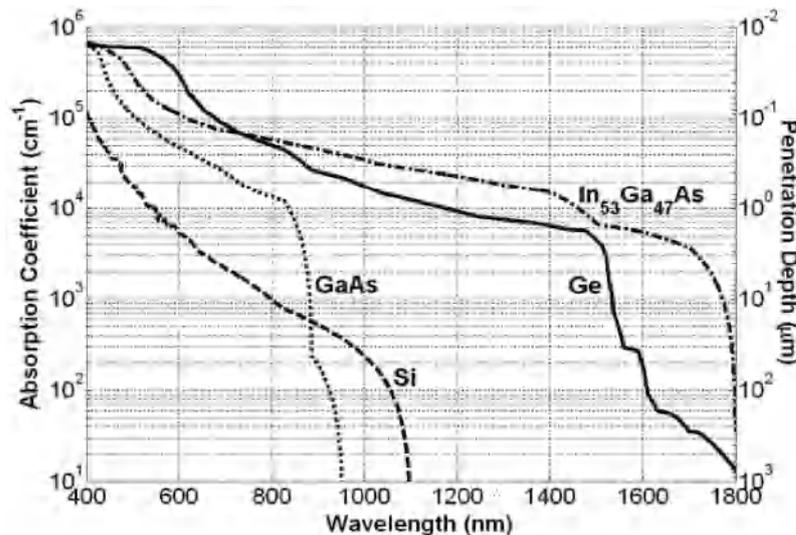


Figure I.8 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour divers semiconducteurs.

La figure I.8 montre l'évolution en fonction de la longueur d'onde du coefficient d'absorption pour quatre semiconducteurs : le silicium Si , le germanium Ge , l'arséniure de gallium $GaAs$ et un composé ternaire $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ [20]. Ce coefficient permettra une première sélection pour la conception d'un photodétecteur.

IV.2.5. Taux de photogénération

Dans l'hypothèse où chaque photon génère une paire électron-trou, nous pouvons en déduire un terme de photogénération. Il s'écrit alors comme étant égal au nombre de photons absorbés par unité de temps et de volume, soit, en fonction de la pénétration y dans le matériau :

$$G(y) = - \frac{d\varphi}{dy} = \alpha(\lambda) \cdot \varphi_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot y} \quad (\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (\text{I.14})$$

Si on fait intervenir la puissance optique à l'entrée du semiconducteur on obtient :

$$G(y) = \frac{P_{\text{opt}}}{h\nu} (1-R) \cdot \alpha(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot y} \quad (\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (\text{I.15})$$

IV.3. Caractéristiques des photodétecteurs

Aux plus des caractéristiques optiques du semiconducteur qu'on a présenté précédemment il y a d'autres caractéristiques spécifiques aux photodétecteurs.

IV.3.1. Rendement quantique

Deux grandeurs sont utiles pour caractériser un photodétecteur. Il s'agit d'une part du courant d'obscurité, d'autre part de la sensibilité ou encore du rendement quantique externe et interne. Le rendement quantique est défini comme le nombre de porteurs générés par photons incidents ou absorbés dans un photodétecteur. On peut l'exprimer sous deux formes :

IV.3.1.1. Rendement quantique interne

Le rendement quantique interne se définit par le rapport des paires électrons-trous générées avec le nombre de photons absorbés par unité de temps. Il est souvent exprimé en pourcentage, sachant que sa valeur limite est de 1, soit 100% de photons ayant engendrés des paires électrons-trous, et 100% de ces paires étant collectées.

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\text{nombre de paires électrons -trous générées}}{\text{nombre de photons absorbés}} \leq 1 \quad (\text{I.16})$$

IV.3.1.2. Rendement quantique externe

Par rapport au rendement quantique interne, le rendement quantique externe tient compte du nombre de photons incidents global dans le semiconducteur et du nombre de porteurs réellement collectés.

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\text{nombre de paires électrons -trous collectées}}{\text{nombre de photons incidents}} \quad (\text{I.17})$$

Il peut être écrit en fonction des grandeurs mesurables : le courant photo-généré I_{ph} , la puissance optique incidente P_{opt} et la longueur d'onde du faisceau optique λ .

$$\eta_{ext} = \frac{I_{ph}(\lambda)/q}{P_{opt}/h\nu} = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \cdot \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_{opt}} \quad (I.18)$$

IV.3.2. Sensibilité ou responsivité

La sensibilité est définie comme le rapport du courant photo-généré sur la puissance optique incidente en court-circuitant la sortie et est exprimée en Ampère par Watt. Elle caractérise la conversion optique-électrique du photodétecteur.

$$S_{ph/c.c}(\lambda) = \frac{I_{ph,c.c}(\lambda)}{P_{opt}} = \eta_{ext} \cdot \frac{q}{h\nu} = \eta_{ext} \cdot \frac{\lambda(\mu m)}{1.24} \quad (A/W) \quad (I.19)$$

IV.3.3. Bande passante à 3 dB

Cette caractéristique est utilisée surtout pour les photodiodes. La valeur de la bande passante ou la fréquence de coupure à 3dB est schématisée sur la figure I.9. Elle représente la fréquence à laquelle le courant utile de sortie est divisé de moitié par rapport à la réponse maximale de sortie.

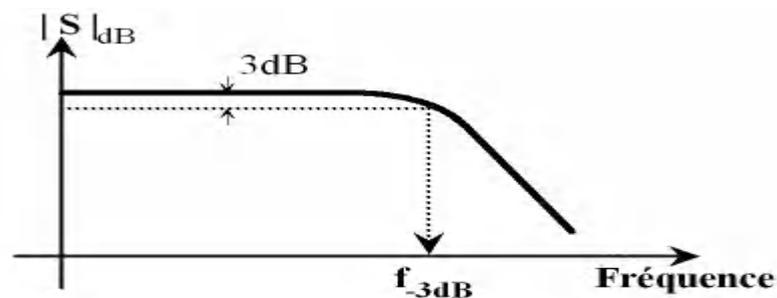


Figure I.9 : Fréquence de coupure à 3dB d'un photodétecteur.

IV.4. Photodétecteurs

Nous allons présenter dans cette partie les principaux photodétecteurs existant dans la littérature. Où on expose pour chaque composant leur structure avec le principe de fonctionnement.

IV.4.1. Photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal

Comme le montre la figure I.10 [21], La structure d'un photodétecteur MSM est constituée d'un métal inter-digité déposé sur un semiconducteur non-dopé formant des jonctions Schottky.

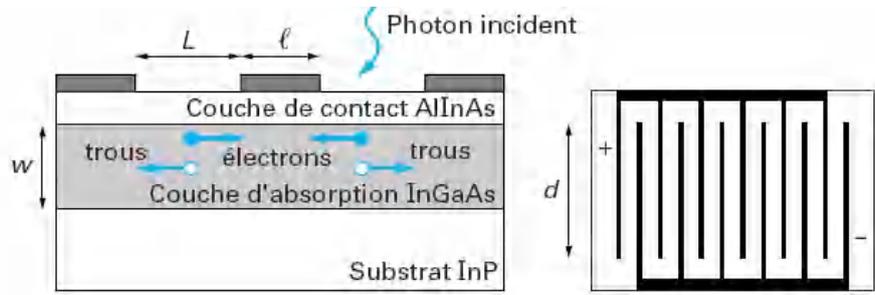


Figure I.10 : Vues en coupe et de dessus d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal.

On obtient ainsi deux diodes Schottky tête-bêche, l'une polarisée en direct et l'autre en inverse. Cette disposition inter-digitée permet d'augmenter la surface photodéetectrice et aussi d'obtenir des temps de transit intrinsèques très courts [22].

Principe de fonctionnement :

Lorsque nous éclairons le composant verticalement, Les photons incidents pénètrent le semiconducteur entre les électrodes où réside le champ électrique qui permet après absorption des photons de séparer les paires électrons-trous. Les trous vont être attirés vers les électrodes négatives et les électrons vers les électrodes positives.

Néanmoins, la zone d'absorption des photodétecteurs MSM sera limitée par l'effet d'ombre dû à la surface des électrodes. Le rendement quantique externe sera alors dépendant du rapport entre la largeur de la zone d'absorption inter-électrodes (L) et la largeur totale éclairée comme écrit dans l'équation suivante :

$$\eta_{\text{ext}} = (1 - R) \cdot \frac{L}{L+l} \cdot (1 - e^{-\alpha w}) \quad (\text{I.20})$$

Avec R coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur, L largeur de la zone d'absorption inter-électrodes et l largeur de l'électrode.

Les valeurs typiques pour les sensibilités de ces photodétecteurs sont d'environ 0,1– 0,6 A/W pour les photodiodes PIN et MSM III-V, dépendant du rendement quantique et des autres paramètres optiques [23].

Pour résumer, les photodétecteurs métal-semiconducteur-métal sont bien adaptés aux applications optique-microondes et compatibles pour l'intégration avec des transistors à effet de champ dans des MMICs (Monolithic Microwave Integrated Circuits) optiques. Malgré l'amélioration des réponses en fréquence au fil des années, ces structures souffrent principalement d'un rendement quantique relativement faible, mais aussi d'un compromis rendement-bande-passante qu'il est nécessaire d'établir. Enfin, surtout, elles ne permettent pas des courants de saturation élevés et elles ont donc une faible puissance de sortie. Pour les applications nécessitant des puissances élevées, une autre structure de photodiode appelée PIN lui sera préférée.

IV.4.2. Photodiode PN

La photodiode PN ou photodiode classique est une simple jonction PN polarisée en inverse afin d'obtenir une grande zone de charge d'espace ou zone déplétée afin de favoriser la photodétection. Les porteurs photo-générés dans la zone déplétée dérivent sous l'action du champ électrique vers les zones où ils sont majoritaires. Des paires électrons-trous peuvent aussi être générées dans les zones dopées. Les porteurs minoritaires diffusent vers la zone de charge d'espace, où ils sont accélérés par le champ électrique pour participer au photocourant. Ils peuvent au cours de leur déplacement se recombiner.

La première évolution des photodétecteurs au début des années 60, s'est tournée vers l'augmentation de la zone d'absorption à l'aide d'une couche supplémentaire non dopée ou faiblement dopée, pour accroître la sensibilité : cette évolution a donné naissance à la photodiode PIN.

IV.4.3. Photodiode PIN

Pour augmenter artificiellement la zone de charge d'espace et donc la zone d'absorption principale de la photodiode PN, W, une couche intrinsèque, absorbante à la longueur d'onde, est insérée au milieu de la jonction PN comme illustré par la figure I.11 [24].

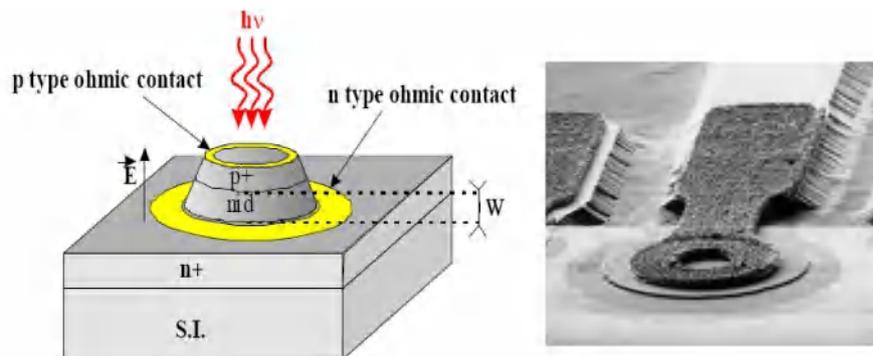


Figure I.11 : Photodiode PIN classique à éclairage vertical et photographique.

Sous une polarisation inverse suffisante, toute la zone intrinsèque est soumise à un fort champ électrique quasi-uniforme et ainsi les porteurs photo-générés atteignent rapidement la vitesse de saturation. Cette structure de photodiode a été utilisée comme démodulateur optique-microonde, [25].

- Principe de fonctionnement :

Le principe de fonctionnement d'une photodiode PIN à éclairage vertical est présenté par la figure I.12. L'éclairage vertical peut être effectué par-dessus ou par dessous suivant les structures et matériaux utilisés. L'éclairage latéral permettra de lever le compromis rapidité/détection.

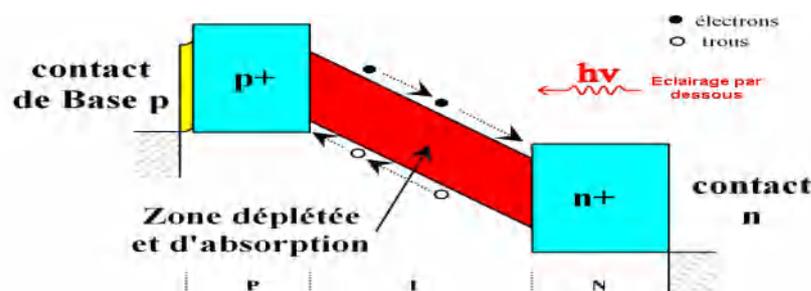


Figure I.12 : Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN.

On peut exprimer le rendement quantique externe en fonction du rendement quantique interne par l'expression suivante :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \cdot (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha w}) \tag{I.21}$$

Avec α le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde utilisée, R le coefficient de réflexion à l'interface et W la largeur de la zone d'absorption.

Les photodiodes PIN sont ultra-rapides, c'est à dire que $\alpha(\lambda) \cdot W \ll 1$, et en considérant $\eta_{int} = 1$, l'équation (I.20) peut être approximé par :

$$\eta_{ext} = \alpha(\lambda) \cdot W (1 - R) \tag{I.22}$$

Donc la sensibilité des photodiodes PIN s'approche alors en fonction de la longueur d'onde comme suit :

$$S_{ph/c.c}(\lambda) = \eta_{ext} \cdot \frac{\lambda(\mu m)}{1.24} = \frac{\lambda(\mu m)}{1.24} \cdot \alpha(\lambda) \cdot W (1 - R) \text{ (A/W)} \tag{I.23}$$

Pour résumer, ces photodiodes ont pour intérêt :

- Une grande sensibilité, proportionnelle à la largeur et à la profondeur de la zone intrinsèque.
- Elimination des phénomènes de diffusion par l'utilisation d'hétérojonction.
- Diminution du temps de transit des porteurs pour une épaisseur de zone intrinsèque fixe en augmentant la tension de polarisation inverse, dans le cas où la vitesse de saturation n'est pas déjà atteinte.

Pour ce dernier point, il faut noter aussi l'effet de l'augmentation du temps de transit avec l'augmentation de la zone intrinsèque. L'augmentation de l'épaisseur de la zone active optique engendre une diminution de la capacité de jonction et donc dans le même temps une diminution de la constante de temps RC. On retrouve cette dernière dans l'écriture du temps de transit global mais en général elle reste négligeable comparée au temps de transit des porteurs à travers la zone intrinsèque.

IV.4.4. Photodiode à avalanche

Comme le montre la figure I.13 [26], la structure d'une photodiode à avalanche est similaire à celle d'une photodiode PIN, dans laquelle il a été ajouté une couche de multiplication non-dopée à grand Gap et des couches de transition à gap intermédiaire.

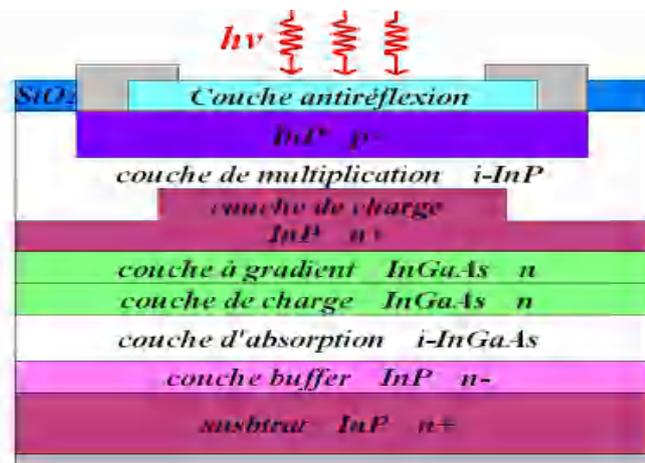


Figure I.13 : Structure typique d'une photodiode à avalanche ultra-rapide en InGaAs.

Les zones d'absorption et de multiplication sont séparées afin d'éviter de forts courants de fuite ou des phénomènes de bruit d'avalanche. Sous cette condition, la photodiode à avalanche peut rester faible bruit tout en apportant une amplification. L'éclairage se fait usuellement par un faisceau optique injecté verticalement.

Les photodiodes à avalanche (APD) sont utilisées pour accroître la sensibilité des photodétecteurs dans les communications sur fibre optique. Cette augmentation de la sensibilité est obtenue grâce à une amplification interne du courant photo-généré due à un effet d'avalanche. Les premières études sur ces photodétecteurs datent de 1966 par Emmons et Lucovsky, [27].

- Principe de fonctionnement :

Pour une polarisation inverse très élevée, supérieure à 20V, appliquer aux bornes de la photodiode on peut obtenir un effet d'avalanche. Un fort champ électrique règne au niveau de la couche de multiplication intrinsèque qui permet d'ioniser le matériau, générant électrons et trous, par impact des porteurs photo-générés qui la traverseront. Dans la couche active pour la photodétection, le champ électrique ne permet pas l'ionisation, mais suffit à la dérive des porteurs photo-générés.

Le facteur de multiplication M dépend des coefficients d'ionisation des électrons α_n et des trous α_p , [28]

$$M = \frac{1 - k_\alpha}{e^{-((1-k_\alpha)\alpha_n W} - k_\alpha)}$$

avec $k_\alpha = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$ est le taux d'ionisation.

Pour obtenir de forts facteurs de multiplication et donc une meilleure sensibilité associée à faible facteur de bruit, il faut que les coefficients d'ionisation diffèrent l'un de l'autre. Le produit gain-bande se verra ainsi augmenté. Dans le cas où la polarisation est faible, la photodiode se comporte comme une simple photodiode PIN.

IV.4.5. Photodiode à guide d'onde

Les structures à guide d'onde à éclairage latéral permettent le découplage optique-électrique. Elles permettent d'augmenter la bande passante tout en gardant une grande sensibilité, par élimination de la dépendance du rendement quantique avec l'épaisseur de la zone d'absorption.

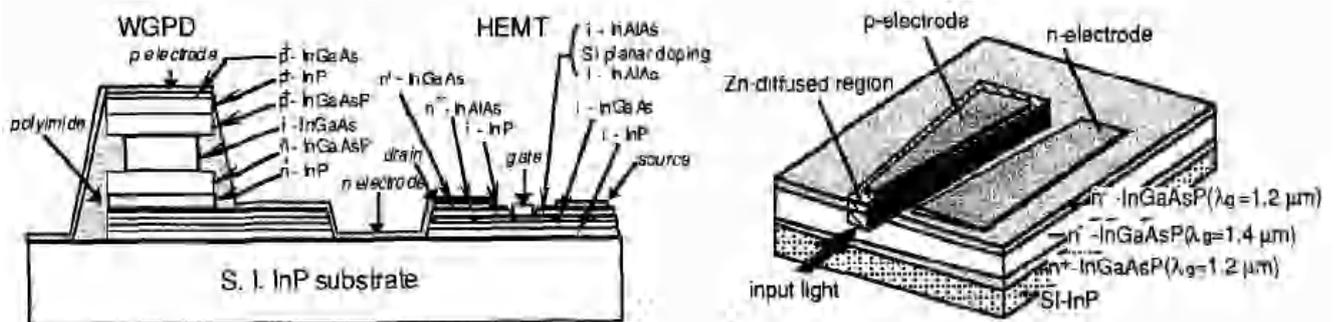


Figure I.14 : Photodiode PIN à guide d'onde couplé à un amplificateur HEMT.

Un exemple de photodiode à guide d'onde est illustré par la figure I.14 [29], c'est une photodiode PIN à guide d'onde multimode sur substrat InP. Ces structures sont aussi utilisées avec d'autres corps de photodiodes : photodiode à avalanche, [30] et même photodiode UTC (Uni-Traveling-Carrier), [31].

- **Principe de fonctionnement :**

La lumière pénètre latéralement le photodétecteur, se propage dans un guide d'onde formé par la couche absorbante i-InGaAs entourée de deux couches en InGaAsP dopées N et P, Comme nous le montre la figure I.14, afin d'améliorer le couplage optique et donc augmenter le rendement quantique externe en optimisant l'épaisseur des couches en InGaAsP. Ces deux couches à bande interdite intermédiaire entre InGaAs et InP ont une longueur d'onde de coupure à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ et sont donc transparentes à la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Il en résulte que les paires électrons-trous photo-générées ne transitent que dans la couche déplétée en InGaAs.

Il n'ya plus de dépendance entre le rendement quantique et la bande passante de la photodiode car l'onde lumineuse arrive perpendiculairement au déplacement des porteurs. Le rendement quantique dépendra du confinement optique et surtout de la longueur de la couche active, InGaAs. La bande passante sera limitée par le temps de transit à travers l'épaisseur de la couche active et le filtre RC de la jonction.

La longueur de la zone active influe sur la sensibilité et aussi sur l'aire de la photodiode et donc la capacité. Une possibilité pour diminuer le temps *RC*, est d'utiliser une structure dite 'mushroom' (champignon) où la couche absorbante est moins large que les couches dopées, [32], comme le présente la figure I.14. Cette structure sur InP permet d'obtenir une bande passante de 110GHz et une sensibilité de 0,63A/W, soit un rendement quantique de 50% pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

L'inconvénient de ces structures réside dans l'alignement fibre optique-composant. Pour un diamètre de mode injecté inférieur à $3 \mu\text{m}$, l'erreur de positionnement de la fibre par rapport au guide d'onde de la photodiode doit être inférieure de $\pm 0,6 \mu\text{m}$ pour une perte de -1dB , [33] comparé à un diamètre de $4 \mu\text{m}$ ou la tolérance à -1dB est de $\pm 1 \mu\text{m}$ verticalement et $\pm 1,3 \mu\text{m}$ horizontalement, [34].

IV.4.6. Photodiode a cavité résonante

L'idée de ce type de photodiode est de piéger le faisceau lumineux dans une cavité résonante pour permettre d'augmenter la sensibilité dans le cas d'un éclairage vertical, comme le montre la figure I.15, [35].

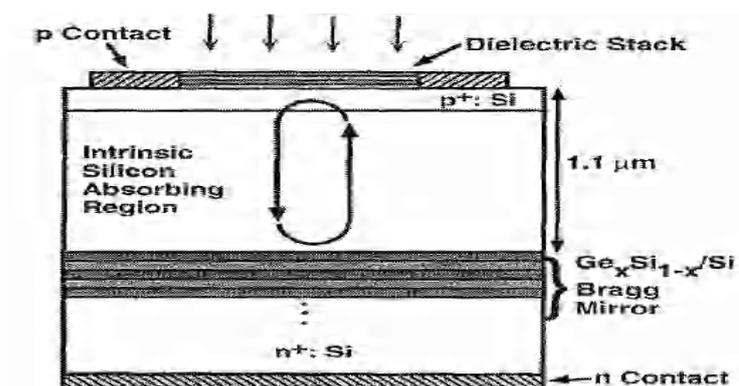


Figure I.15 : Photodiode à cavité résonante SiGe – Si.

Le faisceau est quasi-totalement absorbé à cause des miroirs de Bragg à haut indice de réflexion, d'où leur nom de photodiode améliorée par cavité résonante (*RCE-Pd* : Resonant Cavity Enhanced Photodiode). L'utilisation de cavités résonantes a été appliquée sur tous les types de photodiode à éclairage vertical, [36].

- **Principe de fonctionnement :**

Le faisceau lumineux incident pénètre par le miroir semi-réfléchissant du haut, est absorbé en partie dans la fine couche active puis est réfléchi par le miroir du bas et repasse dans la zone active. Le champ optique est ainsi augmenté dans la cavité Fabry-Perot, ce qui permet d'utiliser une couche active fine tout en obtenant des rendements quantiques élevés, 99% théoriquement, [37], et pratiquement 90%, 94% et 99%, [38],[39], [40], pour des photodiodes PIN.

L'utilisation de cavités résonantes a été appliquée sur tous les types de photodiode à éclairage vertical. Les photodétecteurs seuls n'affichent pas spécialement de meilleures performances de sensibilité, du fait d'une réduction des couches d'absorption pour maintenir les performances fréquentielles. Les cavités ont permis à la fois de relaxer les dimensions des composants dans le but de faciliter le couplage avec les fibres mais aussi de compenser la perte de sensibilité due à la réduction de la couche absorbante.

Toutes les structures présentées précédemment ont un point commun négatif, la fréquence de fonctionnement à forte puissance optique incidente. Une des dernières structures, appelée photodiode UTC, (Uni-Traveling-Carrier : un seul porteur se déplaçant) va permettre de résoudre ce manque.

IV.4.7. Photodiode UTC

Un moyen pour améliorer à la fois le produit bande passante-rendement et le courant de saturation du composant est d'utiliser seulement les porteurs les plus rapides, les électrons, à leur vitesse dite «d'overshoot» afin d'éviter l'effet de charge d'espace (space-charge effect). L'effet de charge d'espace est un effet qui limite la vitesse des porteurs à fort courant photogénéré [41]. Il en résulte un effet de forte injection qui crée une réduction du champ électrique dans la ZCE, voire un champ électrique contraire, qui ralentit les photo-porteurs.

- **Principe de fonctionnement :**

La figure I.16, résume le fonctionnement d'une photodiode UTC. La structure rappelle celle d'une photodiode PIN dans laquelle on a dissocié la zone d'absorption et la zone de déplétion.

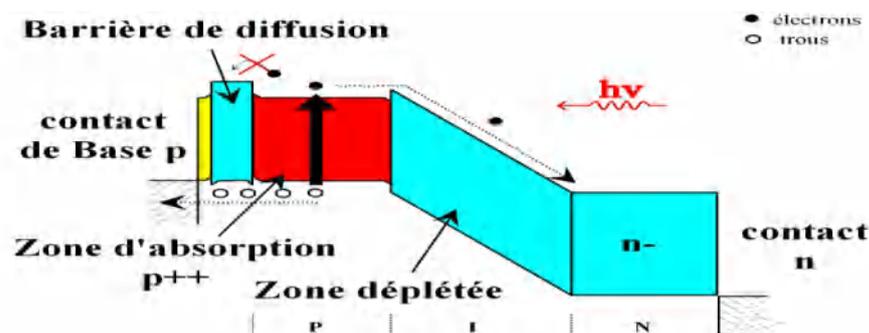


Figure I.16 : Principe de fonctionnement d'une photodiode UTC.

En effet, la zone active est la zone fortement dopée P de la photodiode, appelée aussi "base". Elle est entourée d'un côté par une barrière de diffusion du côté du contact de base pour empêcher les électrons photo-générés de diffuser dans la mauvaise direction et de l'autre côté d'un semiconducteur à grand gap non-dopé et transparent à la longueur d'onde de fonctionnement. Celui-ci constitue la zone de collection des électrons.

Les paires électrons-trous sont photo-générées dans la base fortement dopée P. Les trous étant fortement en excès sont majoritaires et vont être évacués rapidement vers le contact de base par effet de relaxation diélectrique. Les électrons vont diffuser dans la base jusqu'à la zone déplétée où ils seront accélérés sous l'effet du champ électrique et dériveront jusqu'à la zone dopée N. Seuls les électrons sont considérés comme porteurs minoritaires se déplaçant dans la zone de charge d'espace et ainsi eux seuls déterminent le temps de transit.

Ces structures ont permis de battre des records en termes de bande passante avec 310GHz à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ pour 30nm de couche absorbante en InGaAs et une puissance de sortie à près de 13mW à 100GHz pour un photocourant de 33mA, mais une faible sensibilité de 0,07A/W, [42].

IV.4.8. Phototransistors

Au début et avec l'apparition des photodétecteur, La plupart des systèmes publiés utilisent des photodiodes PIN classiques ou encore PIN à guide d'onde [43]. Il est possible d'intégrer les deux en un et ainsi obtenir un phototransistor. Ce type de photodétecteur utilise la jonction PN polarisée en inverse comme une photodiode et le courant photogénéré est directement amplifié par effet transistor.

Les phototransistors sont le plus souvent éclairés verticalement par le dessus. La figure 1.17 présente les différentes configurations d'éclairage par le dessus. La structure peut être un simple TBH dont l'éclairage se fait entre les plots de contact de base et d'émetteur [44], sans modification de la structure. Le faisceau peut être injecté par l'émetteur via une fenêtre ouverte dans le contact [45], ou via un contact d'émetteur transparent [46]. Enfin la dernière configuration possible est la suppression d'un contact de base ou d'une partie afin de pouvoir injecter la lumière directement dans la base et la jonction base-collecteur [47].

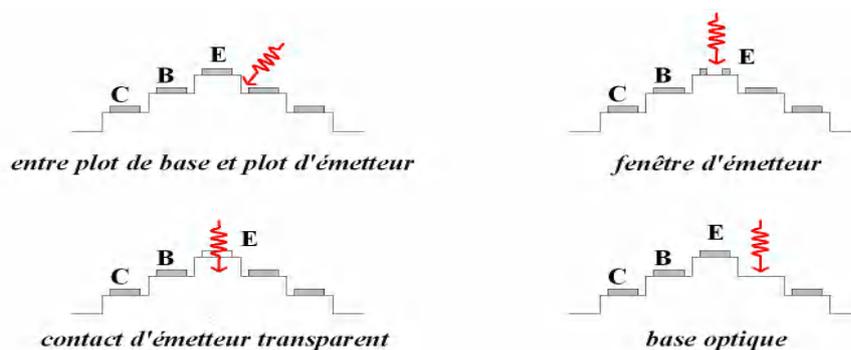


Figure I.17 : Différentes configurations d'éclairage par le dessus des phototransistors.

L'éclairage par la face arrière est utilisé dans certaines structures afin de pouvoir illuminer toute la largeur de la jonction base-collecteur sans être gêné par le contact de base ou justement en utilisant les contacts de base et d'émetteur comme réflecteur, améliorant ainsi l'absorption [48].

Ensuite, les phototransistors se sont orientés vers des structures de types guide d'onde avec un éclairage latéral [49] ou par couplage évanescent [50].

Il peut être recensé deux types de phototransistor d'un point de vue fonctionnel : ceux à deux terminaisons, dits 2T-HPT, c'est à dire sans contact de base, et les 3T-HPT, avec contact de base. Si les premiers phototransistors étaient sans contact de base [51], dix ans plus tard ont montré l'intérêt du contact de base dans l'amélioration des performances fréquentielles.

IV.4.8.1. Phototransistors SiGe

La figure I.18 présente un phototransistor à base flottante constituée d'une structure SiGe/Si Multicouche [52]. Cette structure est utilisée en combinaison avec la réalisation d'une cavité résonnante présentant, sur les dessus et dessous de la structure, deux miroirs réfléchissant le faisceau lumineux à détecter en direction de la zone absorbante. La diminution de l'épaisseur de couche active est exploitée afin d'augmenter les performances dynamiques tout en maintenant une absorption suffisante. Une bande passante pouvant atteindre la gamme $1-10\text{GHz}$, est présentée. Il s'agit à notre connaissance de la seule exploration existante de structures amplificatrices fondées sur le concept de phototransistor.

L'injection du flux lumineux est également un problème technologique. L'alignement direct de la fibre optique est une opération délicate et nécessite souvent un éclairage vertical, non optimum. Une autre solution est cependant envisageable pour les longueurs d'ondes des télécommunications, sur Silicium. Il s'agit de développer des guides d'ondes optiques qui vont permettre de distribuer le signal optique au photodétecteur, depuis un emplacement réservé vers le détecteur pour un éclairage latéral. Cette solution permet de déporter le problème de couplage à la fibre vers des zones libres pouvant bénéficier de techniques *MEMS*, et ainsi pouvant disposer de rigoles de maintien de fibre, par exemple.

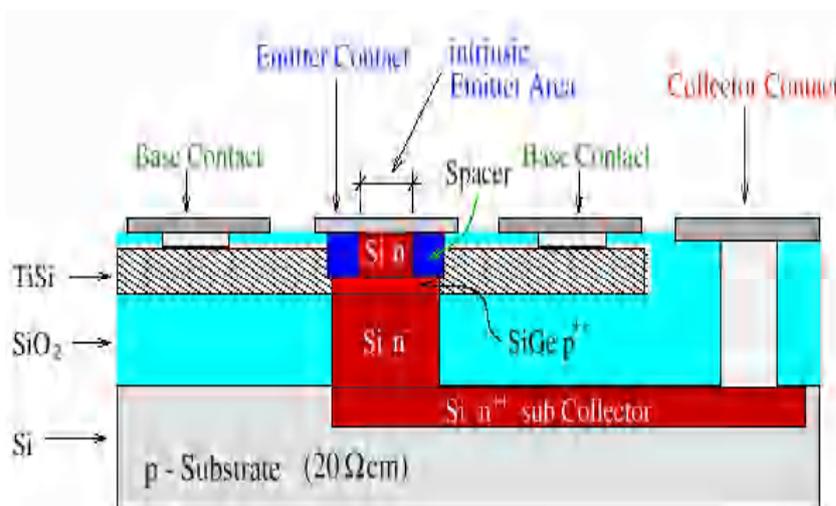


Figure I.18: Structure d'un phototransistor SiGe.

Une réalisation complète de photodétecteur à guide d'onde SiGe/Si est proposée figure I.19.

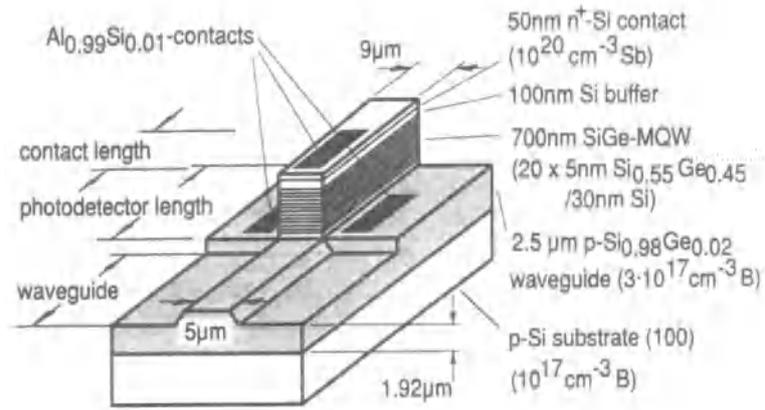


Figure I.19 : Vue en perspective de la combinaison guide d'onde - photodétecteur sur Silicium à 1.3µm.

Le guide d'onde est constitué de $Si_{0.98}Ge_{0.02}/Si$. La couche active intrinsèque du photodétecteur est constituée de multicouches $Si_{0.55}Ge_{0.45}/Si$. Ce photodétecteur réalisé par *Splett et al.*, [53], vise un fonctionnement à $1,3\mu m$. C'est pourquoi la concentration de Germanium est de « seulement » 45%. La couche active d'absorption est constituée de 20 couches de 5 nm de $Si_{0.55}Ge_{0.45}$ contraint sur 30 nm de Silicium. L'épaisseur totale de la zone intrinsèque est donc de 700 nm pour une épaisseur absorbante de 20×5 nm, soit 100 nm.

Une autre structure est réalisée par *Kesan et al.* [54], qui utilisent une concentration de 60% pour travailler avec un rendement maximum à la longueur d'onde optique de $1,1\mu m$. Cette structure est constituée de multicouches de 28 périodes de 4 nm de $Si_{0.4}Ge_{0.6}$ contraint sur 21 nm de Silicium. L'épaisseur de la zone intrinsèque est donc également de 700 nm, pour une épaisseur absorbante cumulée de 28×4 nm, soit 92 nm. La responsivité maximale est de $0,43$ A/W, elle est atteinte à $1,1 \mu m$. Les performances fréquentielles, pour le premier comme pour le deuxième, sont similaires avec des bandes passantes de l'ordre de 1 à 2 GHz permettant d'atteindre des débits binaires de $2,5$ Gb/s. Une optimisation de la structure présentée par [53] permet d'augmenter la bande passante à 6 GHz, [55].

En ce qui concerne un éventuel fonctionnement à $1,55 \mu m$, il serait nécessaire d'augmenter la concentration de Germanium. Un minimum d'au moins 60% est nécessaire. Les épaisseurs de films maximales diminuent cependant et il apparaît alors des effets quantiques qui tendent à modifier la largeur de bande interdite apparente en l'élargissant, et qui tendent donc à diminuer l'absorption du matériau SiGe [56]. Les seuls effets positifs venant de ces puits quantiques qui auraient pu être espérés seraient ceux de l'apparition d'un gap pseudo direct, or ils n'interviennent que pour des dimensions de couplage, entre deux puits quantiques SiGe, de l'ordre de 1 nm, [57].

IV.4.8.2. Phototransistors III.V

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

réciroquement, 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 $InP/In_{0,53}Ga_{0,47}As$.

Le phototransistor est réalisé dans une technologie triple mésas. L'éclairement est réalisé par le dessus et ils existent également des méthodes d'éclairement latéral. L'éclairement nécessite l'ouverture d'une fenêtre optique sur le dessus, séparant les contacts de base et d'émetteur. La Figure I.20 présente l'exemple d'une photographie d'un phototransistor ainsi obtenu, [58].

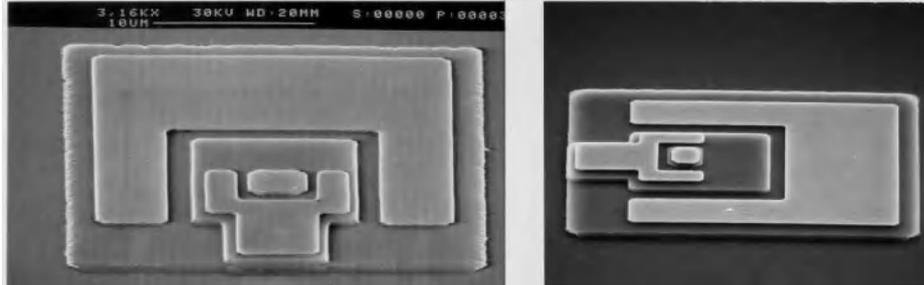


Figure I.20 : Photographie d'un phototransistor $InP/InGaAs$.

L'image de gauche représente une vue de dessus sur la quelle la méssa de base présente une largeur de $10\mu m$. La prise de contact de l'émetteur (petit carré du centre) est autorisée par l'existence de deux niveaux de métal dans la technologie Opto+.

Ce phototransistor est le sujet principal de notre travail et nous allons voir leur principe de fonctionnement dans les prochains chapitres.

V. Etat de l'art des photodétecteurs

Nous allons présenter dans ce paragraphe les principales réalisations des photodétecteurs publiées, ainsi que les différentes technologies utilisées pour concevoir ces derniers. La fabrication de circuits à base de plusieurs centaines de composants nécessite un excellent rendement de fabrication, ainsi qu'une bonne reproductibilité des composants.

- **Photodétecteur MSM** : il est possible d'améliorer le rendement, et donc la sensibilité, soit en utilisant des électrodes semi-transparentes, soit en éclairant par la face arrière [59].
- Des électrodes semitransparentes en oxyde d'indium-étain (ITO : Indium-Tin-Oxyde) sont utiliser pour obtenir sur GaAs une sensibilité de $0,8 A/W$ à $\lambda = 850 nm$ [60].
- Un éclairage face arrière est utilisé pour obtenir une sensibilité de $0,96 A/W$ à $\lambda = 1,3 \mu m$ sur InGaAs, soit un rendement quantique de 92% [61].
- Pour certains matériaux composés, comme InGaAs, il est possible d'utiliser des matériaux au paramètre de maille de $In_xGa_{1-x}As$ non adapté, avec $x > 0,53$, pour une croissance sur une couche InP [62]. La contrainte sur le paramètre de maille permet d'augmenter l'absorption du matériau par rapport au cas relaxé.
- En 1995, Sethi, présente une structure MSM en Arséniure de Gallium GaAs dopé à l'Erbium Er pour des concentrations allant de 10^{18} à $10^{20} cm^{-3}$ et de largeur de doigt d'électrode et d'espace inter-

électrode de $2 \mu\text{m}$, [63]. Il atteint une sensibilité de $1,38 \text{ A/W}$ pour un dopage de 1018 cm^{-3} mais avec une réponse impulsionnelle de 22 ps et un courant d'obscurité de $3,5 \mu\text{A}$. Avec un dopage d'Erbium plus élevé, 1020 cm^{-3} , pour les mêmes dimensions, la sensibilité chute à $0,5 \text{ A/W}$ mais est obtenu une réponse impulsionnelle de $3,1 \text{ ps}$, soit une fréquence de coupure d'environ 150 GHz et un courant d'obscurité de $0,1 \mu\text{A}$.

- Des fréquences de coupures dépassant les 350 GHz ont déjà été publiées, [64] et [65], du fait de faibles capacités de jonction pour des structures en GaAs avec des longueurs d'onde au tour de 600 nm . Les sensibilités pour ces photodétecteurs sont acceptables, allant de $0,1$ à $0,2 \text{ A/W}$. Pour obtenir de telles performances, une faible longueur d'onde de 632 nm est utilisée afin d'augmenter la sensibilité et un faible espacement des doigts interdigités de l'ordre de 100 nm à 300 nm pour améliorer et réduire le temps de transit des porteurs photogénérés.
- En technologie Si, des bandes passantes de 41 GHz à $\lambda = 632 \text{ nm}$ et 75 GHz à $\lambda = 725 \text{ nm}$ sont obtenue [65], [66].

➤ **Photodiode PIN :**

Une étude a présenté un modèle électrique de photodiode PIN à éclairage vertical qui permet d'exprimer la réponse en fréquence du composant en fonction de l'aire de ses électrodes et de l'épaisseur de sa zone d'absorption, [67]. Celui-ci permet d'affirmer que pour obtenir un composant fonctionnant à 80 GHz , l'aire des électrodes doit être approximativement de $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ pour une épaisseur de zone active de $0,2 \mu\text{m}$ en GaInAs.

- Parmi les mesures faites pour développer ce modèle, nous pouvons retenir celles effectuées sur une structure en GaInAs/InP à $\lambda = 0,97 \mu\text{m}$, qui présente une bande passante de 110 GHz pour un rendement de 50% pour une aire d'électrode de $4 \mu\text{m}^2$.
- En technologie Si, les meilleures performances sont obtenues par des structures de photodiodes Germanium sur Silicium (Ge-on-Si) avec des fréquences de coupure atteignant les 39 GHz pour une sensibilité de $0,15 \text{ A/W}$ à $\lambda = 850 \text{ nm}$ [68]. Sur SiGe, les fréquences dépassent difficilement le GHz. Pour exemple, Qasaimeh et al. présente un système de photodétection à base de PIN SiGe et HBT SiGe fonctionnant à $\lambda = 880 \text{ nm}$ et obtenant une bande passante de $0,8 \text{ GHz}$ une sensibilité de $0,3 \text{ A/W}$, [69].

➤ **Photodiode à avalanche :**

Au regard de la littérature, les photodiodes à avalanche atteignent des fréquences de coupure relativement équivalentes à celles des photodiodes PIN classiques. On peut citer :

- Les 17 GHz à gain unitaire, publiés par Kagawa en 1993, [70], avec une structure en InGaAs pour la zone d'absorption et InGaAsP-InAlAs pour la zone de multiplication. Elle est illuminée par la face arrière à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, avec un rendement quantique de 74% et un produit gain-bande maximum de 110

GHz avec une bande passante d'environ 10 GHz.

- Campbell présenta une structure avec une zone de multiplication en Si cette fois, éclairée sur la gamme $\lambda = 1,3 - 1,6 \mu\text{m}$, qui atteignait une fréquence de coupure supérieure à 10 GHz à gain unitaire et un rendement de 42%. Le produit gain-bande était estimé à environ 400 GHz, [71].
- Les études plus récentes publiées ne se limitent pas à de simples photodiodes à avalanche, mais elles intègrent des structures ou des configurations différentes qui permettent d'améliorer leurs caractéristiques initiales. Un premier exemple est un éclairage latéral de la photodiode InGaAs-InP-InAlAs en intégrant un guide d'onde illustré par la figure 1.15 obtenant une bande passante de 28 GHz et une sensibilité de 0,6 A/W à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

➤ **Photodiode à guide d'onde :**

- En 1986, les premiers résultats d'une structure à guide d'onde ont été démontrés avec une bande passante de 28 GHz et un rendement de 25% [72]. Le principal inconvénient de ces premières structures résidait dans leur couplage optique. Le fait est que le diamètre d'un spot lumineux à la sortie d'une fibre même lentillée est au minimum de 5 μm à 850 nm alors que l'épaisseur des zones absorbantes des photodiodes rapides est inférieure au micromètre. Une valeur typique d'épaisseur de zone absorbante est 0,4 μm et même moins pour une fréquence de coupure supérieure à 60 GHz [24]. Pour améliorer le couplage optique, il faut augmenter la distribution du champ optique dans la photodiode sans toucher à l'épaisseur de la zone absorbante.
- C'est en 1991, que des premières structures à guide d'onde multimode à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ furent publiées, [73] et [74]. Des fréquences de coupure, respectivement, de 40 GHz et 50 GHz et des sensibilités de 0,55 A/W et de 0,5 A/W, soit des rendements quantiques de 44% et 40%, ont été atteints.
- Une structure a été déclinée à partir de celle précédente en séparant le guide d'onde de la couche d'absorption. Cette structure appelée photodiode à couplage évanescent a été présentée théoriquement par Déri en 1992, [75] et 1993, [76]. La première réalisation a été obtenue en 1996 par Umbach, [77] et a fait l'objet de la thèse de Stéphane Demiguel, [78]. Les premiers résultats ont présenté des sensibilités inférieures à 0,3 A/W pour une bande passante de 45 GHz avec un guide monomode à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.
- L'évolution vers des guides multimodes ont permis d'améliorer la sensibilité jusqu'à 0,96 A/W pour une bande passante de 40 GHz à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, [79]. Ces composants ont été intégrés pour faire des photo-récepteurs 80 Gb/s [80]. La photodiode utilisée obtenait des performances de 72 GHz et 0,64 A/W. L'intégration avec un HEMT permet un système présentant un gain de conversion de 45,4 V/W sur 50 et une bande passante de 80 GHz.

➤ **Photodiode à cavité résonnante :**

- L'intégration de photodiodes dans une cavité résonnante a été démontrée pour la première fois avec des photodiodes Schottky en 1990, [81]. L'utilisation de cavités résonnantes engendre une limitation de la plage de fonctionnement en longueur d'onde de la photodiode, inférieure à 50 nm. Ces composants peuvent être très intéressants pour des systèmes WDM (Wavelength Division Multiplexing) pour

sélectionner une longueur d'onde particulière, [82].

- Pour les longueurs d'onde autour de 850 nm, on trouve des photodiodes PIN GaAs et Si présentant des diamètres de 60 μm , avec des bandes passantes de 10 GHz et des rendements quantiques respectifs de 90% et 40% pour des épaisseurs d'absorption d'environ 600 nm, [83] et [84].
- Pour les photodiodes à base de jonction Schottky à cavité résonante, on peut citer G. Okkavaset al. En 1997, [85] et 1998, [86], présentant une structure Schottky InGaAs, d'épaisseur de zone active de 130 nm qui atteignait 100 GHz de bande passante pour un rendement de 20% à $\lambda = 900$ nm. Cette dernière valeur peut être comparée à celle présentée par Ata en technologie GaAs, [87], de 22 GHz avec un rendement quantique de 55% et une bande passante mesurée à 40 GHz, mais étant limitée par les moyens de mesures et estimée autour de 100 GHz.
- En technologie Ge sur SOI, les travaux de Dosunmu et al, [88] , [89], ont permis des performances de bande passante de 13 GHz (25 GHz simulée, [20]) et des rendements quantiques entre 38% et 75% autour de $\lambda = 1,55$ μm avec une épaisseur de la couche d'absorption en Ge de 1430 nm. Les meilleurs résultats publiés atteignent 29 GHz et 34 GHz.
- Les photodiodes PIN à cavité résonante obtiennent des rendements quantiques jusqu'à 99%. Cette valeur permet d'obtenir des performances élevées supérieures à 10 fois leur valeur sans cavité résonante, [36].
- Sur technologie Si des fréquences de 15 GHz pour 67% de rendement sont obtenues à $\lambda = 608$ nm par [34]. Le record avec une structure PIN Silicium à éclairage latéral est publié par Schaub et al. En 1999, [90], atteignant une fréquence de coupure de 34 GHz et des rendements quantiques de 42% à $\lambda = 704$ nm et 31% à $\lambda = 836$ nm.
- En technologie III-V, on trouve des composants très sélectifs en longueur d'onde, [91], de largeur de bande de 1,8 nm à $\lambda = 1,3$ μm sur InGaAs avec un rendement de 48% pour une épaisseur de 15 nm de couche active. Des produits rendement-bande passante autour de 20 GHz sont obtenus sur GaAs à $\lambda = 812$ nm, [40] et sur InGaAs à $\lambda = 1,55$ μm , [92]. Cette dernière structure obtient même une réponse linéaire de sortie avec une puissance optique incidente jusqu'à 6 mW pour 5 mA en sortie.
- Pour les photodiodes à avalanche à cavité résonante, la première structure à cavité fut publiée par Kuchibhotla en 1991 avec une fine épaisseur de couche active de 90 nm en InGaAs, [93]. Le rendement quantique a été multiplié par 6 pour atteindre 50% comparé à la photodiode sans cavité. Des records de produits gain-bandes passantes sont battus : 210 GHz [94] et 290 GHz, [95], avec des rendements à 70%, des bandes passantes à gain unitaire supérieures à 24 GHz.

➤ **Photodiode UTC :**

- Elle a été présentée pour la première fois en 1997 par les chercheurs du laboratoire japonais NTT, Ishibashi et al, [96].
- Des structures similaires avaient été présentées antérieurement pour diminuer le courant d'obscurité, [97] et réduire la capacité de jonction, [98].

- La structure UTC utilise la vitesse élevée des électrons (comparée à celle des trous) et le phénomène d'overshoot dans la couche de collection des porteurs pour retarder l'effet de charge d'espace, ce qui entraîne un meilleur courant de saturation par rapport aux photodiodes PIN conventionnelles, [99].
- La photodiode UTC dans une structure à couplage évanescent intègre des modules de photorécepteurs fonctionnant à des débits supérieurs à 40 Gb/s et présente ainsi une sensibilité maximum de 0,72 A/W et supérieure à 0,6 A/W sur la plage $\lambda = 1460 - 1640 \mu\text{m}$, une bande passante supérieure à 50 GHz quelle que soit la puissance optique en entrée jusqu'à 12 dBm pour un courant de saturation de 10 mA, [31] et [100].

VI. Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons présenté le schéma complet du système de transmission où se localise notre composant à étudier, le phototransistor InP/InGaAs. Ensuite nous avons cité quelques composants préférés dans les applications analogiques et logiques : le HEMT et le TBH. En ce qui concerne les TBH, nous avons rappelé au cours de cette partie la grande compétition entre les deux technologies InP et SiGe.

Nous nous basons par la suite sur la partie optique où nous avons présenté le principe de base de la photodétection avec des rappelles sur les caractéristiques optiques des semiconducteurs et des photodétecteurs. Enfin, nous avons présenté les structures de quelques photodétecteurs existant dans la littérature avec une rappelle sur leur principe de fonctionnement et l'état de l'art.

VII. Références bibliographiques

- [1] M. KAHN, "Transistor Bipolaire à Hétérojonction GaInAs/InP pour circuits ultra-rapides : structure, fabrication et caractérisation" Thèse de doctorat de l'université Paris XI Orsay, 2004.
- [2] D.J. Paul, "Silicon-germanium strained layer materials in microelectronics", *Advanced Materials*, vol. 11, no 3, pp. 191-204, 1999.
- [3] J. S. Rieh, B. Jagannathan, H. Chen, K. T. Schonenberg, D. Angell, A. Chinthakindi, J. Florkey, F. Golan, D. Greenberg, S. J. Jeng, M. Khater, F. Pagette, C. Schnabel, P. Smith, A. Stricker, K. Vaed, R. Volant, D. Ahlgren et G. Freeman, "SiGe HBTs with cut-off frequency of 350 GHz", *Proc. IEEE Electron Devices Meeting*, pp. 771-774, 2002.
- [4] D. Kehrler, H.D. Wohlmuth, H. Knapp, M. Wurzer et A. L. Scholtz, "40-Gb/s 2:1 multiplexer and 1:2 demultiplexer in 120-nm standard CMOS", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 38, No. 11, 2003.
- [5] M. Tiebout, H. D. Wohlmuth et W. Simburger, "A 1 V 51 GHz fully-integrated VCO in 0.12 μ m CMOS", *Proc. IEEE Solid-State Circuits Conference*, Vol. 1, pp. 300, 2002.
- [6] M. Dahlström, Z. Griffith, M. Urteaga et M.J.W. Rodwell, "InGaAs/InP DHBT's with > 370 GHz f_t and f_{max} using a Graded Carbon-Doped Base", prévu pour publication dans *Proc. IEEE Device Research Conference*, 2004.
- [7] Q. Lee, S.C. Martin, D. Mensa, R.P. Smith, J. Guthrie, et M.J.W. Rodwell, "Submicron transferred-substrate heterojunction bipolar transistors" *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 20, No. 8, 1999, pp. 396-398.
- [8] W. Hafez, Jie-Wei Lai et M. Feng, "InP/InGaAs SHBTs with 75 nm collector and $f_T > 500$ GHz", *Electronics Letters*, Vol. 39, No. 20, 2003, pp. 1475-1476.
- [9] J. Bardeen et W. H. Brattain, "The transistor, a semiconductor triode", *Physical Review*, Vol. 74, pp. 230, 1948.
- [10] W. Shockley, Brevet US No. 2 569 347, 25 septembre 1951.
- [11] H. Kroemer, "Theory of a wide-gap emitter for transistors", *Proc. IRE*, Vol. 45, No. 11, pp.1535-1537, 1957.
- [12] B. Brar, G. J. Sullivan et P.M. Asbeck, "Herb's bipolar transistors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 48, No. 11, pp. 2473-2476, 2001.
- [13] W.P. Dumke, J.M. Woodal, et V.L. Rideout, "GaAs-GaAlAs heterojunction transistor for high frequency operations", *Solid State Electronics*, Vol. 15, No. 12, pp. 1334-1339, 1972.
- [14] D. Caffin, "Filière technologique TBH InP/GaInAs pour application aux systèmes de communications à haut débit", thèse de doctorat de l'Ecole Centrale de Paris, 1996.
- [15] J. Mba, "Fabrication, caractérisation et modélisation des transistors bipolaires à double hétérojonction InP pour circuits de communications optiques à très haut débits (40 Gbit/s)", Thèse de doctorat de l'INSA Lyon, 1999.
- [16] S. Blayac, "Transistor bipolaire à double hétérojonction InP/InGaAs pour circuits de communications optiques à très hauts débits", thèse de doctorat de l'Université Montpellier 2, 2001.
- [17] J.P. Maury, "Une Histoire de La Physique Sans Les Equations", in Vuibert, ISBN 2-7117- 5269-0, Paris, Oct. 2000.
- [18] H. Mathieu, "Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques", in Dunod, 5ème édition, ISBN 2-10-048633-0, Paris, 2004.
- [19] F. Moutier, "Modélisation et Evaluation des Performances des Phototransistors Bipolaires à Hétérojonction SiGe/Si pour les Applications Optique-microondes Courtes Distances" Thèse de doctorat, Univ. Marne-La-Vallée, 13 Dec. 2006.
- [20] O.I. Dosunmu, D. D. Cannon, M.K. Emsley, B. Ghyselen, J. Liu; L.C. Kimerling, M.S. Unlu, "Resonant cavity enhanced Ge photodetectors for 1550 nm operation on reflecting Si substrates", in *IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics*, Vol.10, No.4, p694-701, July-Aug. 2004.
- [21] B. Cabon, J. Chazelas, D. Dolfi, "Optoélectronique hyperfréquence - Composants", *Techniques de l'Ingénieur, Traité Electronique*, E 3330, Nov. 2003.
- [22] J. Harari, J. P. Vilcot, D. Decoster, "Metal Semiconductor Metal Photodetector", in *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*, Vol.12, pp 561-577, 1999.

- [23] E. John, M.B. Das, "Speed and Sensitivity Limitations of Optoelectronic Receivers Based on MSM Photodiodes and Millimeter-Wave HBT's on InP Substrate", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.4, No.10, pp1145-1148, Oct. 1992.
- [24] D. Decoster, J.P. Vilcot, J. Harari, V. Magnin, "Photodetectors for microwave applications : a review and trends", in *SPIE Proceedings Photonics West, Photodetector Material and Devices V*, Vol.3948, 22-28 Jan. 2003.
- [25] G. Lucovsky, M. E. Lasser, R. B. Emmons, "Coherent Light Detection Utilizing Solid State Photodiodes", in *Electro-chemical Society Spring Meeting, Electronics Div Abstract*, p284-285, May 1962.
- [26] S. Malyshev, A. Chizh, "State of the art high-speed photodetectors for microwave photonics application", in *15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Mikon-2004*, Vol.3, pp765-775, 17-19 May 2004.
- [27] R.B. Emmons, G. Lucovsky, "The Frequency Response of Avalanche Photodiodes", in *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol.13, No.3, pp297-305, March 1966.
- [28] B. E.A. Saleh, M.C. Teich, "Fundamentals of Photonics", in *Wiley-Interscience Publication*, ISBN 0-471-83965-5, 2003.
- [29] K. Kato, "Waveguide Photodiode", in *Conference Proceedings of the 10th Annual Meeting Lasers and Electro-Optics Society 1997, LEOS '97, San Francisco, USA*, Vol.1, pp158-159, 10-13 Nov. 1997.
- [30] G.S Kinsey, C.C. Hansing, A.L. Holmes Jr., B.G. Streeman, J.C. Campbell, A.G. Dentai, "Waveguide In_{0.53}Ga_{0.47}As - In_{0.52}Al_{0.48}As Avalanche Photodiode", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.12, No.4, pp416-418, April 2000.
- [31] M. Achouche, V. Magnin, J. Harari, F. Lelarge, E. Derouin, C. Jany, D. Carpentier, F. Blache, D. Decoster, "High Performance Evanescent Edge Coupled Waveguide Unitraveling- Carrier Photodiodes for > 40-Gb/s Optical Receivers", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.16, No.2, pp584-586, Feb. 2004.
- [32] K. Kato, "110-GHz, 50%- Efficiency Mushroom- Mesa Waveguide p-i-n Photodiode for a 1.55 μ m Wavelength", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.6, No.6, pp719-721, June 1994.
- [33] G. Wanlin, L. Giraudet, J.P. Praseuth, A. Miras, E. Legros, "High Responsivity side illuminated AlGaInAs PIN photodiode for 40Gbit/s - 40GHz application", in *23th European Conference on Optical Communication, ECOC'97, Edinburg, Great-Britain*, Vol.2, pp37-40, Sept. 1997.
- [34] J. Wei, F. Xia, S.R. Forrest, "A High- responsivity High-bandwidth Asymmetric Twin-waveguide Coupled InGaAs-InP-InAlAs Avalanche Photodiode", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.14, No.11, Nov. 2002.
- [35] S.S. Murtaza, H. Nie, J.C. Campbell, J.C. Bean, L.J. Peticolas, "Short-Wavelength, High- Speed, Si-Based Resonant-Cavity Photodetector", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.8, No.7, pp927-929, July 1996.
- [36] J.C. Campbell, "Resonant-Cavity Photodetectors", in *Technical Digest of International Electron Devices Meeting, Washington D.C., USA*, pp575-578, 10-13 Dec. 1995.
- [37] K. Kishino, M.S. Unlu, J.I. Chyi, J. Reed, L. Arsenault, H. Morkoc, "Resonant cavity- enhanced (RCE) photodetectors", in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.27, No.8, pp2025-2034, Aug. 1991.
- [38] G. Kinsey, C. Lenox, H. Nie, J.C. Campbell, B.G. Streeman, "Resonant-Cavity Photodetector with Integrated Spectral Notch Filter", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.10, No.8, pp1142-1143, Aug. 1998.
- [39] I.H. Tan; J.J. Dudley, D.I. Babic, D.A. Cohen, B.D. Young, E.L. Hu, J.E. Bowers, B.I. Miller, U. Koren, M.G. Young, "High quantum efficiency and narrow absorption bandwidth of the wafer-fused resonant In_{0.53}Ga_{0.47}As photodetectors", in *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol.6, No.7, pp811-813, July 1994.
- [40] C.C. Barron, C.J. Mahon, B.J. Thibeault, G. Wang, W. Jiang, L.A. Coldren, J.E. Bowers, "Resonant-cavity-enhanced pin photodetector with 17 GHz bandwidth-efficiency product", in *IEEE Electronics Letters*, Vol.30, No.21, pp1796-1797, Oct. 1994.
- [41] K. Kato, "Ultrawide-Band / High-Frequency Photodetectors", in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol.47, No.7, pp1265-1281, Jul. 1999.

- [42] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, T. Ishibashi, "InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with a 310 GHz bandwidth", in *IEEE Electronic Letters*, Vol.36, No.21, pp1809-1810, Oct. 2000.
- [43] D. Huber, R. Bauknecht, C. Bergamaschi, M. Bitter, A. Huber, T. Morf, A. Neiger, M. Rohner, I. Schnyder, V. Schwarz, H. Jäckel, "InP-InGaAs Single HBT Technology for Photoreceiver OEIC's at 40 Gb/s and Beyond", in *Journal of Lightwave Technology*, Vol.18, No.7, pp992-1000, July 2000.
- [44] L.E.M. de Barros Jr, A. Paoletta, P.R. Herczfeld, A.A.A. de Salles, "Noise Performance of HBT as Photodetector in Analog Fiber-Optic Communication Link", in the *IEEE IMOC'97 Proceedings*, pp338-343, 1997.
- [45] N. Chand, P.A. Houston, P.N. Robson, "Gain of a Heterojunction Bipolar Phototransistor", in *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol.32, No.3, pp622-627, March 1985.
- [46] S.A. Bashar, A.A. Rezaadeh, "Optically Transparent ITO Emitter Contacts in the Fabrication of InP/InGaAs HPT's", in the *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol.43, No.9, pp2299-2303, Sept. 1995.
- [47] A. Bilenca, J. Lasri, B. Sheinman, G. Eisenstein, D. Ritter, "Millimeter-Wave Generation and Digital Modulation in an InGaAs-InP Heterojunction Phototransistor : Model and Experimental Characterization of Dynamics and Noise", in *Journal of Lightwave Technology*, Vol.19, No.9, pp1340-1351, Sept. 2001.
- [48] J.C. Campbell, A.G. Dentai, C.A. Burrus Jr, J.F. Ferguson, "InP/InGaAs Heterojunction Phototransistors", in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.17, No.2, pp264-269, Feb. 1981.
- [49] M. Borgarino, R. Plana, M. Fendler, J.P. Vilcot, F. Mollot, J. Barette, D. DEcoaster, J. Graffeuil, "Low Frequency Noise Behaviour of InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Waveguide Phototransistor", in *Solid-State Electronics*, Vol.44, pp59.62, 2000.
- [50] W.K. Ng, C.H. Tan, P.A. Houston, A. Krysa, "High Current InP/InGaAs Evanescently Coupled Waveguide Phototransistor", in *IEEE Proceedings on Optoelectronics*, Vol.152, No.2, April 2005.
- [51] D. Fritzsche, E. Kupbal, R. Aulbach, "Fast Response InP/InGaAs Heterojunction Phototransistors", in *Electronic Letters*, Vol.17, pp178-180, 1981.
- [52] T. Teppo, E. Sönmez, K. B. Schad, P. Abele and H. Schumacher, "Si/SiGe IC's with Low Cost in the 15 to 20 GHz Range", in the *8th IEEE International Symposium on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, EDMO 2000*, pp.26-31, Glasgow, Scotland, November 2000.
- [53] A. Splett, T. Zinke, K. Petermann, E. Kasper, H. Kibbel, H.-J. Herzog and H. Presting, "Integration of Waveguides and Photodetectors in SiGe for 1.3 μ m Operation", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.6, N°1, pp. 59-61, January 1994.
- [54] V. P. Kesan, P. G. May, E. Bassous and S. S. Iyer, "Integrated waveguide-photodetector using Si/SiGe multiple quantum wells for long wavelength applications", in *IEDM 1990*, pp.637-640.
- [55] B. Schüppert, J. Schmidtchen, A. Splett, U. Fischer, T. Zinke, R. Moosburger and K. Petermann, "Integrated Optics in Silicon and SiGe-Heterostructures", in *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol.14, N°10, pp.2311-2323, October 1996.
- [56] L. Naval, B. Jalali, L. Gomelsky and J. M. Liu, "Optimization of Si_{1-x}Gex/Si Waveguide Photodetectors Operating at $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ", in *Journal of Lightwave Technology*, Vol.14, N°5, pp. 787-797, May 1996.
- [57] R. A. Soref, "Silicon-based group IV heterostructures for optoelectronic applications", in *Journal of Vacuum Science Technology A*, Vol.14, N°3, pp. 913-918, May/June 1996.
- [58] J.L. Polleux, "Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes", Thèse de doctorat, CNAM- Paris, 24 Oct. 2001.
- [59] D.J.H. Lambert, B. Yang, T. Li, C.J. Collins, M.M. Wong, U. Chowdhury, B.S. Shelton, A.L. Beck, J.C. Campbell, R.D. Dupuis, "High-performance back-illuminated solar-blind AlGaIn metal-semiconductor-metal photodetectors", in *IEEE International Symposium on Compound Semiconductors*, pp525-530, 2-5 Oct. 2000.
- [60] J.W. Seo, A.A. Ketterson, D.G. Balleger, K.Y. Cheng, I. Adesida, X. Li, T. Gessert, "A Comparative Study of Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors on GaAs with Indium-Tin-Oxide and Ti/Au Electrodes", in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.4, No.8, pp888-890, Aug. 1992.

- [61] J.H. Kim, H.T. Griem, R.A. Friedman, E.Y. Chan, S. Ray, "High-Performance Back-Illuminated InGaAs/InAlAs MSM Photodetector with a Record Responsivity of 0.96 A/W", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.11, pp1241-1244, Nov. 1992.
- [62] J.B.D. Soole, H. Schumacher, "InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors for Long Wavelength Optical Communications", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.11 pp1241-1244, March 1991.
- [63] S. Sethi, T. Brock, P.K. Bhattacharya, J. Kim, S. Williamson, D. Craig, J. Nees, "High-Speed Metal-Semiconductor-Metal Photodiodes with Er-doped GaAs", in IEEE Electron Device Letters, Vol.16, No.3, pp106-108, March 1995.
- [64] Y. Chen, S. Williamson, T. Brock, F. W. Smith, A. R. Calawa, "375 - GHz - bandwidth photoconductive detector", in Applied Physics Letters, Vol.59, pp1984-1986, 14 Oct. 1991.
- [65] S.Y. Chou, M.Y. Liu, "Nanoscale Tera-Hertz Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors", in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.28, No.10, pp2358-2368, Oct. 1992.
- [66] S.Y. Chou, S. Alexandrou, C.C. Wang, T.Y. Hsiang, "110 GHz Si MSM Photodetectors", in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.40, No.11, pp2145-2146, Nov. 1993.
- [67] Y.G. Wey, K. Giboney, J. Bowers, M. Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarajan, G. Robinson, "110 GHz GaInAs/InP double-heterostructure p-i-n photodetectors", in Journal of Lightwave Technology, Vol.13, No.7, pp1490-1499, July. 1995.
- [68] M. Jutzi, M. Berroth, G. Wöhl, M. Oehme, E. Kasper, "Ge-on-Si vertical incidence photodiodes with 39-GHz bandwidth", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.17, No.7, pp1510-1512, 2005.
- [69] O. Qasameh, Z. Ma, P. Bhattacharya, E.T. Croke, "Monolithically Integrated Multichannel SiGe/Si p-i-n-HBT Photoreceiver Arrays", in Journal of Lightwave Technology, Vol.18, No.11, pp1548-1553, Nov. 2000.
- [70] T. Kagawa, Y. Kawamura, H. Iwamura, "A Wide-Bandwidth Low - Noise InGaAsP-InAlAs Superlattice Avalanche Photodiode with Flip-Chip Structure for Wavelengths of 1.3 and 1.55 μm ", in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, No.5, pp1387-1392, May 1993.
- [71] J.C. Campbell, "High-Gain Bandwidth Product Si/InGaAs Avalanche Photodetectors", in Conference on Optical Fiber Communication Technical Digest, OFC'97, pp35-36, 16-21 Feb 1997.
- [72] J.E. Bowers, C.A. Burrus, "High-speed zero-bias waveguide photodetectors", in IEEE Electronics Letters, Vol.22, No.17, 14 Aug. 1986.
- [73] K. Kato, S. Hata, A. Kozen, J.I. Yoshida, K. Kawano, "High-Efficiency Waveguide InGaAs pin Photodiode with Bandwidth of over 40GHz", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3, No.5, pp473-474, May. 1991.
- [74] D. Wake, T.P. Spooner, S.D. Perrin, I.D. Henning, "50 GHz InGaAs edge-coupled pin photodetector", in IEEE Electronics Letters, Vol.27, No.12, pp1073-1074, May 1991.
- [75] R.J. Deri, "Quenching of resonantly enhanced absorption by multimode interference in vertically coupled waveguide photodetector", in Optics Letters, Vol.17, No.9, pp667-669, May. 1992.
- [76] R.J. Deri, "Monolithic Integration of Optical Waveguide Circuitry with III-V Photodetectors for Advanced Lightwave Receivers", in IEEE Journal Lightwave Technology, Vol.11, No.8, pp1296-1313, Aug. 1993.
- [77] A. Umbach, D. Trommer, G.G. Mekonnen, W. Ebert, G. Unterborsch, "Waveguide Integrated 1.55 μm Photodetector with 45 GHz Bandwidth", in IEEE Electronics Letters, Vol.32, No.23, pp2143-2145, Nov. 1996.
- [78] S. Demiguel, "Photodiodes rapides à adaptateur de mode intégré pour les liaisons optiques/radiofréquences à 60GHz et les transmissions numériques à 40Gb/s", Thèse de doctorat, Université de Rouen, 26 Oct. 2001.
- [79] T. Takeuchi, T. Nataka, K. Makita, M. Yamaguchi, "High-Speed, high power and high-efficiency photodiodes with evanescently coupled graded-index waveguide", in IEEE Electronics Letters, Vol.36, No.11, pp972-973, May 2000.
- [80] G.G. Mekonnen, H.G. Bach, A. Beling, R. Kunkel, D. Schmidt, W. Schlaak, "80-Gb/s InP-Based Waveguide-Integrated Photoreceiver", in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.11, No.2, pp356-360, Mar.-Apr. 2005.
- [81] A. Chin, T.Y. Chang, "Multilayer reflectors by molecular-beam epitaxy for resonance enhanced absorption in thin high-speed detectors", in Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol.8,

- No.2, pp339-342, March/April 1990.
- [82] K.A. Anselm, S.S. Murtaza, I.H. Tan, R.V. Chelakara, M.R. Islam, R.D. Dupuis, B.G. Streetman, J.E. Bowers, E.L. Hu, J.C. Campbell, "High-performance resonant-cavity photodetectors", in 53rd Annual Device Research Conference, 1995. Digest, pp64-65, 19-21 June 1995.
- [83] M. Gokkavas, O.I. Dosunmu, M.S. Unlu, G. Ulu, R.P. Mirin, D.H. Christensen, E. Ozbay, "High-speed high-efficiency large-area resonant cavity enhanced p-i-n photodiodes for multimode fiber communications", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.13, No.12, pp1349-1351, Dec. 2001.
- [84] M. K. Emsley, O. I. Dosunmu, M. S. Unlu, "Silicon substrates with buried distributed Bragg reflectors for resonant cavity-enhanced optoelectronics", in IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics, Vol.8, No.4, p948-955, July-Aug. 2002.
- [85] M. Gokkavas, B.M. Onat, E. Ozbay, M.S. Islam, E.P. Ata, E. Towe, G. Tuttle, M.S. Unlu, "Ultrafast resonant cavity enhanced Schottky photodiodes", in 10th Annual Meeting of IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 1997. LEOS '97, Vol.1, pp160-161, 10-13 Nov. 1997.
- [86] B.M. Onat, M. Gokkavas, E. Ozbay, E.P. Ata, E. Towe, M.S. Unlu, "100-GHz resonant cavity enhanced Schottky photodiodes", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.10, No.5, pp707-709, May 1998.
- [87] E.P. Ata, N. Biyikli, E. Demirel, E. Ozbay, M. Gokkavas, B. Onat, M.S. Unlu, G. Tuttle, "High-speed resonant-cavity-enhanced Schottky photodiodes", in Technical Digest of Summaries of papers, Conference on Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98, pp500, 3-8 May 1998.
- [88] O.I. Dosunmu, M.K. Emsley, M.S. Unlu, D.D. Cannon, L.C. Kimerling, "High speed resonant cavity enhanced Ge photodetectors on Si reflecting substrates for 1550 nm operation", in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP'04, pp266-268, 4-6 Oct. 2004.
- [89] O.I. Dosunmu, D.D. Cannon, M.K. Emsley, L.C. Kimerling, M.S. Unlu, "High-speed resonant cavity enhanced Ge photodetectors on reflecting Si substrates for 1550-nm operation", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.17, No.1, pp175-177, Jan. 2005.
- [90] J.D. Schaub, R. Li, C.L. Schow, J.C. Campbell, G.W. Neudeck, J. Denton, "Resonant-cavity-enhanced high-speed Si photodiode grown by epitaxial lateral overgrowth", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.11, No.12, pp1647-1649, Dec. 1999.
- [91] S.S. Murtaza, I.H. Tan, J.E. Bowers, E.L. Hu, K.A. Anselm, M.R. Islam, R.V. Chelakara, R.D. Dupuis, B.G. Streetman, J.C. Campbell, "High-finesse resonant-cavity photodetectors with an adjustable resonance frequency", in Journal of Lightwave Technology, Vol.14, No.6, pp1081-1089, June 1996.
- [92] I. Kimukin, N. Biyikli, B. Butun, O. Aytur, S.M. Unlu, E. Ozbay, "InGaAs-based high-performance p-i-n photodiodes", in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.14, No.3, pp366-368, March 2002.
- [93] R. Kuchibhotla, A. Srinivasan, J.C. Campbell, C. Lei, D.G. Deppe, Y.S. He, B.G. Streetman, "Low-voltage high-gain resonant-cavity avalanche photodiode", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.3, No.4, pp354-356, Apr. 1991.
- [94] J.C. Campbell, "High-speed, resonant-cavity photodetectors", in 10th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 1997. LEOS '97, Vol.1, pp235-236, 10-13 Nov. 1997.
- [95] H. Nie, K.A. Anselm, C. Lenox, P. Yuan, C. Hu, G. Kinsey, B.G. Streetman, J.C. Campbell, "Resonant-cavity separate absorption, charge and multiplication avalanche photodiodes with high-speed and high gain-bandwidth product", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.10, No.3, pp409-411, March 1998.
- [96] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, T. Furuta, "Uni-traveling-carrier photodiodes", in Technical Digest on Ultrafast Electronics and Optoelectronics, OSA TOPS, Vol.13, pp. 83-87, 1997.
- [97] T. Pearsall, M. Piskorski, A. Brochet, J. Chevrier, "A Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP heterophotodiode with reduced dark current", in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.17, No.2, pp255-259, Feb. 1981.
- [98] G.A. Davis, R.E. Weiss, R.A. LaRue, K.J. Williams, R.D. Esman, "A 920-1650-nm high-current photodiode", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.8, No.10, pp1373-1375, Oct. 1996.
- [99] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, T. Ishibashi, "InP-InGaAs uni-traveling-carrier photodiode with improved 3-dB bandwidth of over 150 GHz", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.10, No.3, pp412-414, March 1998.

- [100] M. Achouche, V. Magnin, J. Harari, D. Decoster, F. Blache, J.G. Provost, E. Derouin, D. Carpentier, S. Vuye, L. Giraudet, M. Goix, F. Jorge, "High Speed and High Responsivity UTC Photodiode Module for > 40Gb/s Optical Receivers", in Optical Fiber Communication Conference, OFC2004, Los Angeles, USA, Feb. 2004.

CHAPITRE II

Phototransistor InP/InGaAs

phototransistor InP/InGaAs

I. Introduction

Le phototransistor Inp/InGaAs, sur lequel se focalise le travail présenté ici, a pour des applications dans le domaine des télécommunications. Dans ce chapitre, et avant de présenter les paramètres physiques est le principe de fonctionnement du phototransistor, nous allons en premier lieu, présenter des généralités sur le transistor bipolaire à homojonction et leur principe du gain. Plus précisément, nous montrons le rôle de l'hétérojonction et la modification apporter au diagramme de bandes. Dans une seconde partie, nous allons exposer les principales caractéristiques statiques de ce composant.

II. Généralités

Le fonctionnement du transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) est basé sur le même principe que celui du transistor bipolaire classique, qui consiste à créer une région (la base) dans laquelle, par l'intermédiaire de la polarisation émetteur-base (V_{BE}), l'injection d'un faible courant électrique (le courant de base I_B) contrôle un important courant d'électrons (le courant d'émetteur I_E) émis par une jonction PN (la jonction émetteur-base).

Le courant émis est par la suite dissocié du courant de base grâce à une deuxième jonction PN (la jonction base-collecteur). Ainsi, un transistor est un dispositif réalisant une fonction d'amplification de courant, car un faible courant I_B en détermine un autre, beaucoup plus important (I_E). Chaque jonction PN correspondant à un dispositif de type diode, le transistor bipolaire peut être représenté comme un assemblage de deux diodes tête-bêche.

II.1. Transistor bipolaire à homojonction

Les propriétés de la jonction PN sont exploitées pour la réalisation de composants consistant en un empilement de couches alternées de type N et P. Le plus simple de ces composants est le transistor bipolaire qui ne comprend que trois couches N-P-N ou P-N-P du même cristal semiconducteur. Les trois couches forment trois régions appelées dans l'ordre émetteur (E), base (B) et collecteur (C). Il s'agit de deux jonctions PN ayant en commun une région centrale appelée base (comme le montre la figure II.1).

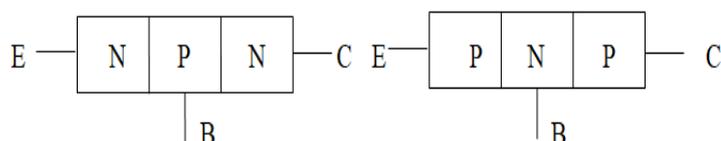


Figure II.1 : Transistor bipolaire NPN et PNP.

II.1.1.Principe de fonctionnement d'un transistor bipolaire

Soient deux jonctions PN ayant en commun une région centrale de type N. La figure II.2 représente la coupe transversale de cette structure. Nous avons schématisé les différentes zones par des rectangles, chacun représentant une région les pointillés désignent les étalements des zones de charge d'espace des deux jonctions (ZCE).

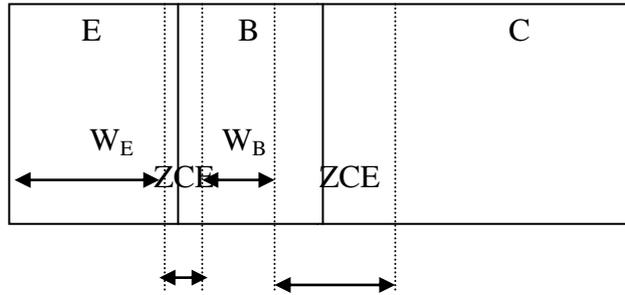


Figure II.2: Coupe transversale d'un BJT NPN.

Nous rappelons que l'épaisseur effective d'une zone est son épaisseur technologique diminuée des épaisseurs de zones de charge d'espace. Le diagramme de bande d'énergie du transistor bipolaire non polarisé est représenté par la figure II.3.

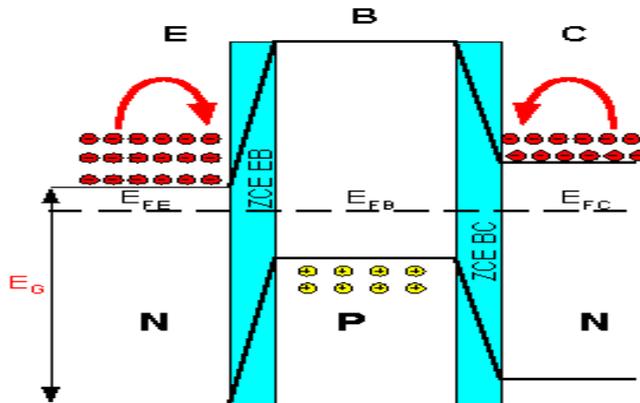


Figure II.3 : Diagramme de bande de transistor bipolaire NPN non polarisé.

La structure étant N^+PN , les électrons sont majoritaires dans l'émetteur et le Collecteur, les trous sont majoritaires dans la base. Les deux jonctions sont à l'équilibre thermodynamique, il n'y a aucun courant, et les niveaux de fermi de l'émetteur, la base et le collecteur sont alignés.

Polarisons une structure bipolaire dans les conditions indiquées par la figure II.4 : la jonction base-émetteur est polarisée en direct : $V_B > V_E$ ($V_{BE} > 0$) et la jonction base collecteur est polarisée en inverse : $V_B < V_C$ ($V_{BC} < 0$). On dit dans ce cas que le transistor est polarisé normalement.

Dans ces conditions, sous l'effet de la polarisation directe V_{BE} , l'émetteur injecte des électrons dans la base. Ceux-ci diffusent perpendiculairement à la jonction et si la base est assez mince pour que les recombinaisons y soient négligées, ils atteignent la frontière de la ZCE de la jonction base collecteur polarisée en inverse. Là ils ont pris en charge par le champ électrique intense et dont le sens favorise le

passage des porteurs minoritaires. Ils sont alors balayés vers le collecteur qui est une région N et où ils redeviennent donc porteurs majoritaires.

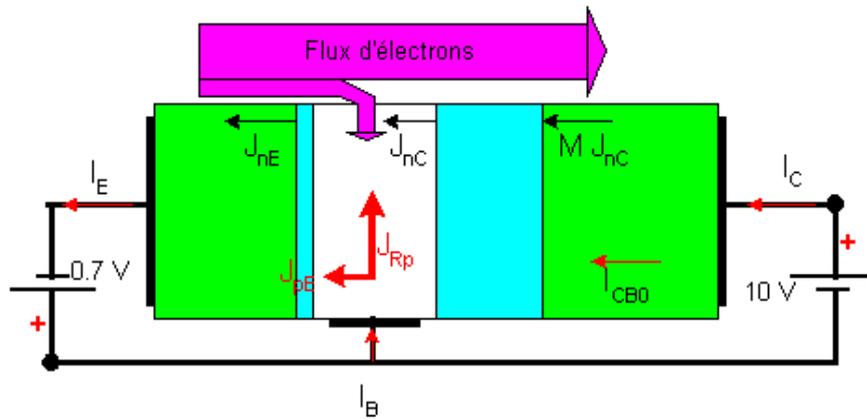


Figure II.4 : Transistor bipolaire NPN en fonctionnement normal.

La figure II.5 schématise le mouvement des porteurs dans une structure NPN et le sens des courants. Cependant des trous sont injectés de la base vers l'émetteur d'une part, du collecteur vers la base d'autre part. Le premier courant est petit devant le courant d'électrons injectés de l'émetteur car la jonction EB est de type N⁺P. Quant au deuxième courant de trous c'est le courant inverse d'une jonction PN polarisée en inverse, toujours de très faible intensité.

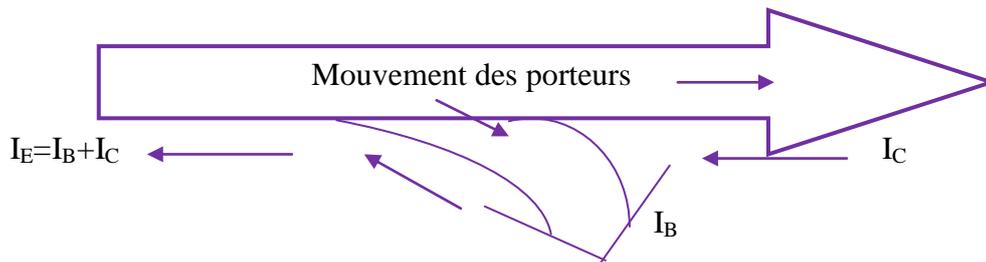


Figure II.5 : Mouvement des porteurs dans une structure NPN.

L'effet transistor consiste donc à injecter des porteurs d'un émetteur très dopé vers une base assez mince, où ils deviennent minoritaires et où grâce au champ inverse intense, ils sont collectés vers la région du collecteur. Ce type de transistor est appelé transistor bipolaire car la conduction se fait avec les deux types de porteurs. Le fonctionnement du transistor bipolaire se comprend aisément grâce à son diagramme de bandes d'énergie présenté en figure II.6.

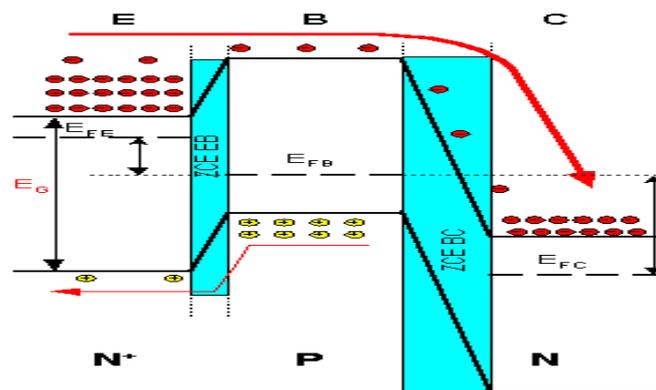


Figure II.6 : Diagramme de bande du transistor bipolaire sous polarisation.

Le symbole électrique d'un transistor est donné en figure II.7 (a) pour le transistor NPN et (b) pour le transistor PNP. Il admet trois broches donnant accès aux trois régions d'émetteur (E), de base (B) et de collecteur (C).



Figure II.7 : Symbole électrique d'un BJT.

Modèle simple d'un transistor bipolaire en fonctionnement normal :

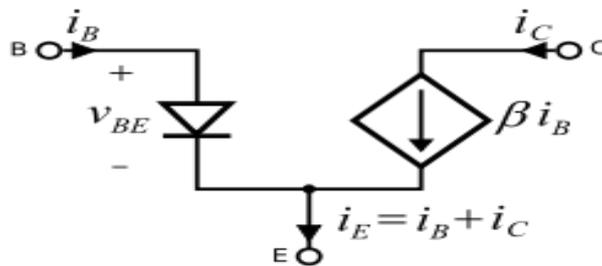


Figure II.8 : Modèle simple d'un transistor bipolaire.

Modèle d'Ebers- Moll :

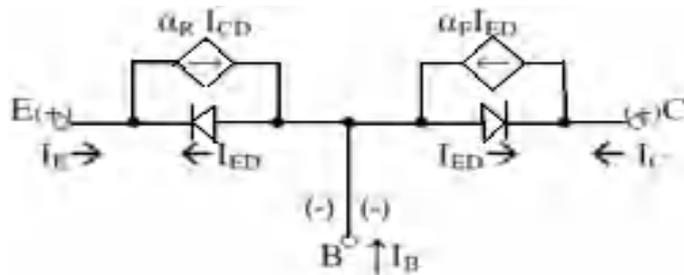


Figure II.9 : Modèle d'Ebers-Moll en fonctionnement normal.

II.1.2.Principe du gain

Le niveau d'injection d'électrons par la jonction émetteur-base est contrôlé par la concentration de trous dans la base, lui-même déterminé par la polarisation émetteur- base. A un courant de base donné, correspond une unique valeur de courant d'émetteur, plus élevée. Le courant d'émetteur est ensuite collecté dans une zone où règne un champ électrique : le collecteur. Le rapport des courants de collecteur et d'émetteur est appelé le gain (montage BC) :

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} \tag{II.1}$$

Ce gain peut être décomposé comme suit :

$$\alpha = \frac{I_C}{I_{nC}} \cdot \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \cdot \frac{I_{nE}}{I_E} \quad (II.2)$$

On peut aussi exprimer le gain en fonction des densités de courant, car la surface active qui intervient dans le calcul de chacun des trois facteurs est celle de l'émetteur. On obtient :

$$\alpha = \frac{J_C}{J_{nC}} \cdot \frac{J_{nC}}{J_{nE}} \cdot \frac{J_{nE}}{J_E} \quad (II.3)$$

Donc le gain est composé de trois facteurs, chacun ayant une signification physique et définis comme suit :

➤ L'efficacité d'injection

L'efficacité d'injection est donnée par la relation suivante :

$$\gamma = \frac{J_{nE}}{J_E} \quad (II.4)$$

Le courant d'une jonction PN polarisée en direct est la somme des courants de diffusion des porteurs majoritaires des deux régions N et P. Donc le courant d'émetteur est la somme du courant d'électrons injectés de l'émetteur vers la base et du courant de trous injectés de la base vers l'émetteur.

$$J_E = J_{nE} + J_{pE} \quad (II.5)$$

Donc:

$$\gamma = \frac{J_{nE}}{J_E} = \frac{J_{nE}}{J_{pE} + J_{nE}} \quad (II.6)$$

$$\gamma = \frac{J_{nE}}{J_E} = \frac{1}{1 + \left(\frac{J_{pE}}{J_{nE}}\right)} \quad (II.7)$$

Les courants J_{nE} et J_{pE} sont donnée par les expressions :

$$J_{nE} \approx I_{nD} = \frac{qD_n}{W_B} \frac{n_{iB}^2}{N_B} \left(e^{\frac{qV_{be}}{KT}} - 1 \right) \quad (II.8)$$

$$J_{pE} \approx I_{pD} = \frac{qD_p}{W_E} \frac{n_{iE}^2}{N_E} \left(e^{\frac{qV_{be}}{KT}} - 1 \right) \quad (II.9)$$

L'efficacité d'injection aura pour expression :

$$\gamma = \frac{J_{nE}}{J_E} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_{pB}}{\sigma_{nE}} \frac{W_B}{W_E}} \quad (II.10)$$

Avec : $\sigma_{pB} = D_p \cdot n_{iE}^2 \cdot N_B$ et $\sigma_{nE} = D_n \cdot n_{iB}^2 \cdot N_E$

I_{nD} : Courant de diffusion des électrons injectés dans la base.

I_{pD} : Courant de diffusion des trous injecter dans l'émetteur.

W_B, W_E : Epaisseurs de la base et l'émetteur.

D_n, D_p : Coefficients de diffusion des électrons et des trous.

N_B, N_E : Dopages de la base et l'émetteur.

n_{iE}, n_{iB} : Concentrations intrinsèques de l'émetteur et de la base.

L'efficacité d'injection γ doit être aussi proche de 1 que possible, pour qu'il ait une bonne efficacité d'injection. Ce qui est obtenue en jouant sur les dopages en prenant une jonction émetteur-base très dissymétrique. Donc Pour avoir γ voisin de 1, il faut que l'émetteur soit beaucoup plus dopé que la base ($\sigma_{pB} \ll \sigma_{nE}$) et l'épaisseur de base W_B petite par rapport à l'épaisseur de l'émetteur W_E .

➤ **Facteur de transport dans la base**

Bien que la base soit suffisamment mince et que la recombinaison y est négligeable, nous allons tenir compte de son effet en introduisant le facteur de transport dans la base. B = rapport entre le courant des électrons collectés J_{nC} et le courant des électrons émis par l'émetteur : J_{nE} .

$$B = \frac{J_{nC}}{J_{nE}} \tag{II.11}$$

Il peut également s'exprimer par la relation [1] :

$$B = 1 - \frac{W_B^2}{2L_{nB}^2} \tag{II.12}$$

L_{nB} : Longueur de diffusion des porteurs injectés par l'émetteur.

Pour avoir B voisin de 1, l'épaisseur de la base W_B doit être nettement plus petite que L_{nB} .

➤ **Facteur de multiplication**

M : Tient compte de la multiplication par effet d'avalanche des électrons traversant la ZCE de la jonction collecteur-base polarisée en inverse [2].

$$M = \frac{1}{1 - \left[\frac{V_{BC}}{V_{BC0}} \right]^n} \tag{II.13}$$

V_{BC0} : Tension de claquage inverse de la jonction collecteur base. $2 < n < 4$ selon le type de jonction.

Si l'épaisseur de la base $W_B \ll L_{nB}$, la majorité (99 %) des électrons émis par l'émetteur vont être collectés par le collecteur, et c'est l'effet transistor. Donc le courant de collecteur I_c est approximativement égal au courant de diffusion des électrons injectés dans la base.

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \approx \frac{D_n W_E N_E}{D_P W_B N_B} \tag{II.14}$$

Avec : $I_c = I_{nD} = J_{nE}$. et $I_B = I_{pD} = J_{pE}$.

De l'équation (II.14) nous déduisons que dans un BJT le gain augmente quand la base est mince et N_E augmente également, ainsi une base faiblement dopée est nécessaire pour obtenir un gain élevé dans un transistor à homojonction, et c'est ici que se trouve la limitation intrinsèque de ce composant (N_B diminue cela mène à des phénomènes indésirables dans le BJT comme l'effet Early et l'effet Kirk) [3]. En effet, le faible niveau de dopage implique que de fortes épaisseurs de la base soient employées pour réduire la résistance de la couche. Ces fortes épaisseurs de base impliquent des temps de transit élevés pour les électrons, ce qui exclut tout fonctionnement à très haute fréquence du composant. Il est à noter que les temps de transit des électrons dans la base d'un transistor à homojonction sont très élevés car le transport des électrons est diffusif. Le TBH peut résoudre ces problèmes.

II.2. Rôle de l'hétérojonction

L'évolution de la structure du transistor à homojonction vers une structure à hétérojonction permet de lever la limitation liée au dopage de base.

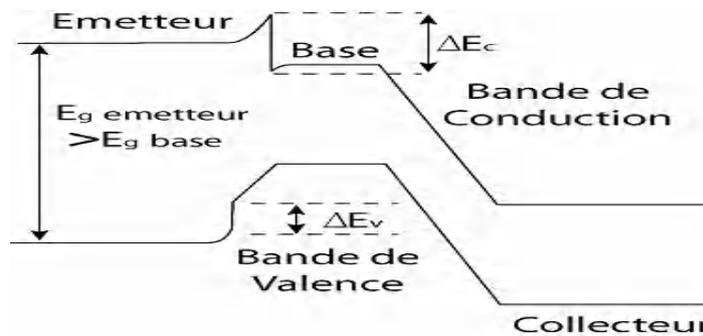


Figure II.10: Diagramme de bande d'un transistor bipolaire à hétérojonction.

Dans une hétérojonction PN, la discontinuité de bande de valence représente, pour les trous de la région p, une barrière de hauteur ΔE_v . Dans le cas d'un transistor où l'on a une hétérojonction émetteur- base, le courant de trous I_p injecté de la base vers l'émetteur est fortement diminué.

La valeur de la concentration intrinsèque n_{iB} est supérieure à n_{iE} et la relation suivante explique ce qui suit:

$$n_{iB} = n_{iE} e^{\frac{\Delta E_G}{KT}} \tag{II.15}$$

La relation (II.8) devient :

$$J_{nE} \approx I_{nD} = \frac{qD_n}{W_B} \frac{n_{iB}^2}{N_B} \left(e^{\frac{qV_{be}}{KT}} - 1 \right) \exp\left(\frac{2\Delta EG}{kT}\right) \quad (II.16)$$

Et le gain en courant s'exprime alors:

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \approx \frac{D_n W_E N_E}{D_p W_B N_B} e^{\frac{\Delta E_G}{KT}} \quad (II.17)$$

II.3. Diagramme de bandes

La structure de bande d'un Transistor Bipolaire à Simple Hétérojonction (TBH) est présentée à la figure II.11. Dans ce dispositif l'émetteur est constitué d'un matériau grand gap de façon à générer une discontinuité de bande de valence à la jonction émetteur-base. Les couches de base et de collecteur sont réalisées avec un matériau petit gap.

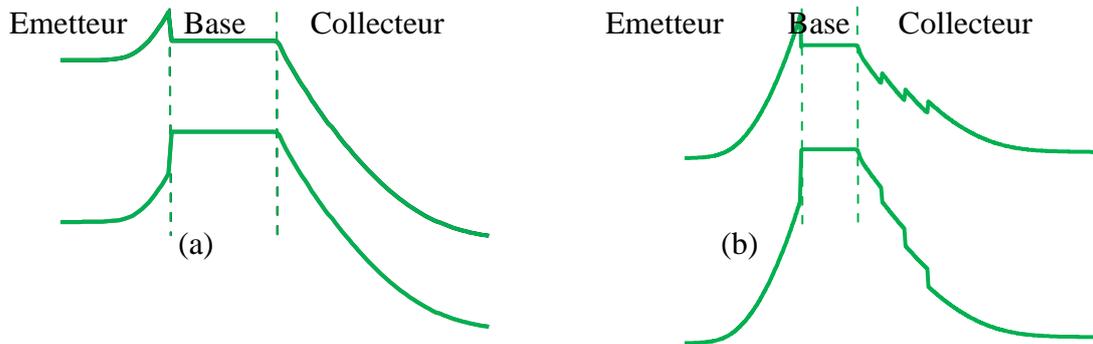


Figure II.11 : Diagrammes de bande à l'équilibre d'un TBH (a) et TBDH avec collecteur graduel (b).

A cette première hétérojonction émetteur-base, il peut être intéressant d'en ajouter une deuxième à la jonction base-collecteur, car la présence d'un matériau de grande bande interdite dans le collecteur permet au composant de travailler à des tensions de sortie plus importantes sans subir de phénomènes de claquage. Dans ce cas on obtient un Transistor Bipolaire à Double Hétérojonction (TBDH), dont le diagramme de bande est représenté en figure II.11.

II.4. Technologie de fabrication

En technologie III.V, la fabrication du transistor bipolaire reprend toujours un enchainement d'étapes similaire à celui-ci :

- Croissance épitaxiale de la totalité des couches du composant.
- Gravure des couches d'émetteur, de base, de collecteur, et dépôt des électrodes de contact de manière à former un composant avec la géométrie voulue.

Une réalisation simple est présentée en figure suivante :

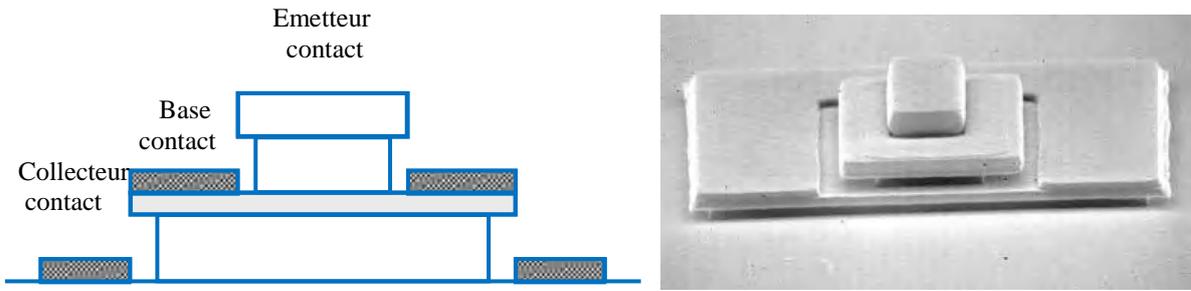


Figure II.12 : TBH après gravure des couches et dépôt des électrodes.

III. Caractéristiques statique du TBH

Si la finalité du TBH est le plus souvent son fonctionnement dynamique, c’est-à-dire avec des signaux variables à de très hautes fréquences, l’analyse des caractéristiques statiques du composant, en régime de tension et de courant continu, s’avère indispensable à sa compréhension. Commençons par expliciter les courants électriques qui traversent le TBH lorsque celui-ci est soumis à une polarisation.

III.1. Origine des courants

En régime de fonctionnement normal, le transistor est soumis à une tension positive V_{CE} , qui se répartit entre les deux diodes émetteur-base et base-collecteur.

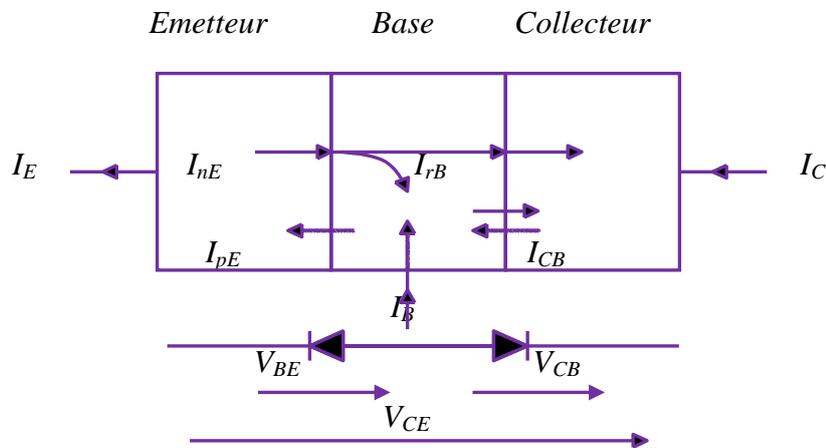


Figure II.13 : Origine des principaux courants traversant le TBH sous polarisation.

La jonction émetteur-base est par ailleurs polarisée en direct par une tension positive V_{BE} , et injecte un courant d’électrons dans la base. Ce courant est collecté par la jonction base-collecteur.

Tout d’abord, la loi de conservation des courants s’applique dans le composant, on a donc :

$$I_E = I_B + I_C \tag{II.18}$$

Exprimons les courants terminaux du transistor :

- **Courant d’émetteur** : est la somme des courants d’électrons (I_{nE}) et de trous (I_{pE}) traversant la jonction émetteur-base.

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} \quad (II.19)$$

Toutefois, en raison de la barrière de diffusion que la discontinuité de bande de valence représente pour les trous, on peut négliger le courant de trous ($I_{pE} \sim 0$). En effet, en reprenant l'expression du gain maximal, pour des dopages d'émetteur et de base à 2×10^{17} at/cm³ et 3×10^{19} at/cm³ respectivement, on obtient un rapport $I_{pE}/I_{nE} \sim 15000$.

On peut donc négliger I_{pE} devant I_{nE} , et on obtient ainsi :

$$I_E = I_{nE} = I_{sE} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (II.20)$$

Où I_{sE} est le courant de saturation de la jonction émetteur-base.

- **Courant de base :** le courant de trous injecter par la base dans l'émetteur étant négligeable, le courant de base provient de la jonction base-collecteur. Ainsi que des recombinaisons entre les trous présents dans la couche et les électrons injectés, ce courant de recombinaison pouvant être séparé en quatre sources.

$$I_B = -I_{CB} + I_{rB} + I_{rEB} + I_{rsB} + I_{riB} \quad (II.21)$$

Où:

I_{rB} provient des recombinaisons se produisant au cœur de la base, dans le matériau lui-même, lors du transit des électrons. Pour une base GaInAs, ces recombinaisons sont principalement de type auger. I_{rEB} provient des recombinaisons dans la zone de charge d'espace base-émetteur, essentiellement de type SRH. Ces recombinaisons sont peu importantes pour une base GaInAs, mais peuvent être beaucoup plus pour une base GaAs.

I_{riB} et I_{rsB} sont respectivement les recombinaisons à l'interface base-émetteur et à la surface extrême de la base. Ces deux courants dépendent fortement de la qualité cristalline du matériau, de l'interface base-émetteur, ainsi que de la passivation des flancs externes de la base.

Pour un composant réalisé sur des couches cristallines de bonne qualité, et ayant subi un processus de passivation efficace, seul le courant de recombinaison I_{rB} et à prendre en compte dans les conditions de fonctionnement standard, c'est-à-dire à une densité de courant d'émetteur au-delà de 1 KA/cm². La jonction base-collecteur étant polarisée en inverse, le courant I_{CB} ne peut provenir que de fuites ou bien d'effets d'avalanche à fort courant. Cette source de courant de base n'est pas à prendre en compte dans le cadre d'un fonctionnement normal. On peut alors considérer que l'on a : $I_B = I_{rB}$.

- **Courant de collecteur :** provient essentiellement de la collection du courant d'électrons émis par l'émetteur et ayant traversé la base. Le courant dû à un effet d'avalanche dans la jonction base-collecteur peut être négligé en fonctionnement standard.

$$I_C = I_{nE} - I_{rB} \quad (II.22)$$

➤ **Gain** : le principe d'amplification du transistor réside dans le fait que la proportion d'électrons se recombinant lors de leur traversée de la base est faible. on définit ainsi le facteur de transport α , aussi appelé gain en base commune, par :

$$I_C = \alpha I_E = I_E - I_B \tag{II.23}$$

Pour un composant avec un gain élevé, le courant de base est petit devant le courant d'émetteur, α est donc très proche de 1.

Le facteur α peut être relié au gain statique en courant, en utilisant l'équation de conservation du courant.

$$B = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_C}{I_E - I_C} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \tag{II.24}$$

Ainsi, dans le cas d'un fonctionnement idéal du TBH, les courants terminaux s'expriment en fonction du courant de collecteur :

$$I_E = I_C \left(1 + \frac{1}{B} \right) \tag{II.25}$$

$$I_B = \frac{I_C}{B} \tag{II.26}$$

III.2. Tracé du Gummel

Un tracé de Gummel typique de TBH est représenté en figure II.14, et le gain correspondant apparaît à la figure II.14 (a).

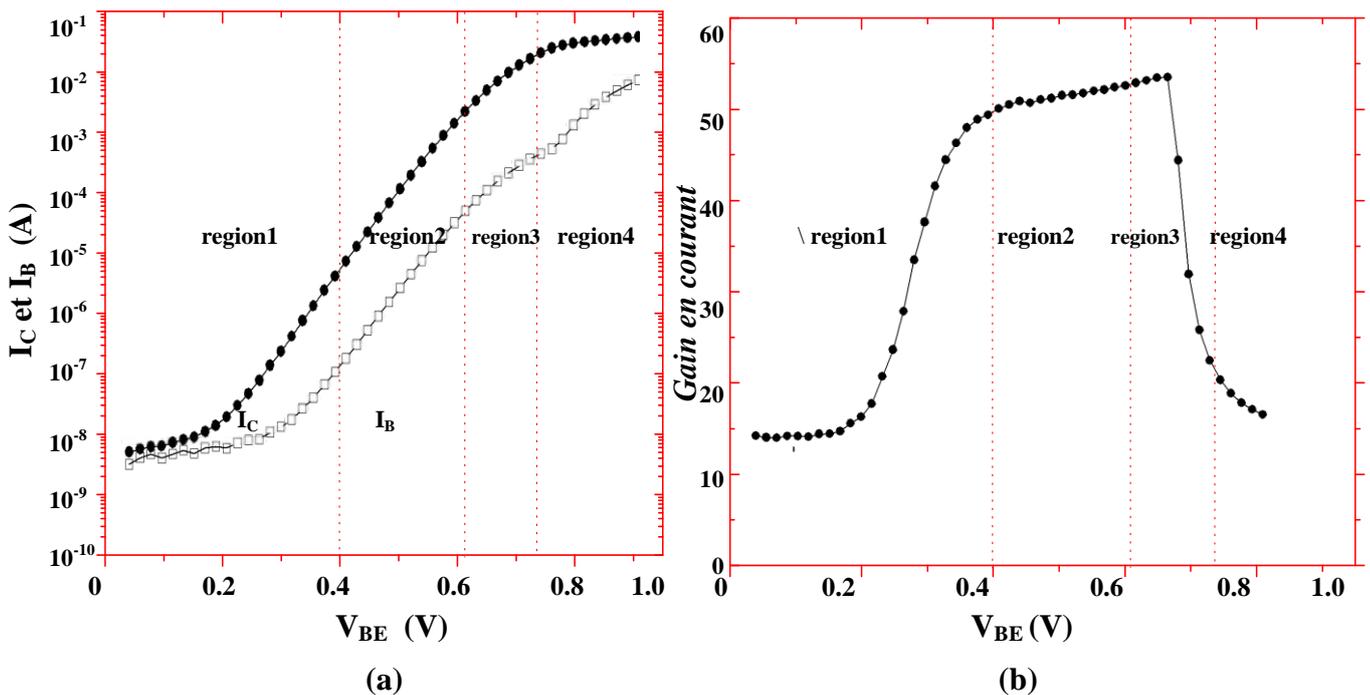


Figure II.14: Tracé de Gummel de TBH (a) et Gain (b).

Le tracé de Gummel consiste à mesurer simultanément les courants de base et de collecteur (I_B et I_C) en fonction de la tension émetteur-base (V_{BE}). La polarisation base-collecteur est généralement maintenue nulle. Le tracé de Gummel est représenté avec une échelle logarithmique en courant, le gain ($\beta = I_C / I_B$) correspond donc à l'écartement entre les deux courbes.

III.2.1. Recombinaisons et fuites

Pour les faibles valeurs de V_{BE} , la jonction émetteur-base injecte peu de courant dans la base, et celui-ci se recombine presque intégralement sur les centres recombinants en surface ou en volume dans la zone de charge d'espace de l'hétérojonction. La polarisation base-collecteur est nulle ($V_{BC} = 0$), le courant de fuite I_{CB} n'intervient donc pas ici. Le courant de base à faible V_{BE} est ainsi dominé par les termes des recombinaisons :

$$I_B = I_{rEB} + I_{rsB} + I_{riB} \quad (II.27)$$

En raison de la variation de la largeur de zone de charge d'espace avec la polarisation, le courant de base à faible V_{BE} est fortement non idéal ($n_B = 2$ à l'extrême), tout comme l'est le courant de recombinaison d'une diode [4]. Le courant injecté étant presque entièrement consommé par des recombinaisons, seule une très faible partie de ce courant parvient jusqu'au collecteur. On a ainsi un gain proche de zéro dans cette région. Sur la région 1 de la figure II.14, le courant de recombinaison reste faible, et l'on n'observe pas de valeur quasi-nulle pour le gain. Dans ce cas, les courants d'émetteur et de base à faible polarisation correspondent principalement à des fuites résistives, parallèlement à la jonction.

Pour des valeurs plus élevées de V_{BE} , le courant injecté par l'émetteur est plus élevé et une partie de celui-ci parvient à traverser la base. Il y a saturation des centres de recombinaison de volume et de surface autour de l'hétérojonction. I_{rB} étant la partie du courant de base due aux recombinaisons de volume (principalement de type Auger) se produisant au cœur de la couche, et participant au gain:

$$I_B = I_{rB} + [I_{rEB} + I_{rsB} + I_{riB}] \quad (II.28)$$

L'évolution de B peut ici être comprise grâce à une approche simplifiée. Nous appelons I_{rmax} le courant maximal pouvant être consommé par les recombinaisons sur centres, c'est-à-dire la valeur de saturation de $[I_{rEB} + I_{rsB} + I_{riB}]$. Dans le cas (région 2) où seul ce courant I_{rB} intervient, on a un gain maximal B_{max} . Pour un courant injecté supérieur I_{rmax} on a alors les relations :

$$I_{rB} = \frac{I_C}{B_{max}} \quad (II.29)$$

$$I_B = I_{rmax} + I_{rB} = I_{rmax} + \frac{I_C}{B_{max}} \quad (II.30)$$

D'où

$$B(I_C) = \frac{I_C}{I_B} = \frac{1}{1 + \frac{I_{rmax}}{I_C}} \quad (II.31)$$

III.2.2. Plage de fonctionnement idéal du transistor

Les courbes I_B et I_C sont parallèles, indiquant un gain constant. Le courant de base est dominé par les recombinaisons dans le volume de la couche. La proportion d'électrons injectés se recombinant lors de leur transit à travers la base est constante en fonction de la densité de courant, ce qui nous donne pour le gain maximum du transistor :

$$B_{max} = \frac{\tau_n}{\tau_B} \tag{II.32}$$

Où τ_n est le temps de vie des électrons dans la base (temps moyen avant de subir une recombinaison), et τ_B le temps moyen de transit des électrons à travers la base.

III.2.3. Effet des résistances

Avec les tensions V_{BE} plus élevées, les courants de base et de collecteur deviennent importants, et induisent alors une chute de tension aux bornes des résistances d'émetteur et de base.

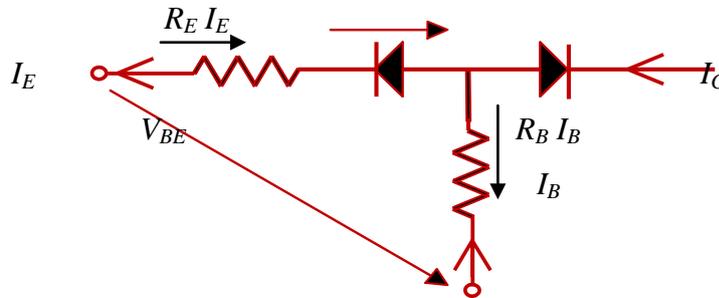


Figure II.15 : Chute de potentiel aux bornes des résistances d'accès du transistor.

La polarisation réelle de la jonction base-collecteur se voit alors diminuée :

$$V_{EB} = V_{BE} - R_E I_E - R_B I_B \sim V_{BE} - I_C (R_E + R_B / \beta) \tag{II.33}$$

Ce qui a pour effet de créer un décalage des courbes de I_B et I_C par rapport à V_{BE} , comme illustrer sur la figure II.16. Il est à noter que la saturation des courants causée par les résistances n'affecte pas le gain, qui est inchangé par rapport à la région 2.

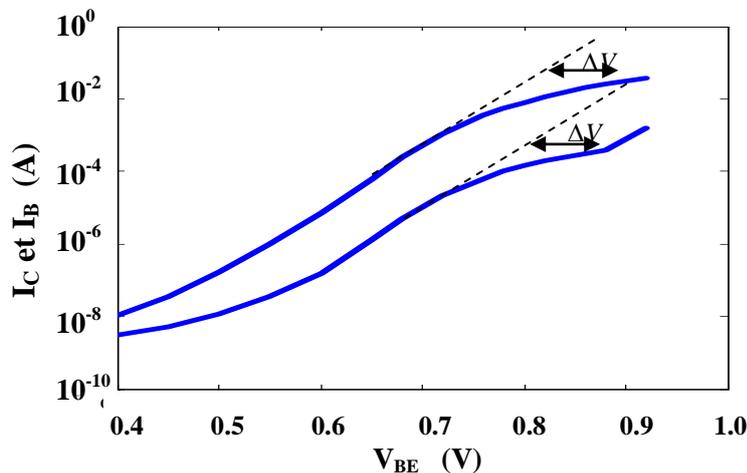


Figure II.16 : Saturation des courants sur le tracé du Gummel.

III.2.4. Régime de forte injection

A forte densité de courant, la concentration en électrons augmente dans le collecteur. Par conséquent, la charge électrique portée par le matériau (qui est à l'origine positive car c'est un matériau dopé p et déserté), devient de plus en plus faible jusqu'à devenir négative. Cette modification de charge dans le collecteur a pour effet de réduire le champ électrique en entrée du collecteur, les électrons étant de moins en moins efficacement happés par le champ.

Au niveau du diagramme de bande, ce phénomène correspond à une remontée globale des bandes dans la zone déplétée, comme le montre la figure II.17.

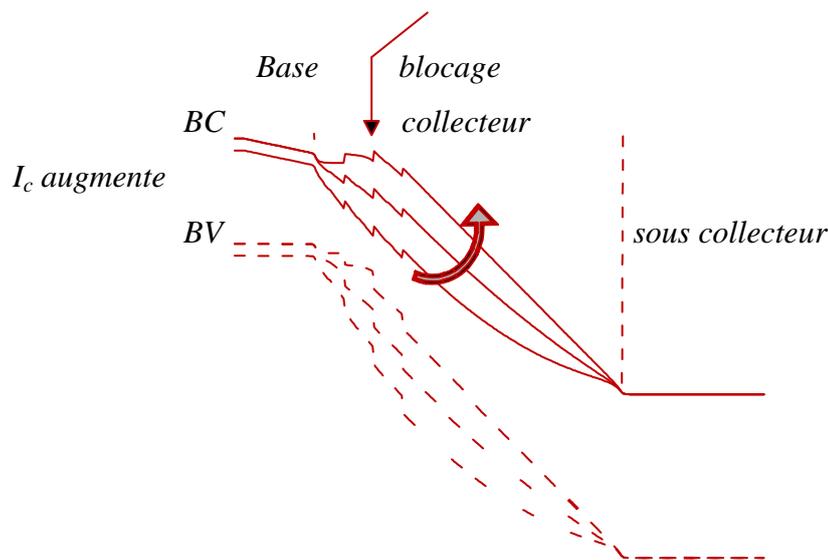


Figure II.17 : Forte injection dans le collecteur.

Dans un premier temps, l'annulation du champ électrique en entrée de collecteur dégrade les performances dynamiques du composant (temps de transit de collecteur), car l'épaisseur de base est virtuellement augmentée, c'est l'effet Kirk.

A l'extrême, les discontinuités de bande de conduction liée à l'hétérojonction base-collecteur deviennent des barrières à la propagation des électrons, induisant d'importantes recombinaisons et une augmentation du temps de transit de base. Le gain est par conséquent brutalement dégradé.

III.3. Caractéristiques $I_C(V_{CE})$

Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ du TBH représentent les courants de collecteur I_C en fonction de V_{CE} pour plusieurs valeurs de courant de base. En régime de polarisation émetteur commun, la tension émetteur-collecteur V_{CE} influe fortement sur les performances du transistor.

La figure II.18 représente une caractéristique typique de TBH, plusieurs effets physiques importants se révèlent ici, et génèrent des régimes de fonctionnement correspondant aux régions distinctes sur la figure.

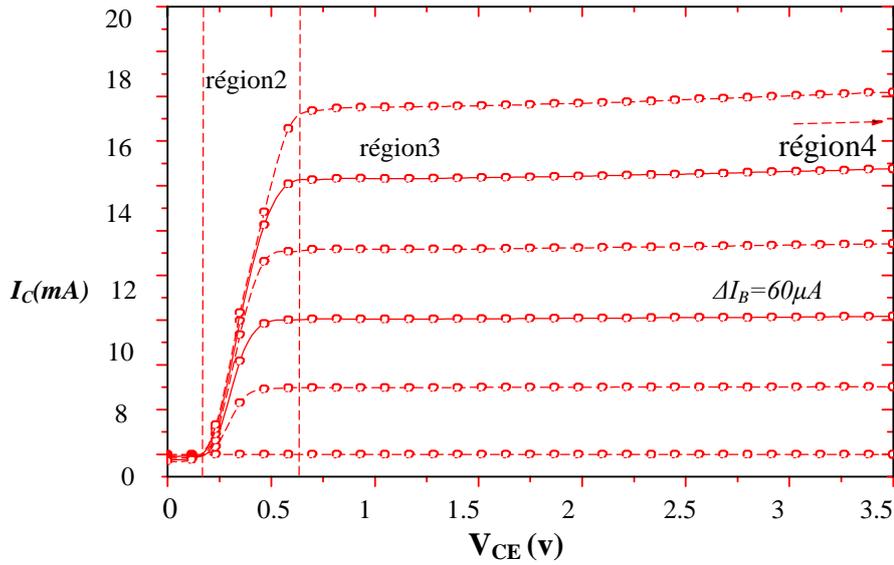


Figure II.18 : Caractéristique $I_C(V_{CE})$ de TBH InP.

IV. Caractéristiques fréquentielles du TBH

Le gain en puissance d'un TBH peut s'écrire en fonction de la fréquence sous la forme générale suivante :

$$G(f) = \frac{G_0}{\left[1 + G_0^2 \left(\frac{f}{f_c}\right)^4\right]^{\frac{1}{2}}} \tag{II.40}$$

Où G_0 est le gain en continue du TBH et f_c la fréquence de coupure. Deux paramètres sont les facteurs de mérites des transistors : la fréquence de transition f_t et la fréquence maximale d'oscillation f_{MAX} .

IV.1. Fréquence de transition

La fréquence de coupure f_t est la fréquence pour laquelle le gain en courant en montage émetteur commun du transistor est égal à 1 [5-6] :

$$f_t = \frac{1}{2\pi \tau_{ec}} \tag{II.41}$$

Avec :

$$\tau_{ec} = (t_b + t_c + \tau_e + \tau_c) \tag{II.42}$$

Où t_b : est le temps de transit dans la base,

t_c : est le temps de transit à travers la zone de transition base collecteur,

τ_e : est le temps de charge de la capacité de jonction base émetteur,

τ_c : est le temps de charge de système RC du collecteur.

IV.2. Fréquence maximale d'oscillation

La fréquence maximale d'oscillation est la fréquence pour laquelle le gain en puissance est égal à l'unité [7].

$$f_{MAX} = \sqrt{\frac{f_{\tau}}{8\pi R_b C_{bc}}} \quad (II.43)$$

Où R_b : est la résistance de base,

C_{bc} : est la capacité de la jonction base collecteur.

IV.3. Temps de charge du système RC du collecteur

La capacité de la ZCE base collecteur C_{bc} se charge à travers les résistances séries des régions de collecteur R_c et d'émetteur R_e et la résistance dynamique d'émetteur r_e .

Dans ces conditions son temps de charge est donné par:

$$\tau_c = (R_c + R_e + r_e)C_{bc} \quad (II.44)$$

Dans un TBH le dopage collecteur étant très faible devant celui de la base, la capacité de la ZCE base collecteur est donnée par :

$$C_{bc} = S_C \sqrt{\frac{q \varepsilon_s N_D}{2(V_{bi} + V_{bc})}} \quad (II.45)$$

S_C étant la surface de la jonction base collecteur et ε_c la permittivité relative du matériau de la zone de Transition base collecteur. Les résistances R_c et R_e contiennent les résistances de contacts, les Résistances de zones d'accès et les résistances des ZQN de collecteur et respectivement d'émetteur. Pour réduire ce temps de charge, il faut réduire les valeurs des différentes résistances et la capacité collectrice. Pour réduire cette dernière, il faut réduire la surface parasite du collecteur. Les autres solutions, telles que l'augmentation de l'épaisseur de la zone de transition et la réduction du dopage collecteur, avec le temps de transit t_b et les hautes densités de courant nécessaires pour diminuer τ_c .

IV.4. Temps de transit dans la base

Le temps de transit dans la base est lié au gain maximum du transistor à haute efficacité d'injection par l'expression [8]:

$$\beta_{MAX} = \left(\frac{\tau_{nb}}{t_b(w_b)} \right) \quad (II.46)$$

Si le transport des électrons à travers la jonction émetteur base est de nature diffusive, le gain β_{max} est donné par :

$$\beta_{MAX} = \left(\frac{2L_{nb}^2}{W_b^2} \right) \quad (II.47)$$

Comme : $L_{nb} = \sqrt{D_{nb} \tau_b}$ le temps de transit dans la base t_b s'exprime sous la forme :

$$t_b = \left(\frac{W_b^2}{2D_{nb}} \right) \quad (II.48)$$

Si le transport dans la base est un transport balistique comme dans l'hétérojonction de type I associée à une base très courte, le transport est caractérisé avec une vitesse balistique v_{bal} .

$$t_b = \left(\frac{W_b}{V_{bal}} \right) \quad (II.49)$$

Dans le cas général le temps de transit s'écrit comme la somme d'une composante balistique et d'un composante diffusive [9] :

$$t_b = \left(\frac{W_b^2}{2D_{nb}} \right) + \left(\frac{W_b}{V_{bal}} \right) \quad (II.50)$$

IV.5. Temps de transit dans la zone de transition base-collecteur

Le transport dans la zone de transition base-collecteur dans le cas d'une homojonction est donné par :

$$t_c = \left(\frac{W_c}{2V_s} \right) \quad (II.51)$$

Où v_s est la vitesse de saturation des électrons .Le décalage des bandes de conduction dans l'hétérojonction de type II agit comme un lanceur d'électrons chauds dans le collecteur.

Des résultats expérimentaux récents ont montré que la vitesse de dérive moyenne dans le collecteur des TBDH InP/GaAsSb/InP est autour de 4×10^7 cm/s [9]. Cette valeur est nettement plus élevée que la vitesse moyenne de saturation dans InP (ainsi que celle mesurée dans le TBDH InP/InGaAs/InP) [10]. Elle montre l'efficacité du transport balistique sur la réduction du temps de transit.

V. Phototransistor

V.1. Structure du phototransistor InP/InGaAs

Comme indiqué dans la figure II.19, [11], ce phototransistor comprend un émetteur en InP et une base en GaInAs. Le collecteur intègre une couche d'InP et une transition GaInAs/InP, dans le but de limiter les effets de blocage des électrons au niveau des discontinuités de bande de conduction.

Cette structure de couches est le fruit d'optimisations successives menées depuis le lancement de la filière bipolaire sur InP au CENT en 1993. Les couches de contact d'émetteur et de collecteur sont en GaInAs. L'utilisation du GaInAs dans les couches de contact se justifie par sa faible largeur de bande interdite, ce qui favorise des résistivités de contact faibles pour les électrodes métalliques. Pour la même raison, et aussi pour minimiser les résistances d'accès à travers la couche, le dopage du GaInAs de contact est le plus élevé possible, autour de 10^{19} at/cm³.

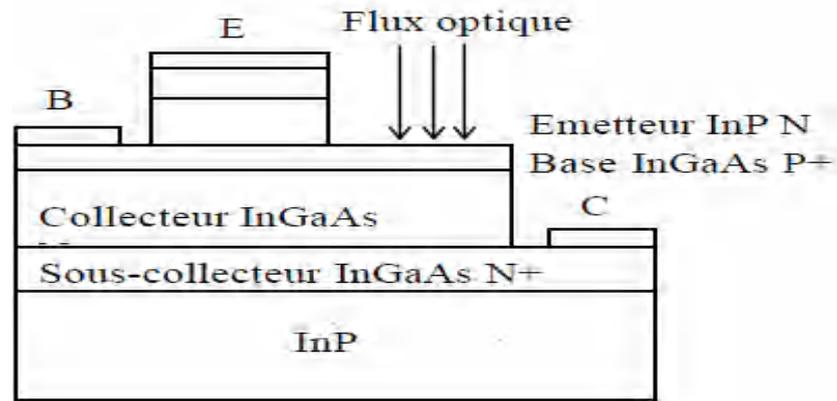


Figure II.19 : Schéma d'un phototransistor InP/InGaAs.

L'émetteur lui-même est en InP, ce qui permet de réaliser une hétérojonction avec la couche de base en GaInAs. Le dopage d'émetteur est fixé à $2 \times 10^{17} \text{ at/cm}^3$, et est déterminé par les nécessités conjointes d'obtenir une bonne efficacité d'injection de la jonction émetteur-base, tout en conservant une capacité émetteur-base C_{BE} faible. Le dopage d'émetteur doit aussi être suffisamment élevé pour éviter les phénomènes de forte injection à densité de courant élevée.

La base est en GaInAs dopé p au carbone. Par rapport au béryllium utilisé antérieurement, le carbone offre l'avantage de peu diffuser, si bien que l'utilisation de couches d'espacement n'est pas nécessaire. Le dopage de base au carbone semble toutefois générer, à concentration égale des gains plus faibles que le béryllium. Donc, cette hétérojonction limitant ainsi la recombinaison des porteurs minoritaires et réduisant le temps de transit τ_B . Dans la structure standard, la proportion d'indium dans la base varie de 44 % coté émetteur à 53 % coté collecteur, c'est-à-dire la concentration donnant l'accord de maille sur InP.

La partie la plus épaisse du collecteur est en InP. Par rapport à un collecteur en GaInAs, l'utilisation d'un collecteur en InP à plusieurs avantages :

- La large bande interdite de l'InP (1.35 eV) permet de conserver une tension de claquage élevée, même pour de faibles épaisseurs de collecteur. On peut ainsi minimiser le temps de transit de collecteur tout en conservant une bonne tenue en tension.
- La conductivité thermique de l'InP (0.68 W/K cm) est bien supérieure à celle du GaInAs (0.048 W/K cm). L'élévation de température du composant en fonctionnement est ainsi diminuée, limitant les phénomènes de vieillissement et de claquage thermique dans la jonction base-collecteur.

V.2. Principe de fonctionnement

Le phototransistor bipolaire à hétérojonction vertical conserve la structure classique du transistor (figure II.20). Une fenêtre permettant l'éclairage de la jonction base-collecteur est laissée sur la base, à moins que celui-ci ne se fasse latéralement. Les photons introduits dans la zone de déplétion de la jonction BC polarisée en inverse vont y créer des paires électron-trous. Les trous sont attirés par la base et les électrons par le collecteur. Un photocourant ainsi crée circule du collecteur vers la base.

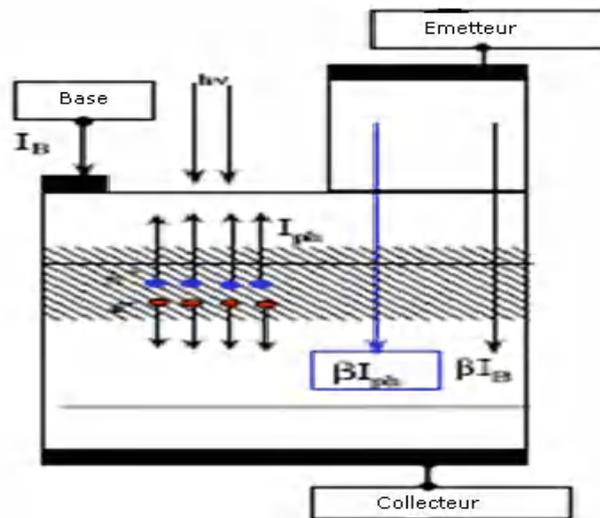


Figure II.20 : Schéma de principe du fonctionnement d'un phototransistor.

Il est possible de ne polariser le phototransistor qu'en mode 2T, c'est à dire en appliquant une tension entre collecteur et émetteur, ou bien en mode 3T, en ajoutant un courant de base à la polarisation induite par la partie constante de la puissance optique. Dans le deuxième cas, le gain et la fréquence de coupure sont supérieurs car le dispositif amplifie le courant de trous évacués de la base. Dire celui où le transistor est polarisé en mode direct.

V.2.1. Définitions des modes de fonctionnement du phototransistor

Nous verrons plus en détail le fonctionnement d'un phototransistor mais afin de bien définir les grandeurs des phototransistors, il nous faut définir les modes de fonctionnement de ce composant.

– Symbole du phototransistor : la figure II.21 présente le symbole d'un phototransistor éclairé.

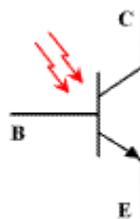


Figure II.21: Symbole d'un phototransistor éclairé.

- **Mode photodiode** : C'est le mode où seule la photodiode, "formée" par la jonction base-collecteur est utilisée comme photodétecteur. Il est nécessaire pour cela, de couper l'effet transistor soit en court-circuitant la jonction base-émetteur, soit en appliquant $V_{BE} = 0$. Ce mode peut être étendu à une plage de fonctionnement plus large, en prenant comme critère l'amplification du courant photo-généré. La sensibilité dans ce mode, S_{ph} , utilisera dans son écriture le courant photo-généré I_{ph} en mode photodiode.
- **Mode phototransistor** : Ce mode tient compte du phénomène d'amplification dû à l'effet transistor sur le courant photo-généré. On applique cette fois une tension positive à la jonction

base-émetteur suffisante pour obtenir l'effet transistor. Le courant I_{ph} est amplifié et on obtient en sortie du collecteur une composante de courant I_{Copt} due au flux d'éclairement, utilisée dans l'écriture de la sensibilité, S_{Hpt} .

V.3. Diagramme de bande

L'émetteur est fait d'un semiconducteur de largeur de bande interdite E_g plus élevée que la base et le collecteur, le diagramme énergétique du HPT est présenté par la figure (II .22).

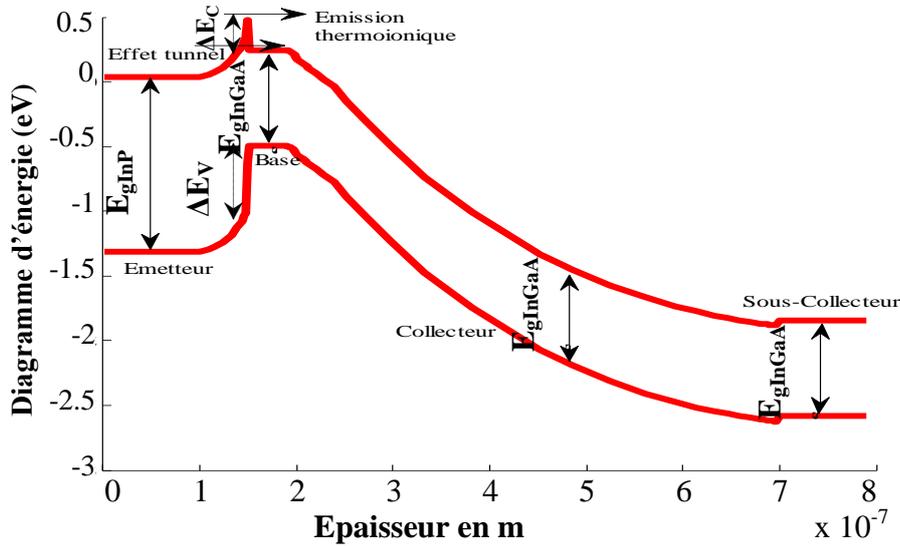


Figure II.22: Structure de bande d'un HPT InP/InGaAs.

V.4. Caractéristiques spécifiques des phototransistors

Nous allons maintenant nous intéresser aux grandeurs qui caractérisent particulièrement les phototransistors. Il est ainsi utile de bien les définir afin de comprendre les nuances avec d'autres grandeurs similaires des photodétecteurs.

La figure II.27 résume ces différentes caractéristiques à partir des sensibilités du phototransistor en mode photodiode et en mode phototransistor.

V.4.1. Sensibilité

Précédemment nous avons défini la sensibilité pour un photodétecteur de type photodiode, en tenant compte du courant photo-généré. Pour le cas des phototransistors, il faut prendre en considération l'amplification du photo-courant. La sensibilité de ce composant s'écrit donc comme le rapport du courant de collecteur dû à la photodétection I_{C-OPT} sur la puissance optique P_{opt} .

$$S_{hpt \setminus c.c}(\lambda) = \frac{I_{Copt}}{P_{opt}} \quad (A/W) \quad (II.52)$$

Avec $I_{c-opt} = I_c - I_{c-dark}$

Les conditions de charge de sortie sont les mêmes que pour les photodiodes. Sortie soit en court-circuit soit 50Ω , mais il est également nécessaire de préciser les conditions de charges sur la base. En effet, la

charge présentée du coté base peut influencer la valeur finale de la sensibilité. Pour les conditions de charge de 50Ω sur la base et le collecteur, la sensibilité sera notée $S_{hpt\backslash 50\Omega}$.

V.4.2. Gain optique en courant

Le gain optique en courant, noté G_{optC} , il est défini comme le rapport entre le courant de collecteur $I_{C_{opt}}$ sur le courant photo-généré basse fréquence en mode photodiode $I_{ph\backslash bf}$, mais aussi comme le rapport de la sensibilité en mode phototransistor sur la sensibilité basse fréquence en mode photodiode.

$$G_{optC} = \frac{I_{C_{opt}}}{I_{ph\backslash bf}} = \frac{S_{HPT}}{S_{PH\backslash bf}} \tag{II.53}$$

Les sensibilités en mode photodiode basse fréquence $S_{ph\backslash b.f} = I_{PH\backslash b.f} / P_{opt}$ et en mode phototransistor $S_{hpt} = I_{C_{opt}} / P_{opt}$ d'un phototransistor différent d'un coefficient qui caractérise l'amplification interne du photocourant. Le gain optique en courant permet de caractériser ainsi l'amplification du courant photo-généré mais aussi la fréquence limite d'utilisation du phototransistor avec $I_{C_{opt}}$ qui évolue avec la fréquence.

V.4.3. Fréquence de transition optique

C'est la fréquence pour laquelle le gain optique en courant est unitaire en linéaire ou nul en décibel. Elle peut être vue aussi comme la fréquence pour laquelle la sensibilité en mode phototransistor est égale à la sensibilité basse fréquence en mode photodiode, alors qu'il n'y a plus d'amplification.

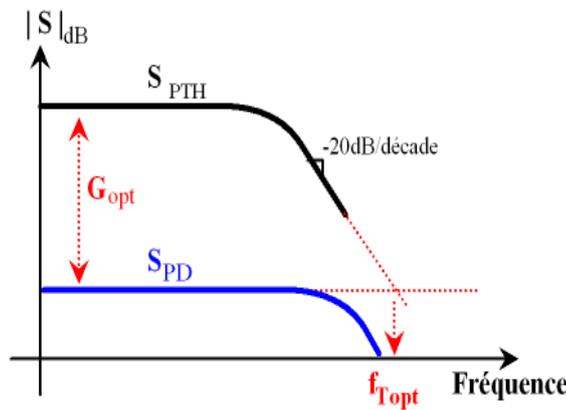


Figure II.23: Caractéristiques spécifiques aux phototransistors.

V.5. Etat de l'art des phototransistors

V.5. 1. Phototransistors InP/InGaAs

Si les premiers travaux sur les phototransistors datent des années 50 par Shockley qui proposa un transistor avec une polarisation de base optique et sa réalisation sur Germanium à $\lambda = 1,2 \mu m$ par Shive en 1953, les premières études théoriques sur les phototransistors à hétérojonction de type 2T-HPT ont débuté dans les années 70, [12].

Phototransistor III-V : Les premières réalisations en GaAs ont suivi et présenté des gains de 300 à 2000 [13]-[14] pour une photodétection dans la plage 0,65-0,9 μm . Ces composants étaient extrêmement lents avec des temps de montée de l'ordre de la microseconde pour un gain unitaire. Milano présenta enfin des années 70 un temps de montée de 2 ns, soit un composant ≈ 1000 fois plus rapide [15]. Ces phototransistors nécessitaient aussi des puissances optiques assez élevées, supérieures à 100 μW , pour obtenir des gains élevés.

Le début des années 80 voit naître les phototransistors InP/InGaAs pour la photodétection, qui est le sujet principal de ce thèse, aux longueurs d'onde 1,3 – 1,55 μm [16]-[17]. Le phototransistor est mis en avant par ses performances en termes de gain [18], de bruit et de sensibilité [19]. Cette dernière caractéristique peut être comparable au système de photodétection PIN-FET et APD-FET [20]. Pour la plupart des publications les structures de phototransistors sont sans contact de base. La barre du GHz est obtenue avec un des rares 3T-HPT du moment fonctionnant à $\lambda = 1,15 \mu\text{m}$ [21].

C'est au début des années 90 avec la nécessité d'améliorer la rapidité de ces composants que va s'imposer le phototransistor comportant un contact de base [22]. La barre des 10 GHz est alors atteinte, accompagnée d'une sensibilité mode phototransistor de 370 mA/W à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. Il va s'en suivre une course à la réduction des dimensions des composants qui limitaient les performances dynamique par effet capacitif. L'épaisseur de la zone d'absorption va se voir elle aussi diminuée afin de réduire le temps de transit des porteurs photo-générés. Ceci va induire une baisse de la sensibilité.

Des structures de phototransistors vont utiliser les contacts comme réflecteur avec un éclairage par le dessous [23], pour pallier cette diminution, doublant ainsi le trajet optique et permettant d'obtenir à sensibilité mode phototransistor égale de 380 mA/W à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, une fréquence de transition optique double de 22GHz sur InP/InGaAs. La surface base-émetteur passe à $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ comparée au $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ de [22]. L'épaisseur d'absorption diminue d'un facteur 3 pour atteindre 400 nm répartie en 100nm pour la base et 300 nm pour le collecteur.

Avec l'apparition des structures intégrant des cavités verticales, certaines en technologie GaAs sont composées de multi-puits quantiques InGaAs /GaAs, une sensibilité mode phototransistor de 2,1 A/W est alors obtenue à la longueur d'onde de résonance de 0,94 μm [24]. Les performances des phototransistors à la longueur d'onde de 1,55 μm passent en terme de f_{T-opt} de 14 GHz [25] à 20 GHz [26] avec des sensibilités mode phototransistor respectives de 260 mA/W et 140 mA/W. Les structures à éclairage vertical semblent voir leurs performances être limitées par les dimensions géométriques de l'ordre du diamètre du faisceau optique et par l'épaisseur d'absorption pour maintenir une bonne sensibilité tout au moins comparable à celle des photodiodes.

Des structures présentant de bonnes sensibilités combinées avec de bonnes performances fréquentielles sont apparues, éclairées cette fois latéralement, s'inspirant des photodiodes à guide d'onde. Le premier HPT éclairé latéralement a été réalisé à l'IEMN en InP/InGaAs par Van de Castle [27]. Cette structure a permis d'atteindre les 40GHz de fréquence de transition optique avec une sensibilité mode phototransistor

élevée de 450 mA/W à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. La figure II. 24 présente un schéma en coupe et une photo du HPT à éclairage latéral [28].

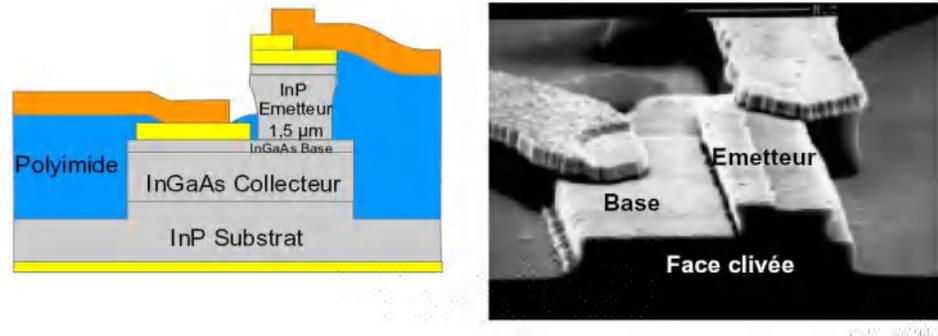


Figure II.24 : Schéma et photo d'un HPT InP/InGaAs à guide.

En 1997, Prakash et al présenta une structure de HPT à onde progressive [29]. Le faisceau optique est injecté dans un guide d'onde en polymère et absorbé par couplage évanescent tout au long du composant. Un f_{T-opt} de 20 GHz est obtenu avec une sensibilité mode phototransistor record de 520 mA/W à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. Depuis 2003, nous avons obtenu des phototransistors éclairés verticalement avec des f_{T-opt} , au-delà des 100 GHz [30], [31] et [32] avec respectivement des sensibilités en mode phototransistor de $6,3 \text{ A/W}$ et 7 A/W et $0,25 \text{ A/W}$ et $0,2 \text{ A/W}$ en mode photodiode pour les deux premiers. Ces structures sont intégrées à des systèmes de transmission de données et d'horloge fonctionnant à 43 Gb/s ou des mélangeurs optoélectroniques à 28 GHz .

V.5.2. Phototransistors SiGe

Si les systèmes optoélectroniques à base de SiGe datent du début des années 90, combinant photodiode et guide d'onde fonctionnant à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, [33], la première étude de phototransistor compatible Silicium date de 1997 avec l'étude théorique d'une structure à multi-puits quantiques $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ insérée dans une cavité résonante verticale fonctionnant à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, [34]. Cette structure est dite MQW-HPT, phototransistor à multi-puits quantiques. Il faudra attendre 2003 pour voir les premiers prototypes de phototransistors caractérisés en fréquence, soit avec des MQW SiGe HPT, soit avec des HPT SiGe dits 'vrais', sans multi-puits quantiques.

La première publication en date sur les phototransistors SiGe concerne une structure à multi-puits quantiques $\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}/\text{Si}$ d'une équipe de recherche de Taiwan en 2002,[35]. La figure II.25 présente les schémas et une photo du HPT, cette structure est basée sur un procès de HBT avec un f_T électrique de 50 GHz dans lequel il a été inséré une structure à multi-puits quantique [36-37].

L'aire de la jonction base-émetteur est de $6 \mu\text{m}^2$ et une fenêtre optique de $14,4 \mu\text{m}^2$ permet une illumination verticale à travers la jonction base-collecteur. Le f_T électrique de cette structure finale atteint les 25 GHz . Elle est ralentie du fait de l'ajout du multi-puits quantique et de l'augmentation de surface, et il en est de même pour le f_{max} de 25 GHz .

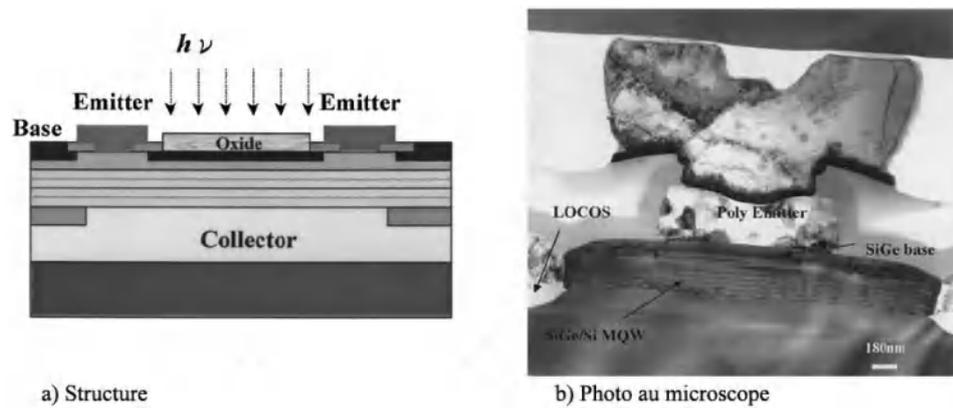


Figure II.25 : Structure et photo d'un phototransistor SiGe à multi-puits quantiques.

L'aire de la jonction base-émetteur est de $6 \mu\text{m}^2$ et une fenêtre optique de $14,4 \mu\text{m}^2$ permet une illumination verticale à travers la jonction base-collecteur. Le f_T électrique de cette structure finale atteint les 25 GHz . Elle est ralentie du fait de l'ajout du multi-puits quantique et de l'augmentation de surface, et il en est de même pour le f_{max} de 25 GHz .

En configuration 2T-HPT, avec la base en circuit ouvert, ce phototransistor a été caractérisé à 850 nm et $1,31 \mu\text{m}$ en obtenant respectivement une sensibilité de $1,9 \text{ A/W}$ et $0,2 \text{ A/W}$ à $V_{CE} = 1,5 \text{ V}$. En polarisation mode photodiode à $V_{BE}=0,4 \text{ V}$ une bande passante de $1,5 \text{ GHz}$ est extraite d'une mesure impulsionnelle. L'évolution de cette structure a permis d'atteindre une sensibilité de 17 A/W , en modifiant les caractéristiques du HBT intrinsèque au détriment d'une bande passante mode photodiode de $0,5 \text{ GHz}$. Cette sensibilité a été obtenue en combinant l'effet transistor et le régime d'avalanche.

Le premier phototransistor à simple couche SiGe contrainte sur Si a été réalisé dans le cadre de la thèse de Jean-Luc Polleux avec une collaboration d'une équipe de l'université de Marne-La-Vallée, Paris avec l'université d'Ulm en Allemagne [38]. Les premiers résultats ont été présentés en 2003 avec principalement une sensibilité en mode phototransistor de $1,49 \text{ A/W}$ à $\lambda = 940 \text{ nm}$ et $V_{CE}=1,5 \text{ V}$ avec une polarisation de base de $60 \mu\text{A}$, [39,40]. La bande passante à cette polarisation est de l'ordre de 400 MHz en mode phototransistor.

Pei et al a présenté une amélioration de la bande passante de ses HPT en 2003 en enlevant son multi-puits quantique et en polarisant la base, [41]. La sensibilité est réduite à $0,43 \text{ A/W}$ pour une augmentation, de la bande passante jusqu'à 3 GHz à $\lambda = 850 \text{ nm}$ et une polarisation électrique de $V_{BE} = 0,4 \text{ V}$ et $V_{CE} = 2 \text{ V}$.

En 2006, Yin et al présente des prototypes de phototransistors basés sur une technologie $0,25 \mu\text{m}$ – BiCMOS d'IBM et éclairés verticalement avec une base 80nm dont $\approx 60\text{nm}$ de SiGe [42]. Des sensibilités de $2,7 \text{ A/W}$, $0,13 \text{ A/W}$ et $0,07 \text{ mA/W}$ sont mesurées respectivement aux longueurs d'onde de 850 nm , 1060 nm et 1310 nm pour un prototype avec une région active de $6 \times 10 \mu\text{m}^2$ sous une polarisation de $I_B = 5 \mu\text{A}$ et $V_{CE} = 1,3 \text{ V}$. Des fréquences de coupures à -3 dB de $2,0 \text{ GHz}$, $2,1 \text{ GHz}$ et $5,3 \text{ GHz}$ sont publiées respectivement pour des prototypes de $6 \times 10 \mu\text{m}^2$, $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ à $\lambda = 850 \text{ nm}$ pour une polarisation de $I_B = 2 \mu\text{A}$ et $V_{CE} = 2 \text{ V}$.

Yin démontre aussi que l'insertion d'un doigt de contact au milieu de la base, figure II.26, monté sur les prototypes $6 \times 10 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 2 \mu\text{m}^2$, diminue les effets capacitifs et donc améliore les performances fréquentielles.

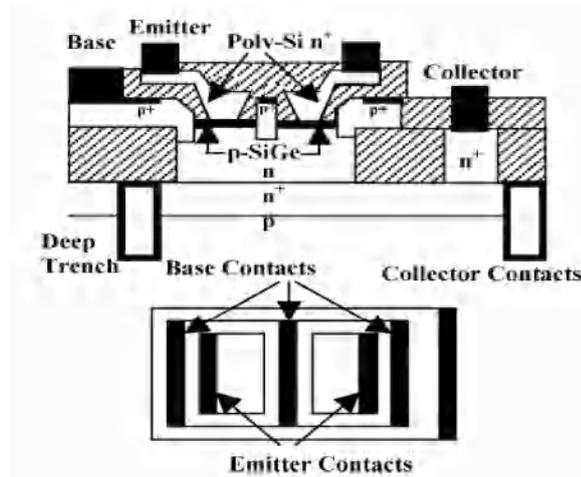


Figure II.26 : Structure d'un phototransistor SiGe sur technologie BiCMOS 0,25µm d'IBM.

VI. Conclusion

Avant de présenter la structure du phototransistor a étudié et leur diagramme de bande, et pour mieux comprendre leur principe de fonctionnement, nous avons présenté au début de ce chapitre une généralité sur le transistor bipolaire a homojonction (BJT). Où nous avons expliqué le principe du gain, et l'amélioration apporté à ce dernier par l'hétérojonction. Par la suite, nous nous somme donner une rappelle sur les caractéristiques statiques du TBH. Où nous avons cités les différents courants circulant dans le TBH et leur tracé du Gummel avec les régimes de fonctionnement.

Finalement, nous exposons un état de l'art pour les différents phototransistors existant. Donc nous avons commencé par les études et les technologies qui ont été développé sur le phototransistor InP/InGaAs qui est l'objectif de notre travail, et nous avons terminé par le phototransistor SiGe.

VII. Références bibliographiques

- [1] M. Lijadi, " Transistors bipolaire a hétérojonction : développement d'une filière InP/GaAsSb pour applications ultra-rapides", Thèse de doctorat, Paris VI - Pierre et Marie Curie, 23 sept. (2005).
- [2] P. Ashburn, "Design and realisation of bipolar transistors", Edition Willey, Chichester, 1988.
- [3] Kirk C. T., "A theory of transistor cut-off frequency (f) fall off at high current densities" IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-9, no. 2, pp. 164–174, (1962).
- [4] S. M. Sze, "Physics of semiconductor devices", 2ème edition, John Wiley & Sons, New York, (1981).
- [5] M. Schröter et al. , "Physics- and process- based bipolar transistor modeling for integrated circuit design", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 34, pp. 1136-1149, 1999.
- [6] M. Schröter and T. Y. Lee, " Physics-Based Minority Charge and Transit Time Modeling for Bipolar Transistor ", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 46, No 2, pp. 288-300, 1999.
- [7] S.J. Mason "Power gain in feedback amplifiers" IRE, Transactions on circuit theory, Vol. CT-1, pp. 20-25, 1954
- [8] Grove AS, Physics and Technologie of semiconductor devices. Wiley, New York, 1967, 224.
- [9] Liu HG, Tao N, Watkins SP, Bolognesi CR. "Extraction of the avarage collector velocity in high speed "Type-II" InP-GaAsSb-InP DHBTs". IEEE Electron Device Letters ; 25 :769-71, 2004.
- [10] Kahn M, Blayac S, Riet M, Bedaguer P, Dhalluin V, Alexandre F, Godin J. "Measurement of base and collector transit times in thin-base InGaAs-InP HBT". IEEE Electron Device Lett. ; 24 :430-32, 2003.
- [11] J.L. Polleux, L. Paszkiewicz, A.L. Billabert, J. Salset, C. Rumelhard, "Optimization of InP-InGaAs HPT gain : design of an opto-microwave monolithic amplifier", in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.52, No.3, pp871-881, March 2004.
- [12] T. Moriizumi, K. Takamashi, "Theoretical Analysis of Heterojunction Phototransistors", in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.19, No.2, pp152-159, Feb. 1972.
- [13] Z.I. Alferov, F.A. Akhmedov, V.I Korol'kov, V.G. Nikitin, "Phototransistor utilizing a GaAs-AlAs heterojunction", in Sovietic Physics Semiconductor, Vol.7, No.2, pp780-782, Dec.1973.
- [14] M. Konagi, K. Katsukawa, K. Takahashi, "High-gain wide-gap-emitter (GaAl)As/GaAs heterojunction phototransistors with high current gain", in Journal Applied Physics, Vol.48, pp4389-4394, Oct. 1977.
- [15] R. A. Milano, T.H. Windhorn, E.R. Anderson, G.E. Stillman, R.D. Dupuis, P.D. Dapku "Al_{0.5}Ga_{0.5}As–GaAs heterojunction phototransistors grown by metalorganic chemical vapor deposition", in Applied Physics Letters, Vol.34, pp562-565, May. 1979.
- [16] J.C. Campbell, A.G. Dentai, C.A. Burrus Jr, J.F. Ferguson, "InP/InGaAs Heterojunction Phototransistors", in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.17, No.2, pp264-269, Feb.1981.
- [17] J.C. Campbell, A.G. Dentai, G.J. Qua, J.F. Ferguson, "Avalanche InP/InGaAs Heterojunction Phototransistor", in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.19, No.6, pp1134-1138, June. 1983.
- [18] N. Chand, P.A. Houston, P.N. Robson, "Gain of a Heterojunction Bipolar Phototransistor", in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.32, No.3, pp622-627, March. 1985.
- [19] T. Mitsuyu, S. Fujita, "InGaAsP/InP Wavelength-Selective Heterojunction Phototransistors", in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.31, No.6, pp812-817, June. 1984.
- [20] K.T. Alavi, C.G. Fonstad, "Recent advances in InGaAsP/InP", in Proceedings of SPIE, Vol.272, pp38-42, 1981.
- [21] D. Fritzsche, E. Kupbal, R. Aulbach, "Fast Response InP/InGaAsP Heterojunction Phototransistors", in Electronic Letters, Vol.17, pp178-180, 1981.
- [22] S. Chandrasekhar, M.K. Hoppe, A.G. Dentai, C.H. Joyner, G.J. Qua, "Demonstration of Enhanced Performance of an InP/InGaAs Heterojunction Phototranistor with a Base Terminal", in IEEE Electron Devices Letters, Vol.12, No.10, pp550-552, Oct. 1991.
- [23] H. Fukano, T. Kobayashi, Y. Takanashi, M. Fujimoto, "High-speed InP/InGaAs Heterojunction Phototransistors with Emitter Metal Reflector", in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp213-216, 1993.
- [24] S.L. Daryanani, G.W. Taylor, S.K. Sargood, T. Vang, B. Tell, "The Inversion Channel Resonant-Cavity Enhanced Photodetector for Two-Dimensional Optoelectronic Array

- Applications", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.5, No.6, pp677-679, June. 1993.
- [25] H. Fukano, Y. Takanashi, M. Fujimoto, M., "High-speed InP-InGaAs heterojunction phototransistors employing a nonalloyed electrode metal as a reflector", in the IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.30, No.12, pp2889-2895, Dec. 1994.
- [26] C. Gonzalez, J. Dangla, P. Launay, J.L. Benchimol, "InP HBT Phototransistor for Radio over Fibre communication systems", in Mobile Communications, Nov. 1996.
- [27] J. Van de Castle, "Etude et Réalisation de transducteur opto-fréquences sur matériaux III-V", Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2 Oct. 1996.
- [28] V. Magnin, "Contribution l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques", Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 22 Oct. 1998.
- [29] D.P. Prakash, D.C. Scott, H.R. Fetterman, M. Matloubian, Q. Du, W. Wang, "Integration of Polyimide Waveguides with Traveling-Wave Phototransistors", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.9, No.6, pp800-802, June. 1997.
- [30] H. Kamitsuna, K. Ishii, T. Shibata, K. Kurishima, M. Ida, "A 43-Gb/s Clock and Data Recovery OEIC Integrating and InP-InGaAs HPT Oscillator with an HBT Decision Circuit", in IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics, Vol.10, No.4, p673-678, July-Aug. 2004.
- [31] C. Gonzalez, "InP-Based Bipolar Phototransistors for Microwave Photonic Applications", in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics '03, MWP'03, pp99-104, 10-12 Sept. 2003.
- [32] A. Leven, V. Houtsma, R. Kopf, Y. Baeyens, Y.K. Chen, "InP-based double- with 135 GHz optical-gain cutoff frequency", in IEEE Electronics Letters, Vol.40, No.13, pp833-834, 24 June. 2004.
- [33] A. Splett, T. Zinke, K. Peterman, E. Kasper, H. Kibbel, H.J. Herzog, H. Presing, "Integration of waveguides and photodetectors in SiGe for 1.3 μ m operation", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.6, No.1, pp59-61, 1995.
- [34] Y. Zhu, Q. Yang, Q. Wang, "Resonant cavity SiGe/Si MQW heterojunction phototransistor grown on the SIMOX substrate for 1.3 μ m operation", in Proceedings of the 47th Conference on Electronic Components and Technology, Vol.1, pp1199-1204, 18-21, May. 1997.
- [35] Z. Pei, C.S. Liang, L.S. Lai, Y.T. Tseng, Y.M. Hsu, P.S. Chen, S.C. Lu, C.M. Liu, M.J. Tsai, C.W. Liu, "High Efficient 850nm and 1,310nm Multiple Quantum Well SiGe/Si Heterojunction Phototransistor with 1.25 Plus GHz Bandwidth (850nm)", in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp297-300, 2002.
- [36] Z. Pei, L.S. Lai, H.P. Hwang, Y.T. Tseng, C.S. Liang and M.J. Tsai, "Si $_{1-x}$ Ge $_x$ /Si Multi- Quantum Well Phototransistor for Near-Infrared Operation", in Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures, Vol.16, No.3-4, pp554-557, March. 2003.
- [37] W. Shi, Z. Pei, Y.M. Hsu, F. Yuan, C.S. Liang, Y.T. Tseng, P.S. Chen, C.W. Liu, S.C. Lu, M.J. Tsai, "Si/SiGe Heterojunction Phototransistor", in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP2003, Budapest, Hongrie, Sept. 2003.
- [38] J.L. Polleux, F. Moutier, C. Rumelhard, "A Strained SiGe layer Heterojunction Bipolar Phototransistor for Short-Range Opto-Microwave Applications", in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP2003, Budapest, Hongrie, Sept. 2003.
- [39] J.L. Polleux, "Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes", Thèse de doctorat, CNAM Paris, 24 Oct. 2001.
- [40] J.L. Polleux, F. Moutier, A.L. Billabert, C. Rumelhard, E. S'onnez, H. Schumacher, "An SiGe/Si Heterojunction Phototransistor for Opto-Microwave Applications : Modeling and first Experimental Results", in GAAS Conference of the European Microwave Week, Munich, Allemagne, Oct. 2003.
- [41] Z. Pei, C.S. Liang, L.S. Lai, Y.T. Tseng, Y.M. Hsu, P.S. Chen, S.C. Lu, M.J. Tsai, C.W. Liu, "Bandwidth Enhancement in an Integratable SiGe Phototransistor by Removal of Excess Carriers", in IEEE Electron Device Letters, Vol.25, No.5, pp286-288, Mai. 2004.
- [42] T. Yin, A.M. Pappu, A. Apsel, "Low-Cost, High-Efficiency, and High-Speed SiGe Phototransistors in Commercial BiCMOS", in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.18, No.1, pp55-57, Jan. 2006.

CHAPITRE III

Modélisation physique du phototransistor InP/InGaAs

Modélisation physique du phototransistor InP/InGaAs

I. Introduction

La modélisation physique du composant optoélectronique est un outil puissant qui peut être utilisé pour améliorer les performances électriques et optiques d'une technologie donnée, ainsi que pour analyser l'influence des différents paramètres technologiques sur ces performances.

Dans ce chapitre, nous allons présenter le simulateur numérique que nous avons développé pour étudier le phototransistor InP/InGaAs avec le modèle physique utilisé, modèle de dérive-diffusion, et quelques paramètres physiques. Puis nous décrivons la structure du phototransistor qui constitue l'objet de ce travail de thèse. Ensuite nous présentons le maillage et le profil de dopage du composant (PHT). Enfin, tous les résultats électriques sont exposés et analysés en tous points du phototransistor selon la polarisation de deux jonctions, émetteur-base et base-collecteur, et à l'équilibre thermodynamique, pour mieux comprendre le principe du fonctionnement du composant sans lumière.

II. Simulation numérique

L'analyse numérique bidimensionnelle de composants semi-conducteurs a été présentée en premier lieu par Kennedy et O'Brien (1969) dans le cas d'un transistor à effet de champ. Cette simulation numérique a pour but, tout d'abord, de caractériser les phototransistors sur le plan électrique et optique, de valider un simulateur physique spécifique au phototransistor et enfin de permettre la modification des dimensions, dopages, polarisations, densité de la lumière et même les matériaux utilisés pour les composants avec l'affichage des résultats.

II.1. Méthode des différences finies

Pour résoudre le type d'équations relatives aux composants semi-conducteurs, plusieurs méthodes de discrétisation sont disponibles. Les plus utilisées restent : les différences finies, les boîtes finies et les éléments finis. Il faut noter que la plupart des logiciels de simulations électriques de dispositifs semi-conducteurs utilisent une discrétisation basée sur la méthode des différences finies. Cette dernière offre l'avantage de pouvoir générer des lignes de maillage s'arrêtant dans le volume du domaine, offrant ainsi

la possibilité d'affiner une région de la structure sans devoir prolonger ce raffinement sur toute la hauteur ou la longueur de celle-ci.

Historiquement, la méthode des différences finies fut appliquée à un domaine unidimensionnel dans les travaux de Scharfetter et Gummel qui sont considérés comme des pionniers dans la simulation du composant. La méthode fut ensuite étendue au problème bidimensionnel sur la base d'un maillage rectangulaire. Son choix est essentiellement guidé par les principales caractéristiques suivantes :

- Facilité d'implémentation.
- Stabilité numérique dans le traitement du problème couplé.

II.1.1. Principe

En générale, pour modéliser un composant semi-conducteur, on est confronté à résoudre un système d'équations couplées non linéaires (l'équation de poisson et les continuités des électrons et de trous). Ce système d'équations ne peut être résolu que par des méthodes numériques de discrétisation spatiale. Pour ce faire, on procède suivant différentes étapes :

- La première phase : Discrétisation du domaine (représentant la géométrie du composant) en un nombre fini d'éléments ou de points où seront calculés les trois variables choisies.
- La deuxième phase : Etablir dans le schéma de discrétisation, nous pouvons ainsi transformer le système d'équations continues en un système d'équations algébriques dont la dimension est fixée par le nombre de points de discrétisation et le nombre de variables de base.
- La troisième phase : résolution proprement dite du système d'équations linéaires obtenu suivant une méthode numérique appropriée.

II.1.2. Discrétisation des équations par différences finies

Pour résoudre le système d'équations fondamentales il faut approcher ce système d'équations en chaque point du maillage, en remplaçant les diverses différentielles par des équations aux différences, généralement à cinq points. Elles peuvent être obtenues soit par développement tronqué en série de Taylor (différence gauche, droite ou centrée), ou par des méthodes d'intégration avec un traitement particulier pour les limites de la structure.

Ceci permet d'aboutir à un ensemble d'équations linéaires qui seront résolues par des techniques numériques itératives:

$$[M] \cdot [X] = [S] \quad (III.1)$$

[M] : Matrice représente les coefficients des équations discrétisées.

[X] : Fonction inconnue (V, N, P).

[S] : Termes droit de l'équation.

II.1.3. Forme générale de l'équation à discrétiser

La méthode consiste à remplacer l'expression continue de chaque équation différentielle par un ensemble d'équations faisant intervenir les inconnues au point considéré et ses quatre premiers voisins, comme on voit sur la figure III.1.

Le maillage que nous considérons est représenté par m lignes et n colonnes. Il faut noter qu'un avantage certain vis à vis de la rapidité informatique consiste à travailler sur des vecteurs au lieu de matrice à deux dimensions. Ceci est possible en définissant un point du maillage par un indice global K défini par :

$$K = (j - 1) n + i \tag{III.2}$$

Si l'équation générale à discrétiser est de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[P(x, y) \cdot \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[P(x, y) \cdot \frac{\partial U}{\partial y} \right] = f(U, x, y) \tag{III.3}$$

Où U est la fonction inconnue, P et f étant des fonctions déterminées à priori. Leurs valeurs sont fixées par la variable étudiée, en l'occurrence le potentiel ou les pseudo-niveaux de fermi (ou les densités de porteurs si celles-ci représentent les variables choisies).

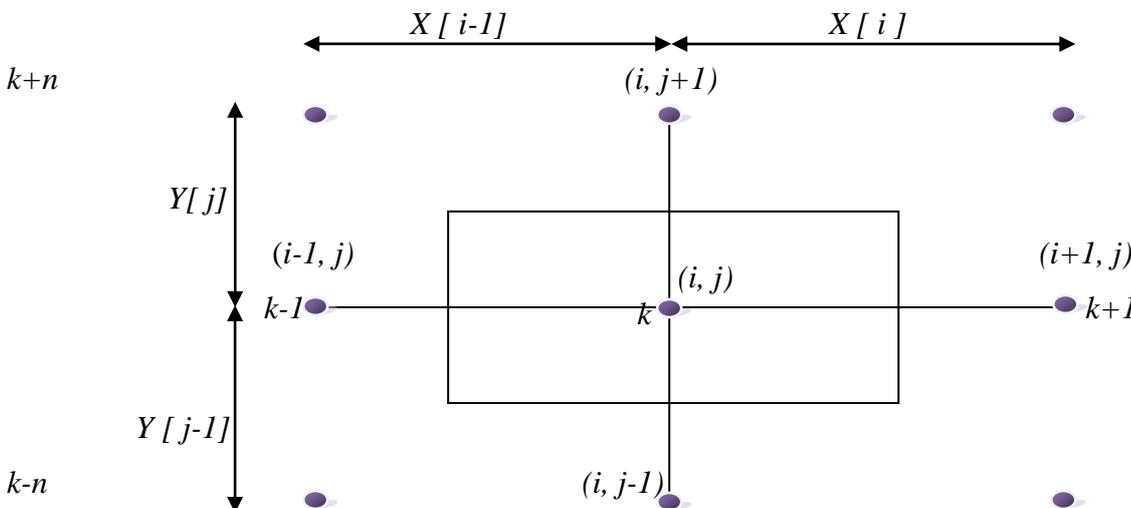


Figure III.1: Schéma de discrétisation.

La discrétisation de l'équation (III.2) au point (x_i, y_j) se fait en intégrant celle-ci sur le domaine R_k et en appliquant la formule de Green. On obtient alors :

$$G_k U_{k-1} + B_k U_{k-n} + D_k U_{k+1} + H_k U_{k+n} - C_k U_k = f(U_k, X_i, Y_j) \tag{III.4}$$

Où Les coefficients G_k , B_k , D_k , H_k et C_k ne dépendent que des dimensions de la maille considérée et la fonction $P(X, Y)$:

$$\left\{ \begin{array}{l} D_k = P \left(\frac{X_i + X_{i+1}}{2}, Y_j \right) \frac{2}{(X_{i+1} - X_i)(X_{i+1} - X_{i-1})} \\ G_k = P \left(\frac{X_i + X_{i-1}}{2}, Y_j \right) \frac{2}{(X_i - X_{i-1})(X_{i+1} - X_{i-1})} \\ B_k = P \left(X_i, \frac{Y_j + Y_{j-1}}{2} \right) \frac{2}{(Y_j - Y_{j-1})(Y_{j+1} - Y_{j-1})} \\ H_k = P \left(X_i, \frac{Y_j + Y_{j+1}}{2} \right) \frac{2}{(Y_{j+1} - Y_j)(Y_{j+1} - Y_{j-1})} \end{array} \right. \quad (III.5)$$

$$C_k = G_k + D_k + B_k + H_k$$

Aux niveaux des zones frontières du composant, les coefficients C_k, G_k, D_k, B_k et H_k présentent des valeurs différentes par rapport à celles que nous venons de présenter.

II.1.4. Le maillage

La forme géométrique de la structure étudiée conduit naturellement à un choix d'un maillage rectangulaire. Nous superposons au domaine un réseau de lignes droites parallèles aux axes d'équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} X = X_i \\ Y = Y_j \end{array} \right.$$

Avec : $i = 1$ à n et $j = 1$ à m

Certaines de ces lignes coïncident avec des lignes de frontières, interfaces et profondeurs des jonctions, par rapport au maillage.

Le type de maillage est peut-être à pas constant, où le programme va faire trop de calculs, ou géométrique, on utilisant une suite géométrique et les lignes de maillage se convergent en allant vers la jonction et divergent en la quittant. Dans notre programme, le premier type de maillage est utilisé pour la largeur du composant (suivant X) et le deuxième est consacré à l'épaisseur (suivant Y) pour mieux étudier les jonctions avec la discrétisation de très grand nombre des points possible.

II.2. Logiciel de simulation

Nous allons utiliser le langage de programmation MATLAB pour développer un logiciel de simulation numérique du phototransistor InP/InGaAs. Ce logiciel est composé d'un programme principal et un ensemble des fonctions qu'il leur fait appeler pour la résolution des équations. Avant cette résolution, le programme fait une discrétisation au phototransistor suivant l'épaisseur, y , et la largeur, x , en un grand nombre de points appelés nœuds. Cette discrétisation en deux dimensions, $f(x, y)$, est développée par la fonction MAILLAGE. Au début de l'exécution le programme nous demande d'introduire les différentes

dimensions du phototransistor, les épaisseurs d'émetteur, base, collecteur et les largeurs des différentes zones et des contacts.

La résolution passe par deux étapes : la première est la résolution initiale où le programme va calculer le potentiel initial à travers le calcul des densités des porteurs qu'ils sont calculé par le pseudo niveau de fermi. La deuxième parties c'est la résolution final qui permet, à partir des résultats initial, de donner les résultats final du potentiel, densité des porteurs, champ électrique et les densités des trois composantes du courants (I_E , I_B , I_C) au niveau de chaque point du phototransistor.

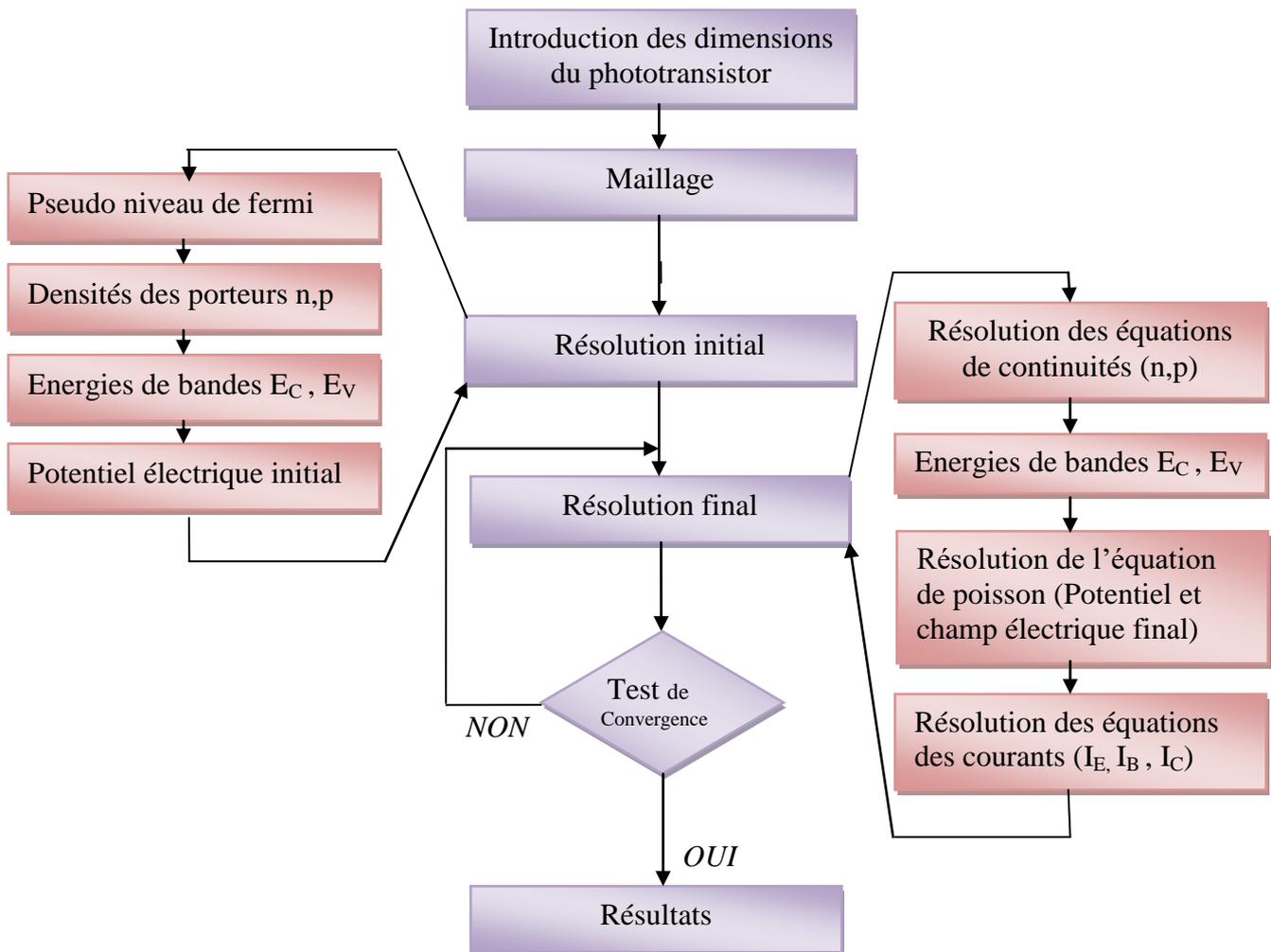


Figure III.2: Organigramme de simulation numérique.

II.3. Modèles physiques

La simulation numérique de dispositifs peut prendre différentes formes. Il s'agit des simulations hydrodynamiques et des simulations particulières.

Les simulations hydrodynamiques sont des simulations fondées sur l'étude statistique de la présence des porteurs. Les interactions avec le cristal sont caractérisées par des paramètres statistiques, individuellement attribués aux électrons et aux trous. Ce sont des paramètres comme le libre parcours moyen, le temps de relaxation moyen, regroupés dans des paramètres plus généraux comme les mobilités et les coefficients de diffusions plus adaptés à l'étude des variations de courants au sein de la structure. Si

la statistique de Fermi-Dirac et la résolution de l'équation de Poisson forment le nœud central des simulations hydrodynamiques, deux formes distinctes de traitement des énergies des porteurs peuvent être utilisées. Le modèle de traitement le plus répandu et le plus simple est le modèle de dérive-diffusion.

II.3.1. Modèle de dérive diffusion

Un modèle physique est un jeu complet d'équations permettant de décrire l'état d'un matériau ou d'un assemblage de matériaux. Dans le cas des semi-conducteurs, l'état de la structure est caractérisé, d'une part, par la concentration des porteurs et leurs énergies en tout point du volume et, d'autre part, par leur évolution temporelle au travers de flux.

Le modèle de dérive-diffusion considère que les porteurs sont à tout instant en équilibre avec le cristal. Cette hypothèse est consistante tant que les porteurs se relaxent sur une distance microscopique à l'échelle du composant. Elle néglige donc les effets locaux de porteurs chauds présents dans les dispositifs à fortes injections ou de très faibles dimensions.

Le modèle de dérive-diffusion permet ainsi de décrire l'état complet de la structure étudiée, à l'équilibre et hors équilibre. Les équations qui le caractérisent vont être rappelées ci-après.

II.3.1.1. Equations de continuités des porteurs

Les équations de continuité traduisent l'équilibre entre flux entrants et sortants avec les variations de charges dans le volume. Il s'agit des équations de base pour le transport des porteurs dans le semi-conducteur. Ces 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 :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (III.6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (III.7)$$

Où n et p sont les concentrations des électrons et des trous, \vec{J}_n et \vec{J}_p sont les densités de courants des électrons et des trous, G_n , G_p , R_n et R_p sont les taux de génération et de recombinaison des électrons et des trous respectivement.

II.3.1.2. Equation de poisson

A l'hétérojonction, il faut faire intervenir des relations sur l'évolution spatiale des champs et potentiels. Parmi les quatre équations de Maxwell régissant les champs électrique et magnétique, et les potentiels associés, l'équation de Maxwell-Gauss permet la description de l'évolution du champ en

fonction des densités de porteurs. Ramenée au potentiel électrostatique, elle fournit l'équation de Poisson :

$$\text{div} \left(\epsilon \overrightarrow{\text{grad}}(V) \right) = -\rho = -q(p - n + N_A - N_D) \quad (\text{III.8})$$

Avec ϵ la permittivité locale du matériau, V le potentiel électrostatique, ρ la densité de charge électrique, p la densité des trous, n la densité des électrons, N_A la concentration de dopants accepteurs et N_D la concentration de dopants donneurs.

Le champ électrique est obtenu à partir du potentiel électrostatique du vide suivant l'équation ci-dessous :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V) \quad (\text{III.9})$$

II.3.1.3. Equations de densités de courant des porteurs

Le modèle dérive-diffusion tient son nom de ses équations qui possèdent deux composantes, l'une due au déplacement par dérive des porteurs et dirigée par le champ électrique, et l'autre due au déplacement par diffusion qui est proportionnel au gradient de concentration.

La dérive est provoquée par l'action d'un champ électrique qui accélère les porteurs. Ils acquièrent alors une vitesse proportionnelle au champ au travers d'un facteur de mobilité μ :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \cdot \vec{E} \quad (\text{III.10})$$

$$\vec{v}_p = +\mu_p \cdot \vec{E} \quad (\text{III.11})$$

Hors des zones de champ électrique, le courant de diffusion devient majoritaire. Il exprime la tendance des porteurs, tout comme les atomes d'un gaz, à se répandre dans les zones de plus faible concentration. Le courant de diffusion est donc proportionnel au gradient de concentration dans la structure.

La somme de ces deux densités de courants, courants de dérive et de diffusion, des électrons et des trous nous me donne alors les équations de densités de courant des porteurs qui sont données par les équations suivantes :

$$\vec{J}_n = q n \mu_n \vec{E}_n + q D_n \overrightarrow{\text{grad}}(n) \quad (\text{III.12})$$

$$\vec{J}_p = q p \mu_p \vec{E}_p - q D_p \overrightarrow{\text{grad}}(p) \quad (\text{III.13})$$

Où μ_n et μ_p sont les mobilités, respectives, des électrons et des trous, \vec{E}_n et \vec{E}_p sont les champs électriques effectifs décrits par les équations suivantes :

$$\vec{E}_n = -\overrightarrow{\text{grad}} \left(V + \frac{kT}{q} \ln(n_{ie}) \right) \quad (\text{III.14})$$

$$\vec{E}_p = -\overrightarrow{\text{grad}} \left(V - \frac{kT}{q} \ln(n_{ie}) \right) \quad (\text{III.15})$$

Avec V le potentiel électrostatique du vide, k la constante de Boltzmann, T la température du réseau et n_{ie} la concentration intrinsèque effective de porteurs.

D_n et D_p les coefficients de diffusion des électrons et des trous. Ces deux derniers coefficients sont reliés à la mobilité des porteurs par la relation d'Einstein, donnée par les équations ci-dessous dans le cas de l'utilisation de la statistique de Boltzmann.

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad (III.16)$$

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \quad (III.17)$$

II.3.2. Paramètres modélisés

Nous allons maintenant décrire les différents paramètres pris en compte dans notre programme de simulation numérique.

II.3.2.1. Energie de bande interdite

Le tableau suivant montre les énergies de bande interdite des semi-conducteurs binaires à température ambiante. La mesure de l'énergie de bande interdite emploie les méthodes d'adsorption (photo luminescence, photo courant, etc).

Semi-conducteur	E_g [eV]	$\frac{\partial E_g}{\partial T}$ [$\times 10^{-4}$ eV/K]
InAs	0.356	-3.5
InP	1.35	-2.9
GaAs	1.424	-3.9
AlAs	3.14	-5.2

Tableau III.1: L'énergie de bande interdite des matériaux binaires et le coefficient de variation linéaire avec la température.

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 :

$$E_g(x) = x E_g(AC) + (1-x)E_g(BC) - x(1-x)c \quad (III.18)$$

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 [1].

Expression de la bande interdite en fonction de composition d'alliage à 300K, [2]:

$$E_g(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}) = 0.356 + 0.7x + 0.4x^2 \quad (\text{III.19})$$

La variation de bande d'interdite en fonction de la température emploie l'expression établie par Varshni :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \theta} \quad (\text{III.20})$$

La variation de la bande interdite en fonction de la température pour des alliages en accord de maille avec InP, [3], [4]:

$$E_g(\text{InP}) = 1.421 - 3.63 \times 10^{-4} T^2 / (T + 162) \quad (\text{III.21})$$

$$E_g(\text{InGaAs}) = 0.822 - 4.5 \times 10^{-4} T^2 / (T + 324) \quad (\text{III.22})$$

Aux alentours de la température ambiante, la variation de l'énergie de bande interdite avec la température devient linéaire et on peut écrire en première approximation :

$$E_g(T) = E_g(0) + \alpha T \quad (\text{III.23})$$

Avec $\alpha = \frac{\partial E_g}{\partial T}$

La mesure de bande interdite de l'InGaAs par Zielinski a montré qu'à basse température (<150K), la bande interdite de l'InGaAs est bien décrite par l'expression de Varshni (III.20) mais que pour T > 200K l'approximation (III.20) surestime légèrement la valeur de la bande interdite et que l'approximation linéaire représente mieux les résultats expérimentaux [5].

II.3.2.2. Discontinuité des bandes

Suivant la figure III.3, l'interface InP/InGaAs induit une discontinuité de bande de conduction $\Delta E_C \approx 0,24$ eV, et une discontinuité de bande de valence $\Delta E_V \approx 0,36$ eV [6]. Dans notre modèle, nous rendons compte de ces discontinuités par l'ajout dans les équations de conservation (porteurs et énergie) d'un champ électrique normal à l'hétérointerface sur une distance Δx :

Pour les électrons
$$E_n(x) = E(x) + \frac{\Delta E_C}{\Delta x} \quad (\text{III.24})$$

Pour les trous
$$E_p(x) = E(x) - \frac{\Delta E_V}{\Delta x} \quad (\text{III.25})$$

Où $E(x)$ est le champ électrique sans hétérojonction.

Les électrons peuvent passer de l'émetteur à la base d'un HBT soit par émission thermoionique au-dessus du pic, soit par effet tunnel à travers ce pic [7].

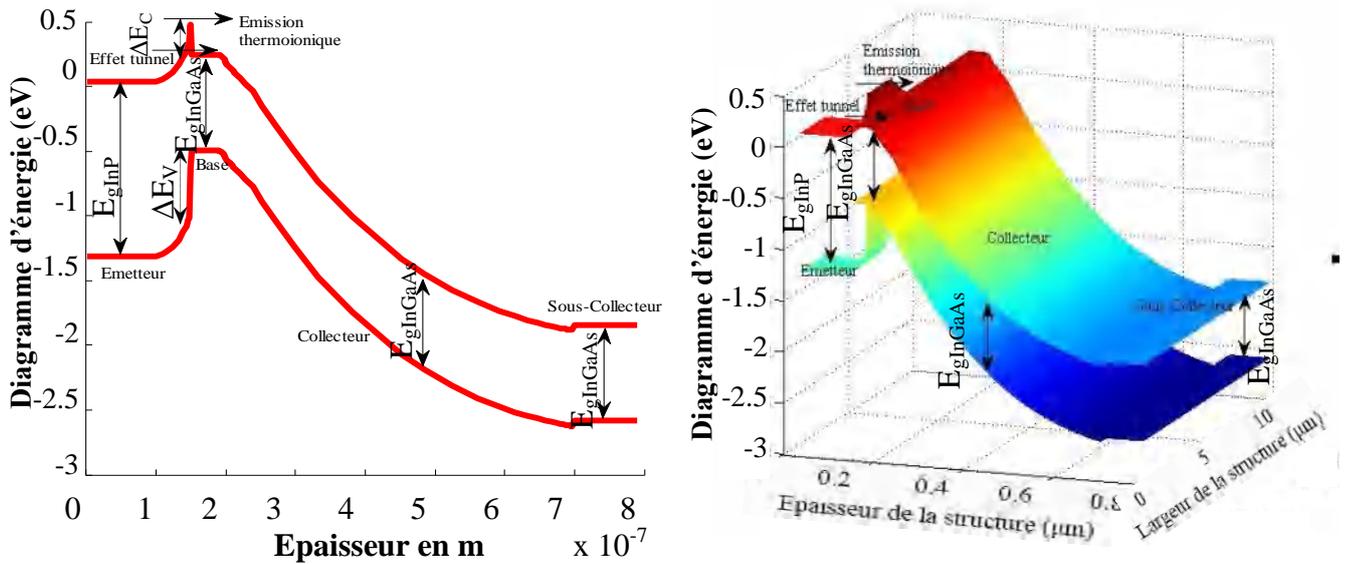


Figure III.3 : Discontinuités de bande de conduction et de valence pour InP/InGaAs.

De plus, même si un électron a une énergie supérieure à la hauteur du pic, il peut être réfléchi vers l'émetteur : la différence de masse effective dans les deux matériaux fait que le coefficient de transmission de l'onde électronique n'est jamais égale à l'unité [8]. Mais notre modèle ne tient pas compte de ces effets quantiques.

II.3.2.3. Vitesse de dérive électronique

L'évolution de la vitesse de dérive électronique (v_d) en fonction de champ électrique est tracée dans la figure III.4 pour l'InP, l'InGaAs et GaAs. On note que pour des faibles valeurs de champ électrique, $v_{dInGaAs} > v_{dGaAs} > v_{dInP}$ en accord avec la masse de l'électron $m_{e InGaAs} < m_{e GaAs} < m_{e InP}$. Pour de fortes valeurs du champ électrique la vitesse de dérive décroît à cause du transfert des électrons dans les vallées latérales.

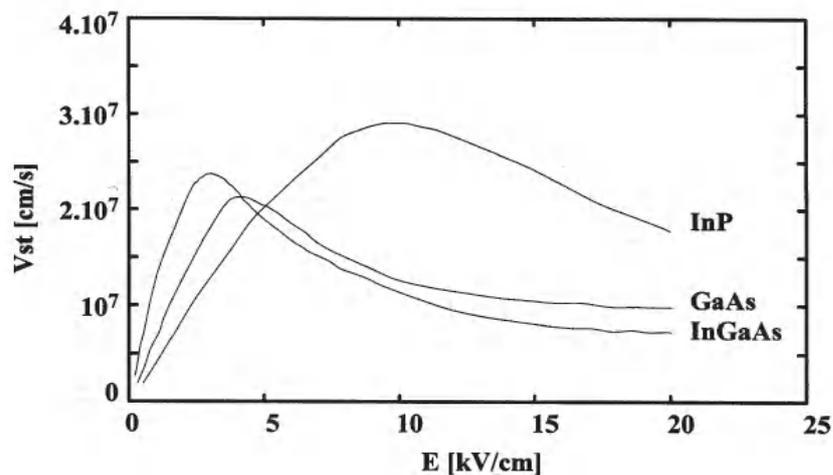


Figure III.4: Vitesse de dérive électronique stationnaire dans InP, InGaAs et GaAs non dopés.

La diminution de la vitesse de dérive est située pour InP à des valeurs de champ électrique plus importantes que dans les autres semi-conducteurs, en accord avec la grande distance en énergie intervallées de InP. Il en résulte une vitesse de saturation dans l'InP plus importante que dans GaAs et InGaAs [9].

II.3.2.4. Mobilité des porteurs

La mobilité des électrons et des trous, la bande interdite et la densité intrinsèque, sont parmi les paramètres physiques les plus importants pour la détermination du courant dans un semi-conducteur. La mobilité caractérise les interactions des porteurs libres avec les atomes fixes du réseau cristallin. Par définition, la mobilité est une grandeur légèrement influencée par plusieurs mécanismes physiques, tels que les impuretés ioniques, les défauts des matériaux, la diffusion surfacique, etc. Des modèles ont été établis dans la littérature pour chaque dépendance.

Dépendance en champ électrique :

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

La figure III.4 indique également une mobilité excellente dans InGaAs à faible champ ce qui constitue une très bonne caractéristique pour obtenir des temps de transit dans la base très faibles. On peut mentionner également que InGaAs présente comme avantage une faible vitesse de recombinaison en surface ce qui est favorable pour élaborer des composants à fort gain en courant.

Dépendance en température et en dopage :

La mobilité est fortement sensible à la température pour laquelle la dépendance est déterminée empiriquement par la loi suivante [10] :

$$\mu(T) = \mu(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_\mu} \quad (III.26)$$

T_0 décrit la température de référence, $\mu(T_0)$ est la valeur de la mobilité à la température de référence et α_μ est un paramètre qui dépend du dopage N d'une région particulière suivant la loi suivante [11]:

$$\alpha_\mu = \frac{-2.5}{1 + \left(\frac{N}{10^{17}}\right)^{0.35}} \quad (III.27)$$

Il a été montré par l'étude théorique de Lowney [12] sur la mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires dans GaAs dopé que la mobilité des porteurs minoritaires dans un matériau fortement dopé augmente. Cette augmentation est due à la réduction des plasmons et des collisions entre les porteurs majoritaires et minoritaires. Ceci a été expérimentalement démontré par [13-15] sur p^+ InGaAs et GaAs. Dans [14], il a été rapporté les valeurs de mobilité des électrons dans p^+ InGaAs entre 2900 à 3300

cm^2/Vs pour un niveau de dopage de 0.9 à $3.1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$.

Ces valeurs de mobilité sont plus importantes que celle rapportée pour les électrons dans $n+$ InGaAs de même niveau de dopage (autour $1200 \text{cm}^2/\text{Vs}$) [16].

Le tableau III.2 regroupe les valeurs de mobilité des matériaux utilisés pour la base et le collecteur pour deux niveaux de dopage.

Matériaux	Dopage (cm^{-3})	Mobilité ($\text{cm}^2/\text{v. s}$)
InGaAs	9×10^{18}	2900
InGaAs	3.1×10^{19}	3300
InP	5×10^{16}	3300
InP	1×10^{19}	1000

Tableau III.2 : Mobilité des matériaux de base et de collecteur.

Les mobilités des trous μ_p et des électrons μ_n qu'on a utilisés pour notre programme de simulation sont respectivement : de 50 et $3000 \text{cm}^2/\text{Vs}$ pour InGaAs (base) et de 150 et $4600 \text{cm}^2/\text{Vs}$ pour InP (Emetteur).

II.3.2.5. Densités effectives d'états

Les densités effectives d'états N_V et N_C des bandes de valence et de conduction dans InGaAs sont reliées par la relation suivante [17] :

$$N_V = \left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right)^{3/2} \cdot N_C \approx 39 \cdot N_C \quad (\text{III.28})$$

Où $m_h^* = 0,47 \cdot m_0$ est la masse effective des trous,

$m_e^* = 0,041 \cdot m_0$ la masse effective des électrons pour le matériau non-dopé.

Et m_0 est la masse des électrons dans le vide [18].

II.3.2.6. Permittivité diélectrique

La permittivité diélectrique est nécessaire pour résoudre l'équation de Poisson (III.8). Elle porte également l'information d'indice de réfraction et d'absorption optique dans son écriture complexe.

Les valeurs de la permittivité diélectrique relative pour les deux matériaux InP et InGaAs sont respectivement : $\epsilon_{\text{InP}} = 12,4$ et $\epsilon_{\text{InGaAs}} = 13,7$.

II.3.2.7. Taux de génération-recombinaison

Les taux de génération-recombinaison sont des données très importantes pour la modélisation de

certaines composants, tels que les HBT. Notre modèle prend en compte les recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH) qui sont des recombinaisons sur des niveaux profonds, les recombinaisons Auger qui se font par transfert d'énergie à un autre porteur et les recombinaisons radiatives qui se font par émission d'un photon.

- Recombinaisons SRH :

Une recombinaison SRH fait intervenir un centre recombinant (impureté, défaut cristallin, défaut de surface,...), sur lequel un électron et un trou se recombinent. L'énergie libérée par la recombinaison se dissipe dans le réseau cristallin. Pour un tel mécanisme de recombinaison faisant intervenir un électron, un trou et un centre recombinant, on a un taux de recombinaison qui prend la forme :

$$G_{SRH} = \frac{p n - n_i^2}{\tau_{SRH P} \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \tau_{SRH n} \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (III.29)$$

Où $\tau_{SRH n}$ et $\tau_{SRH P}$ sont les durées de vie des électrons et des trous associées au mécanisme de recombinaison en question. Ce taux de recombinaison peut aussi être exprimé en fonction des sections de capture efficace des centres recombinants vis-à-vis des trous et des électrons.

- Recombinaisons Auger :

Le mécanisme Auger correspond au passage en bande de valence d'un électron, avec transfert de l'énergie à un porteur libre. Le mécanisme Auger prédominant dans le GaInAs fortement dopé p est le mécanisme CHSH, où l'énergie libérée par la recombinaison est transmise à un trou présent dans la bande de valence, passant ainsi de la bande des trous lourds à la bande split-off.

Ce mécanisme de recombinaison met donc en jeu deux trous et un électron, ce qui induit une expression pour le taux de recombinaison Auger :

$$G_A = C_A (n p^2 - n_i^2 p) \quad (III.30)$$

Où C_A est le coefficient Auger. Dans les conditions de fonctionnement standard du TBH, cette expression s'approxime alors par :

$$G_A = C_A n p^2 \quad (III.31)$$

En effet, la densité d'électrons dans la base est essentiellement due à l'injection depuis l'émetteur, et on est en régime de forte injection, c'est-à-dire qu'on a $np \gg n_i^2$. Le temps de vie τ_A des électrons associé aux recombinaisons Auger est défini par :

$$G_A = \frac{n}{\tau_A} \quad (III.32)$$

On a donc un temps de vie τ_A de la forme :

$$\tau_A = \frac{1}{C_A p^2} \quad (III.33)$$

Les recombinaisons Auger sont généralement prédominantes dans la base fortement dopée des HBT InP/InGaAs du fait de leur dépendance en $n.p^2$.

-Recombinaisons radiatives :

Ce mécanisme radiatif se fait par émission d'un photon, et l'expression du taux de recombinaison radiative est de la forme suivante:

$$G_{rad} = B (n p - n i^2) \quad (III.34)$$

II.3.3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées sont les conditions de Newman : les gradients de porteurs aux limites sont nuls. Les épaisseurs simulées des couches d'extrémité doivent donc être suffisantes de manière à ce qu'à leurs extrémités, électrons et trous se trouvent dans les conditions de l'équilibre thermodynamique.

Pour l'équation de Poisson, on impose un potentiel nul à une extrémité du composant et le potentiel correspondant à la d.d.p. à l'autre extrémité (Figure III.5). Ce potentiel peut être fixe ou imposé par un circuit extérieur. Celui-ci est nécessaire dans le cas d'un photodétecteur car il faut tenir compte des effets de dépolarisation dus au photocourant généré à l'intérieur du composant. La tension $V_d(t)$ à ses bornes est alors déterminée par les équations qui lient le modèle semi-conducteur à son circuit de charge [19] [20]. La tension $V(t)$ et le courant $i(t)$, déterminés à chaque itération, fixent alors les conditions aux limites appliquées sur le potentiel. Nous aurons donc:

$$\begin{cases} V[0] = 0 \\ V[m_{max}] = V_d(t) + V_{bi} \end{cases} \quad (III.35)$$

Où V_{bi} est le potentiel de barrière du composant.

Néanmoins, dans le cas d'un phototransistor dont la base est polarisée, l'effet de dépolarisation est faible puisque le photocourant est généralement négligeable par rapport au courant dû au gain du transistor. Le circuit extérieur de polarisation sera surtout utile dans le cas d'un phototransistor en base flottante.

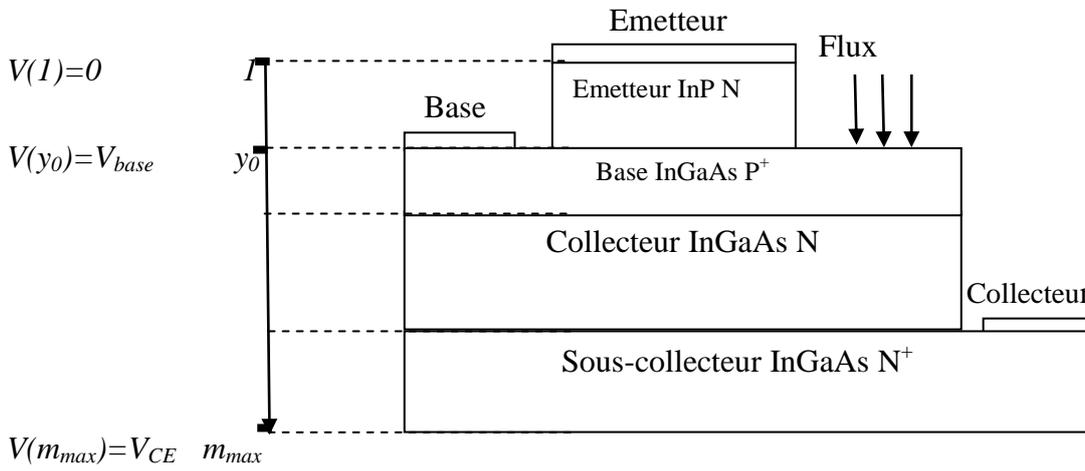


Figure III.5 : Conditions aux limites pour la polarisation d'un transistor.

Dans le cas des transistors et phototransistors, le contact de base est considéré en un seul point de discrétisation y_0 (Figure III.5), car celle-ci étant très dopée, tous les points de cette zone sont à peu près au même potentiel [21]. On impose le potentiel électrostatique V_{base} en ce point y_0 :

$$V_{base} = V_{BE} + V_{BE,bi} \tag{III.36}$$

Où V_{BE} est la d.d.p. appliquée entre la base et l'émetteur et $V_{BE,bi}$ est le potentiel de barrière de la jonction émetteur-base (de l'ordre de 0,8 V). Dans notre modèle, la base est également commandée en courant, par l'intermédiaire d'un circuit de base.

III. Présentation de la structure

Le phototransistor étudié dans ce travail est à hétérojonction de type InP/InGaAs. La description physique du phototransistor est présentée sur la figure III.6. Ce phototransistor InP/InGaAs est optimisé pour la détection d'une radiation de longueur d'ondes de 1.55 μm , de la source optique.

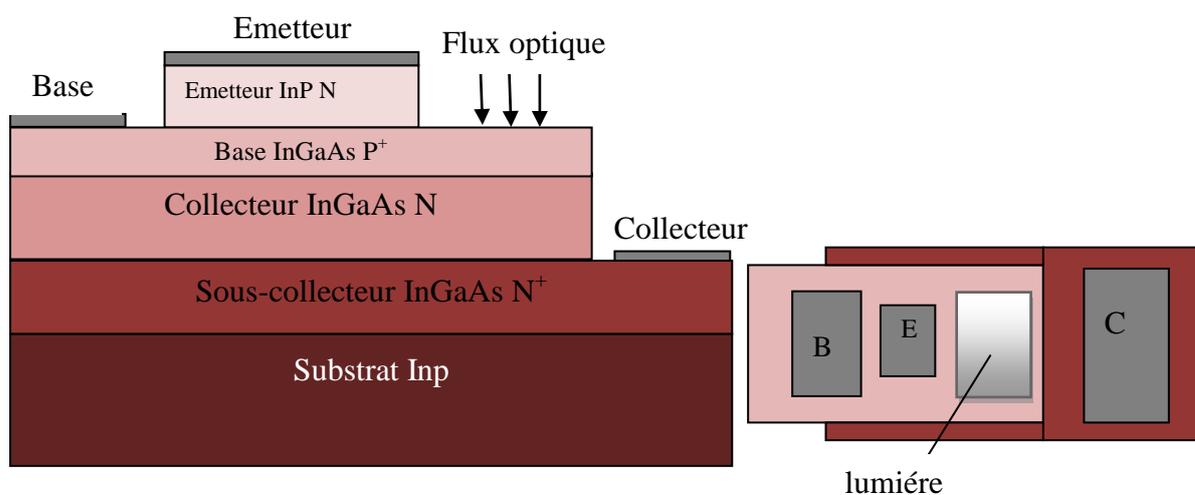


Figure III.6 : Coupe transversale et vue d'en haut du phototransistor InP/InGaAs.

Comme indiqué dans la figure III.6, la jonction du base-collecteur du phototransistor illuminée par une fenêtre au-dessus de la couche de base. Les dimensions de la fenêtre optique sont variables de 5 par 5 μm à 10 par 10 μm selon les optimisations.

La structure du HPT est constituée d'un émetteur InP dopé N, d'une base InGaAs fortement dopée P⁺, et d'un collecteur InGaAs également dopé N. Le contact du collecteur est réalisé au travers d'une couche InGaAs pseudo morphique et d'une couche InGaAs de sous-collecteur dopées N⁺. Une vue en trois dimensions du phototransistor est proposé à la figure III.7, pour mieux voir la profondeur du composant.

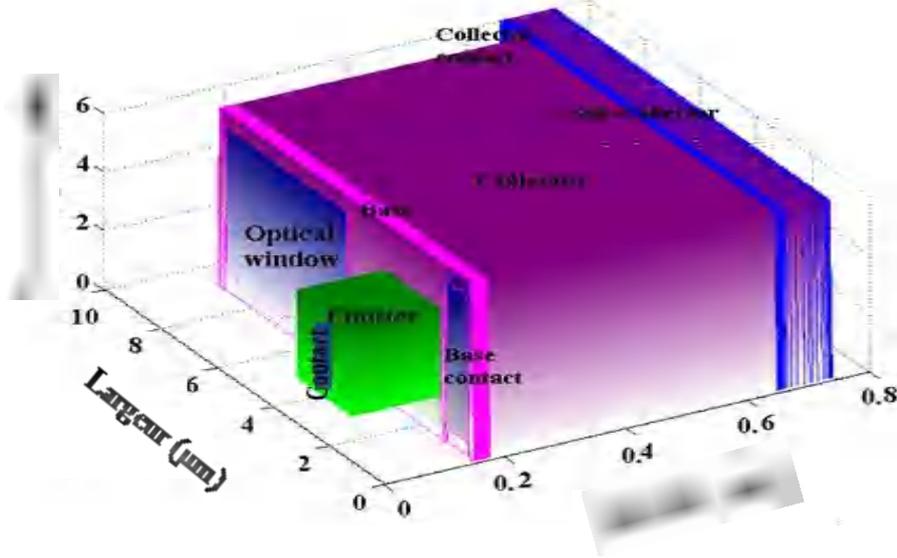


Figure III.7 : Phototransistor InP/InGaAs en trois dimension (3D).

III.1. Paramètres physiques

Les caractéristiques physiques sont mentionnées dans le tableau III .3.

Couche	Matériau	Dopage (cm ⁻³)	Epaisseur (nm)
Emetteur	n: InP	Si : 10 ¹⁷	150
Base	p ⁺ : InGaAs	C : 10 ¹⁹	60
Collecteur	n : InGaAs	Si : 10 ¹⁶	500
Sous collecteur	n : InGaAs	10 ¹⁸	90
Substrat	Fe : InP	-	450 µm

Tableau III .3 : Paramètres physiques du HPT InP/InGaAs.

Les paramètres caractéristiques des matériaux InP et In_{0.53}Ga_{0.47}As sont fournies dans le tableau III.4.

Paramètre	InP	In _{0.53} Ga _{0.47} As	Unités
Le constant diélectrique (ϵ)	12.4	13.7	
L'énergie du gap (E_g)	1.35	0.74	ev
L'affinité électronique (A_e)	4.38	4.6	ev
la densité effective d'état dans la BC (N_c)	$4.35 \cdot 10^{17}$	$9.26 \cdot 10^{17}$	Cm^{-3}
La densité effective d'état dans la BV (N_v)	$8.16 \cdot 10^{18}$	$8.87 \cdot 10^{18}$	Cm^{-3}
la durée de vie des électrons (τ_n)	10^{-9}	10^{-9}	s
La durée de vie des trous (τ_p)	10^{-9}	10^{-9}	s
Le taux SRH (Schockley Read–Hall) pour les électrons (G_{NRn})	10^{17}	10^{17}	Cm^{-3}
Le taux SRH pour les trous (G_{NRp})	$6 \cdot 10^{17}$	10^{18}	Cm^{-3}
Le taux de recombinaison Auger pour les électrons	10^{-31}	$2 \cdot 10^{-28}$	Cm^{-3}/s
Le taux de recombinaisons Auger pour les trous	10^{-31}	$2 \cdot 10^{-28}$	Cm^{-3}/s
Le taux de radiation	10^{-11}	10^{-10}	Cm^{-3}/s
Vélocité de saturation des électrons	10^7	10^7	Cm/s
Vélocité de saturation des trous	$7 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^6$	Cm/s

Tableau III.4 : Paramètres caractéristiques des matériaux InP et In_{0.53}Ga_{0.47}As.

III.2. Maillage et profils de dopage

La figure suivante (figure III.8) présente le maillage de la structure présenté précédemment, ce maillage que nous avons fait est uniforme suivant l'axe des x (horizontalement suivant la largeur de la structure). Mais verticalement, nous observons bien que le maillage n'est pas uniforme à cause des convergences et des dévergences vers et endehors des deux jonctions, émetteur-base et base-collecteur. La figure qui se trouve dans la coté droite de la figure III.8 représente le profil de dopage dans le HPT selon une coupe vertical.

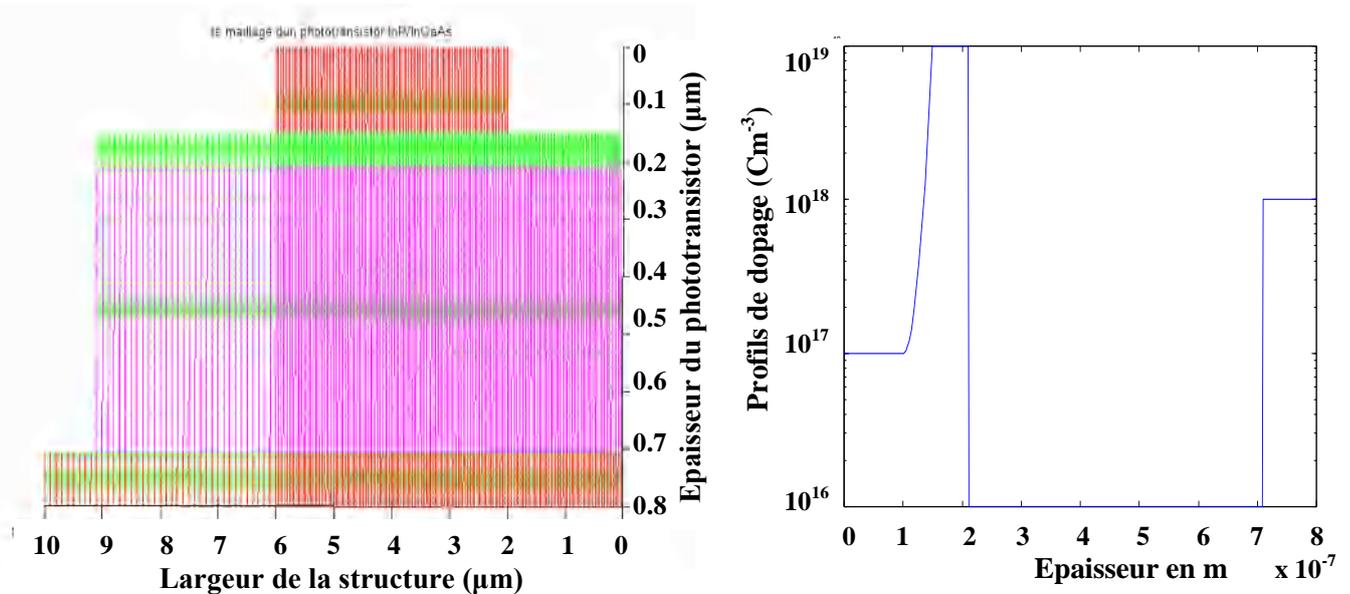


Figure III.8 : Maillage et Profils de dopage du phototransistor InP/InGaAs.

IV. Simulation physique du TBH

Dans ce paragraphe, nous allons simuler la structure précédemment définie mais sans fenêtre optique. Lorsque nous appliquons une tension V_{BE} à la jonction base-émetteur, la barrière du potentiel va être démunie ce qui favorise l'injection des électrons de l'émetteur vers la base où ils sont collectés par le champ électrique résultant de la polarisation inverse de la jonction base-collecteur V_{BC} . Par contre, les trous ne peuvent pas traverser la barrière à cause de l'hétérojonction, ce qui implique une amélioration du gain. Donc, nous allons voir dans les paragraphes suivants l'influence de ces deux tensions V_{BE} et V_{BC} sur les caractéristiques physiques du TBH InP/InGaAs.

IV.1. Diagramme des bandes d'énergies

Le diagramme des bandes d'énergies à l'équilibre thermodynamique pour un phototransistor à hétérojonction InP/InGaAs, est représenté par la figure III.9. Il existe une discontinuité en bande de conduction entre l'émetteur et la base (ΔE_C), lorsque $V_{BE} = 0$. Cette discontinuité ajoute un mécanisme d'injection thermoïonique et d'injection tunnel assisté thermiquement pour les électrons. Nous observons

une diminution du diagramme d'énergie coté collecteur et sous-collecteur avec l'augmentation de la polarisation en inverse de la jonction base-collecteur V_{BC} . Cette augmentation de la tension V_{BC} fait clairement apparaître l'augmentation de la chute d'énergie pour les électrons au niveau de la jonction collecteur-base et aussi l'augmentation du champ électrique qui va envoyer les minoritaires (les électrons) de la base vers le collecteur.

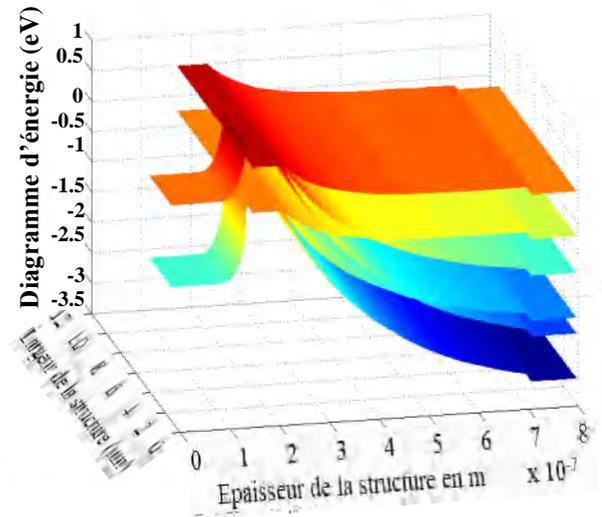
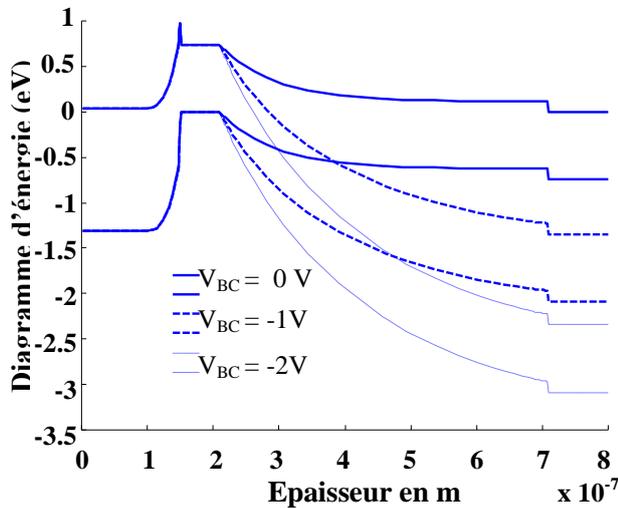


Figure III.9 : Diagramme des bandes d'énergie du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC} .

La figure III.10 représente l'évolution des bandes d'énergies de conduction et de valence avec des différentes valeurs de la tension appliquée à la jonction émetteur-base V_{BE} . Les deux bandes d'énergies de conduction et de valence dans la région du base sont diminuer par l'effet de la polarisation, ce qui implique une diminution de la discontinuité des bandes de conduction ΔE_C qui favorise l'injection des électrons depuis l'émetteur vers la base, par contre ΔE_V augmente et empêche les trous de diffuser vers l'émetteur.

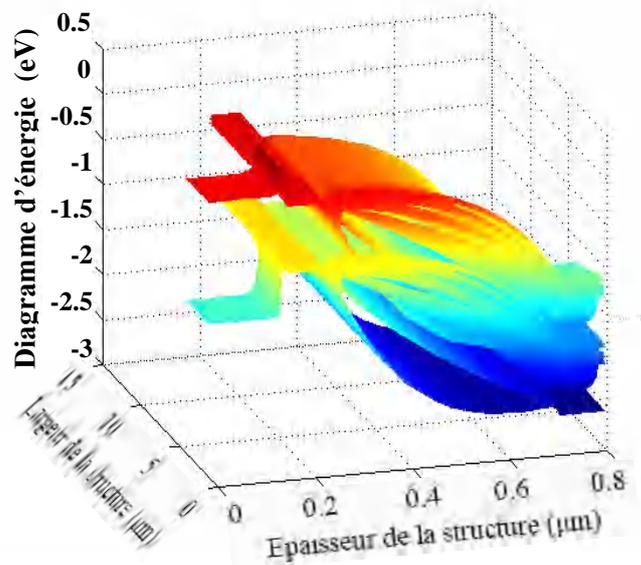
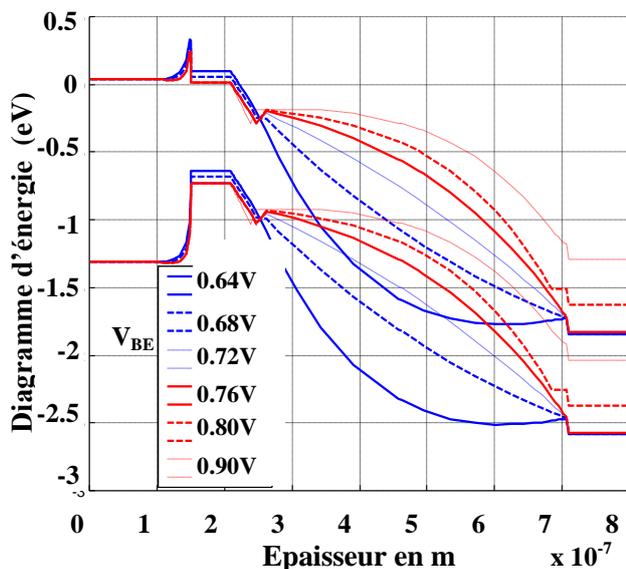


Figure III.10 : Diagramme des bandes d'énergie du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE} .

Lorsque nous polarisons le TBH avec une tension $V_{BE} \geq 0.8$ V, nous observons une modification du diagramme de bande au côté du collecteur, une remontée globale des bandes dans la zone déplétée et dans le sous-collecteur. Il s'y rétablit alors un diagramme d'énergie propre à l'InGaAs, une barrière d'énergie entre la base et le collecteur s'instaure.

Pour une tension V_{BE} de 0.9 V, par exemple, les électrons libres sortant de la base rencontrent une barrière d'une hauteur de 10,1 meV supplémentaire. C'est la forte injection, où tous les électrons injectés par la base rencontrent un faible champ dans la jonction base-collecteur qui a causé par la modification de la charge positive à une charge négative dans le collecteur, qui conduit à un blocage. Ceci contribue, avec l'étalement de la base, l'effet Kirk, et la dégradation du gain.

IV.2. Densités des porteurs

La figure III.11, présente les densités des électrons dans l'émetteur, la base, le collecteur et sous collecteur pour le transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs. La densité des électrons est faible au voisinage de l'hétérojonction émetteur-base où se trouve la barrière (discontinuité des bandes de conduction, spike). Nous savons bien que lorsque nous polarisons la jonction base-collecteur en inverse il apparaît un champ électrique qui favorise l'injection des porteurs minoritaires (les électrons). Ce champ augmente avec la densité de la polarisation V_{BC} , ce qui implique une augmentation dans la densité des électrons au niveau du collecteur depuis l'équilibre thermodynamique jusqu'à $V_{BC} = -2$ V, comme le montre la figure ci-dessous.

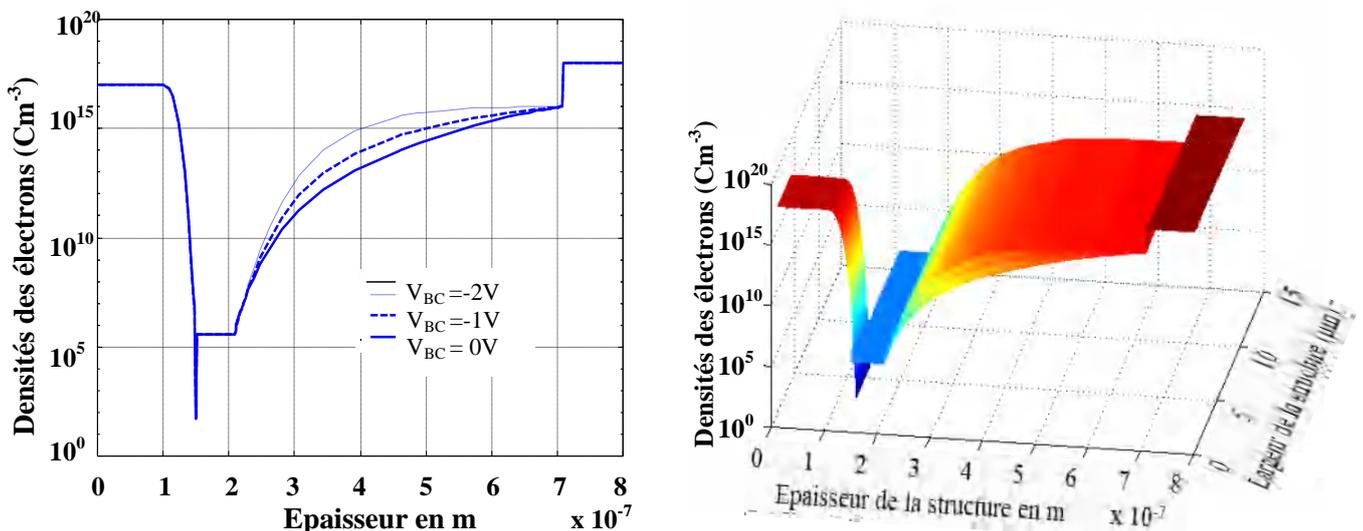


Figure III.11 : Densités des électrons du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC} .

De plus, la variation des densités des électrons suivant la largeur de la structure est la même en tous points du HPT, comme nous le montre la figure droite en trois dimensions (figure III.11 droite). Pour les densités des trous c'est le phénomène inverse que nous avons observé pour les électrons.

Nous observons sur la figure III.12 une diminution de ces porteurs, dans le collecteur, avec la polarisation inverse V_{BC} car le champ électrique va aider les trous de se déplacer du collecteur vers la base. Par contre, pour les trous de la base, la hauteur de barrière a fortement augmenté. Pratiquement aucun trou de la base ne pourra, a priori, rejoindre le collecteur.

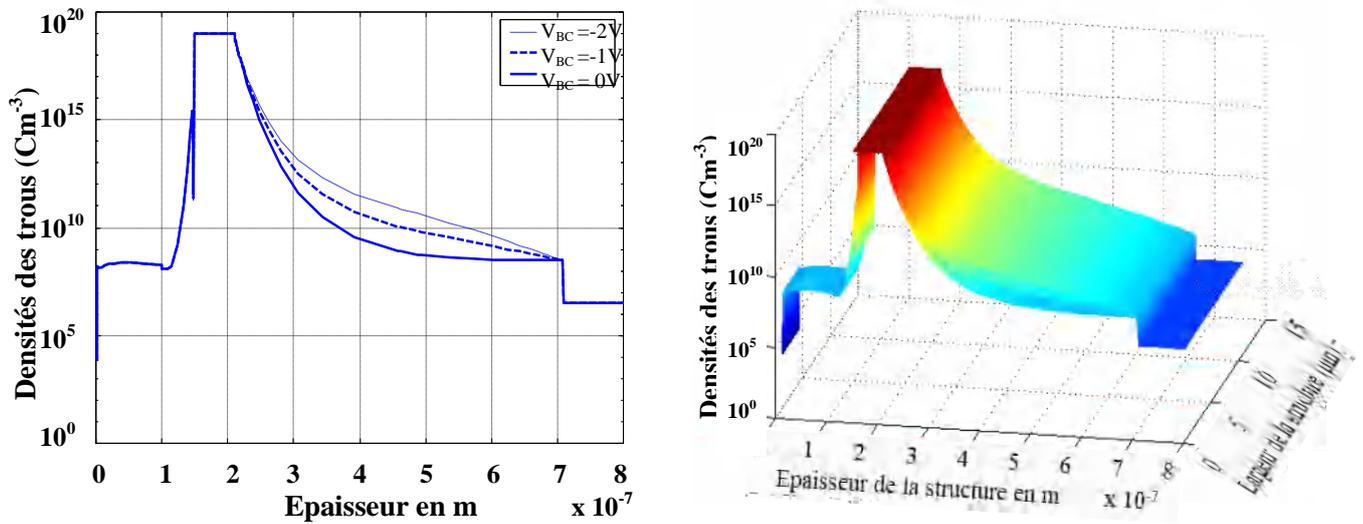


Figure III.12 : Densités des trous du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC} .

La diminution de ces porteurs minoritaires dans le collecteur est très faible par rapport à l'augmentation des électrons, c'est pour ça elle n'influe pas sur les caractéristiques électriques du composant.

En mode de fonctionnement normal, la jonction émetteur-base est polarisée en direct ($V_{BE} > 0$) et la jonction base-collecteur en inverse ($V_{BC} < 0$). Le courant de collecteur est un courant d'électrons injecté depuis l'émetteur dans la base est enfin collectés par le collecteur.

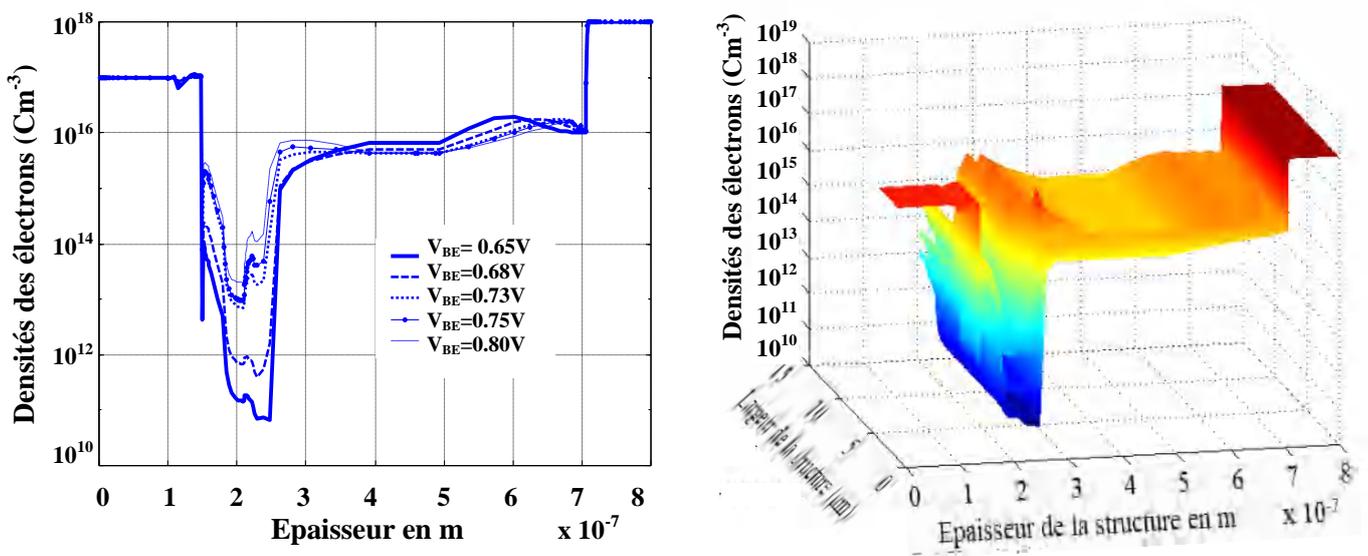


Figure III.13 : Densités des électrons du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE} .

La figure III.13, montre que l'injection des électrons de l'émetteur vers la base augmente avec la polarisation V_{BE} , et cette injection est devenue plus en plus faible avec la forte polarisation (l'effet Kirk). L'injection des électrons est se fait par deux mécanismes d'émissions, thermoïonique et tunnel. Le mécanisme d'émission thermoïonique limite le passage des électrons a ceux ayant une énergie suffisante et présentant une composante de leur vitesse orientée de l'émetteur vers la base pour franchir la barrière (spike). Le mécanisme d'émission tunnel assisté thermiquement concerne une fraction des électrons pouvons traverser la barrière, à mesure que le profil de bande rend suffisamment étroite cette barrière (quelques Angstroms).

En raison de la grande barrière entre les deux bandes de valences d'émetteur et de base, la base injecte peu des trous dans l'émetteur. Donc, les trous de la base InGaAs qui peuvent diffuser vers l'émetteur InP sont filtrés à cause du mécanisme d'émission thermoïonique. La figure ci-dessous montre la variation des trous dans la structure étudiée pour différentes polarisations V_{BE} , ou nous observons une augmentation des densités des trous dans le collecteur qui affecte le sous collecteur pour les fortes injections.

L'injection des trous est concentrée dans la partie gauche de la structure où le contact de base est établi, comme indique la figure III.14 en trois dimensions.

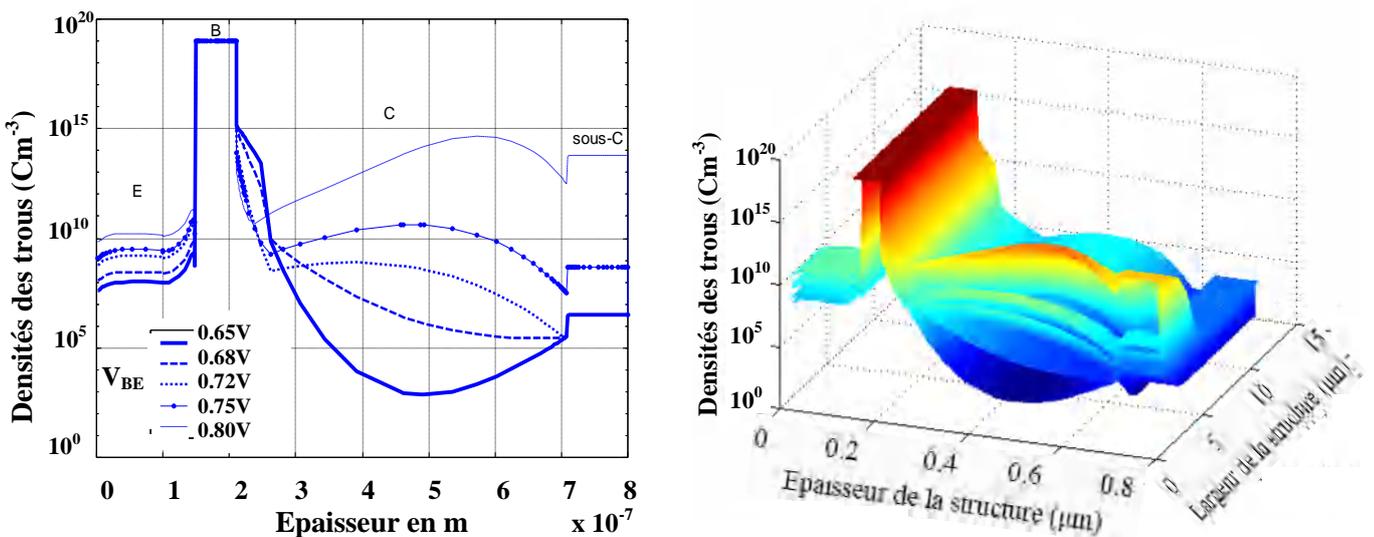


Figure III.14 : Densités des trous du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE} .

IV.3. Potentiel électrostatique

Les variations du potentiel dans la structure sont contrôlés par le déplacement des porteurs minoritaires au sein de l'émetteur, l'injection des trous est directement contrôlée par le courant de base, par contre dans le collecteur, il établit la condition de neutralité en régime statique pour déduire l'injection des électrons depuis l'émetteur. Le potentiel à l'équilibre thermodynamique et leur variation en fonction de la polarisation inverse de la jonction base-collecteur sont représentés par la figure III.15.

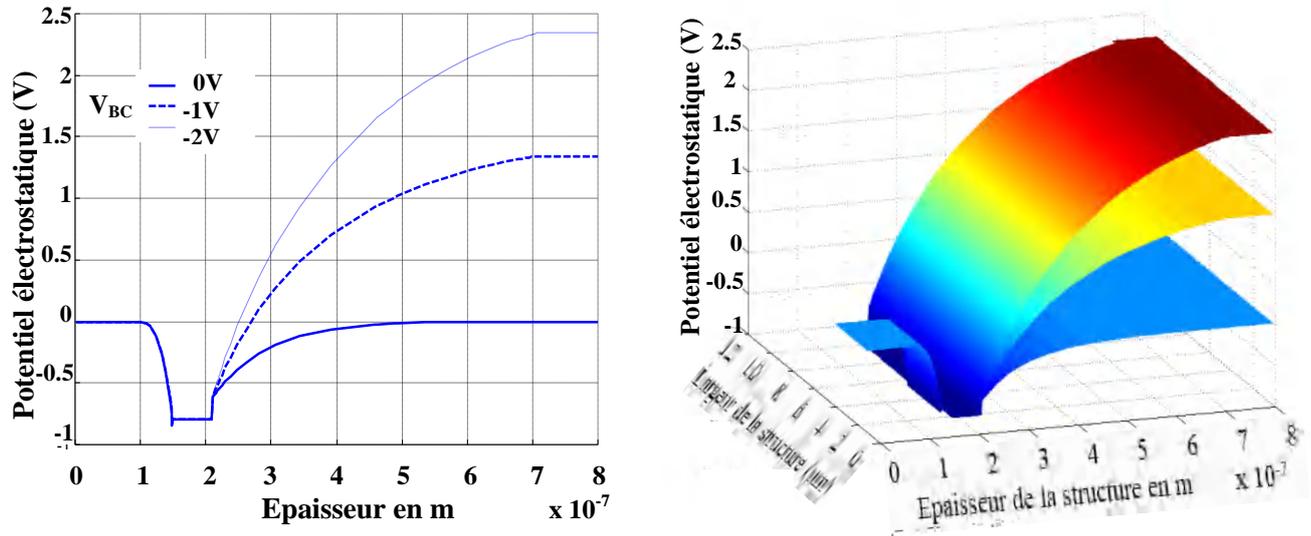


Figure III.15 : potentiel électrostatique du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisations de la jonction base-collecteur V_{BC} .

Nous observons une augmentation du potentiel électrostatique en fonction de la polarisation inverse V_{BC} dans les deux régions, collecteur et sous-collecteur. Sachant que le sous-collecteur est affecté par cette polarisation à cause de l'ouverture du contact du collecteur qui se situe sur leur surface. Donc, la valeur du potentiel dans le sous-collecteur est la somme de la tension de diffusion de la jonction base-collecteur (V_{D2}) et la tension appliquée à cette jonction (V_{BC}) :

$$V = V_{BC} + V_{D2}$$

Les figures suivantes, permettent d'identifier la valeur de la tension d'enclenchement $V_{BE\text{ limite}}$ (tension de bande plate), cette tension indique le début de l'effet Kirk. A tension de collecteur constante $V_{CE}=1.5\text{ V}$ nous avons polarisé la structure étudiée avec des différentes valeurs de tension V_{BE} . D'après le vue bidimensionnel de la structure nous pouvons voir les variations de potentiel indiquées par les nuances des couleurs.

La figure III.16 montre, pour $V_{BE} = 0.65\text{ V}$, des lignes de potentiel constant suivant la largeur de la structure, et augmente depuis la base vers le sous collecteur.

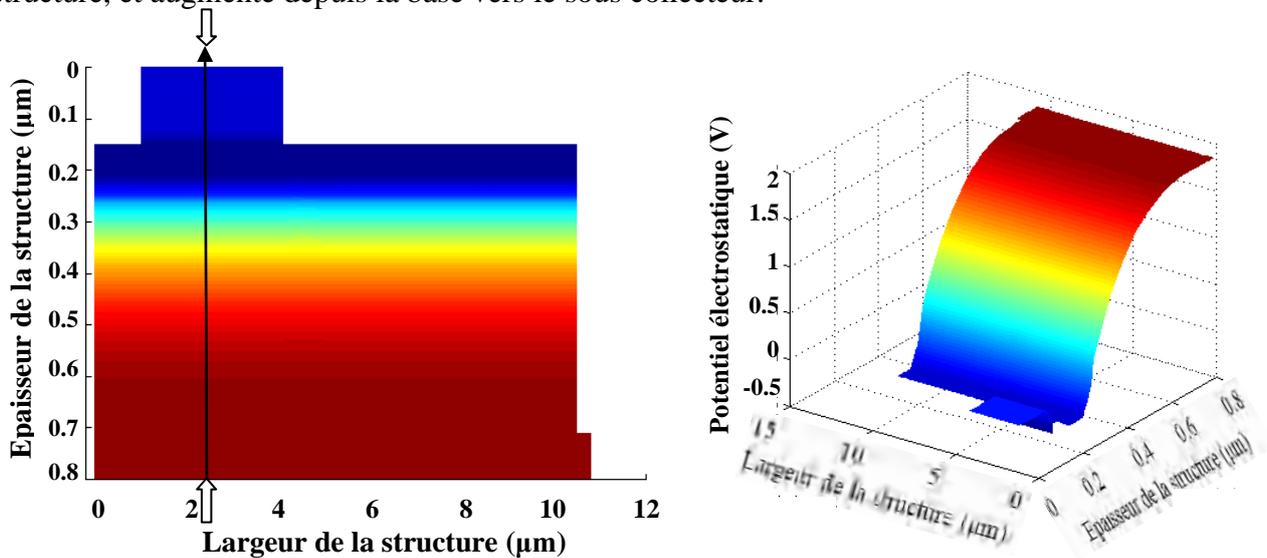


Figure III.16 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1.5\text{V}$, pour $V_{BE}=0.65\text{ V}$.

Pour une tension de base $V_{BE} = 0.72 \text{ V}$, la figure III.17 montre une petite variation au niveau des lignes de potentiel dans le collecteur au-dessous du contact de base qui se trouve dans la partie gauche de la structure. L'importance variation de potentiel dans le collecteur due à la polarisation inverse de la diode base-collecteur et homogène parallèlement au plan de jonction. Elle se fait en suivant relativement le plan de la structure. Donc, nous pouvons dire que $V_{BE \text{ limite}} < 0.72 \text{ V}$, ($V_{BE \text{ limite}} = 0.7 \text{ V}$).

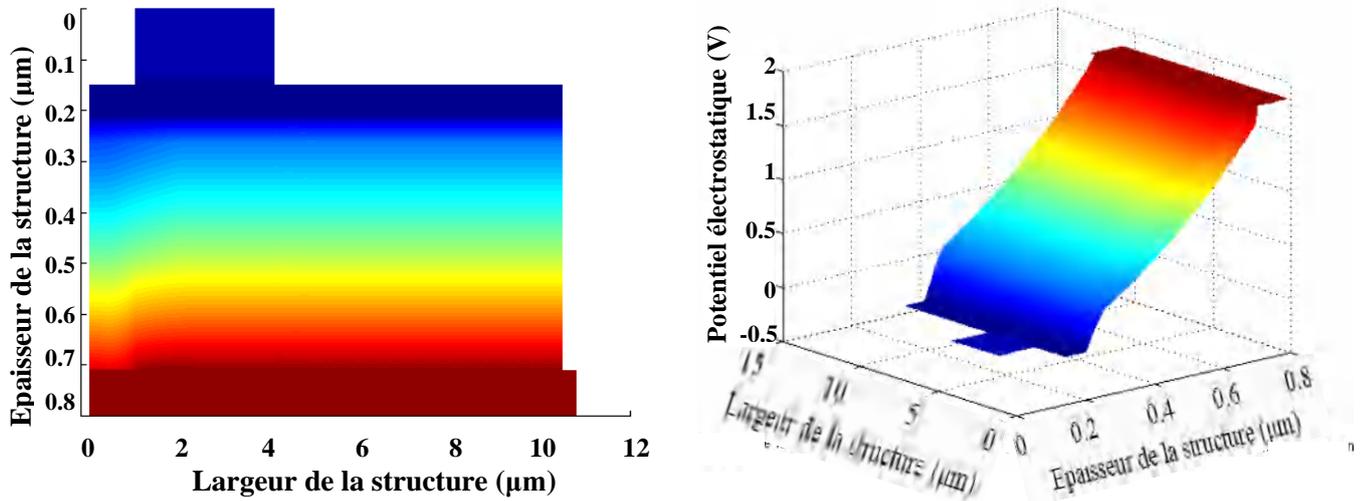


Figure III.17 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1.5 \text{ V}$, pour $V_{BE}=0.72 \text{ V}$.

À 0.75 V , des conditions de fortes injections s'installent. Elles sont alors montrées comme principalement concentrées à l'aplomb d'une partie du contact de base. Le responsable de ce phénomène est la plus grande proximité du contact de base sur la partie gauche de la structure. La forte injection d'électrons dans la base modifie le comportement de celle-ci et occasionne une perte de potentiel malgré le très fort dopage de celle-ci. Ceci contribue à augmenter la barrière de potentiel vue par les électrons dans la partie droite de la base : « le robinet s'y referme ».

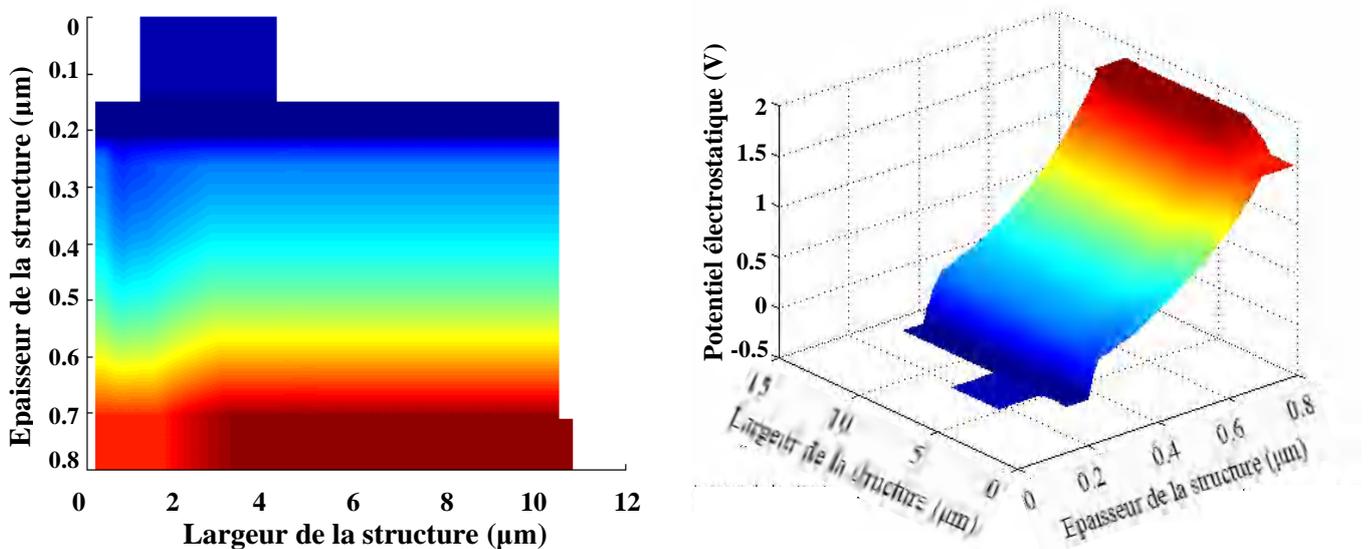


Figure III.18 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1.5 \text{ V}$, pour $V_{BE}=0.75 \text{ V}$.

À 0,8 V, la Figure III.19 montre l'effet des fortes injections établies. L'injection des électrons est si forte que la base tend à s'étaler dans le collecteur. Le collecteur, ainsi que sa zone de transition, est repoussé vers le sous-collecteur auquel il est acculé. La couche de sous-collecteur est-elle même altérée par ces fortes injections et des variations de potentiel s'y installent.

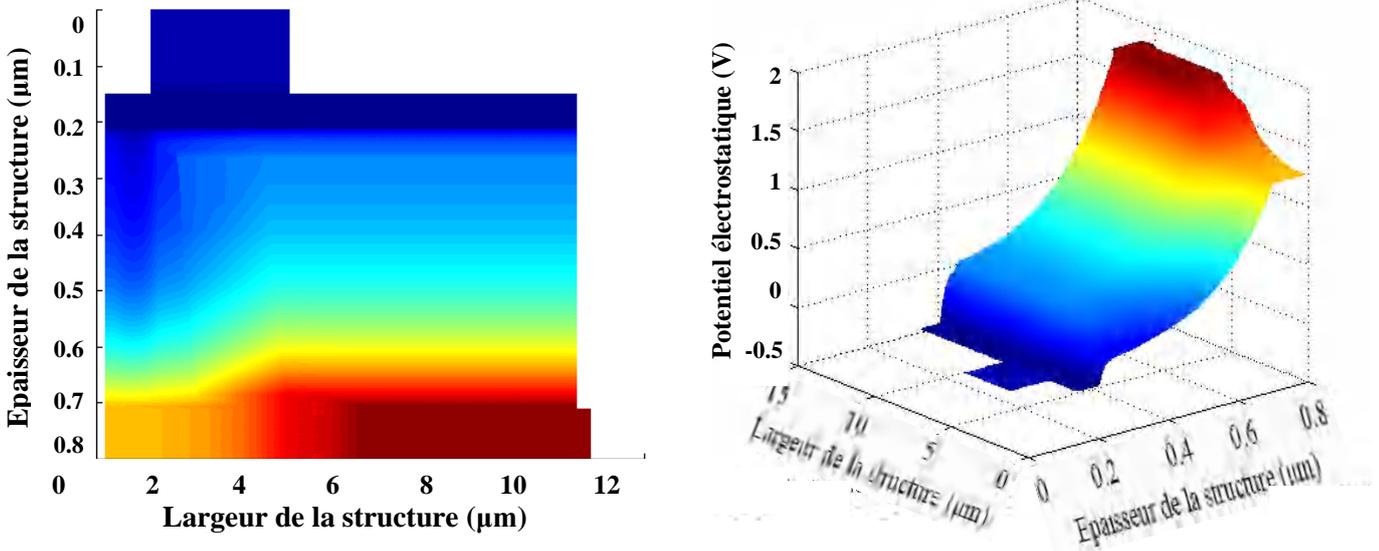


Figure III.19 : Vue bidimensionnelle de la structure polarisée sous $V_{CE}=1.5V$, pour $V_{BE}=0.8V$.

La Figure III.20 permet de mieux comprendre ces phénomènes en observant le potentiel électrostatique de la structure dans une coupe verticale réalisée au travers de la zone de forte injection. Le plan découpe sélectionné est présenté sur la Figure III.16.

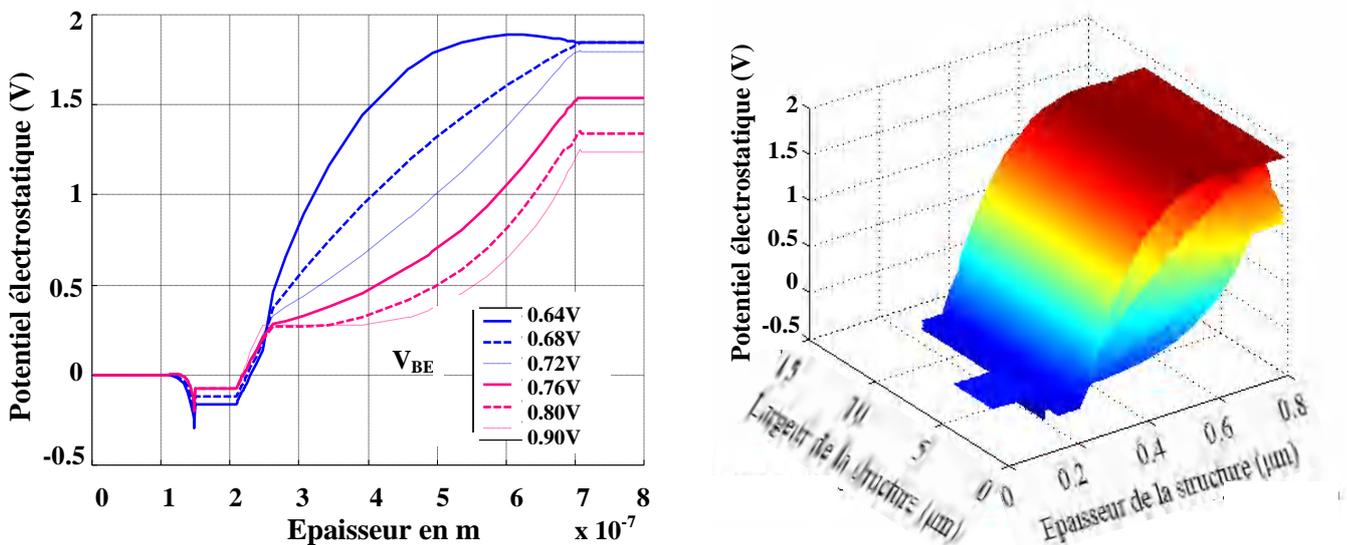


Figure III.20 : Potentiel du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE} .

IV.4. Champ électrique

La figure III.21 représente la variation du champ électrique en fonction de la tension V_{BC} sous une tension $V_{BE} = 0$ pour une coupe verticale réalisé sur la structure. Nous observons bien que le champ

diminue avec la polarisation inverse de la jonction base-collecteur et que cette diminution est apparait dans le collecteur est surtout dans la côté de la base.

La figure III.21 (droite) indique que La variation du champ est presque la même en tous points de la largeur du composant. Ce champ électrique va aider les porteurs minoritaires de la base à se déplacer vers le collecteur.

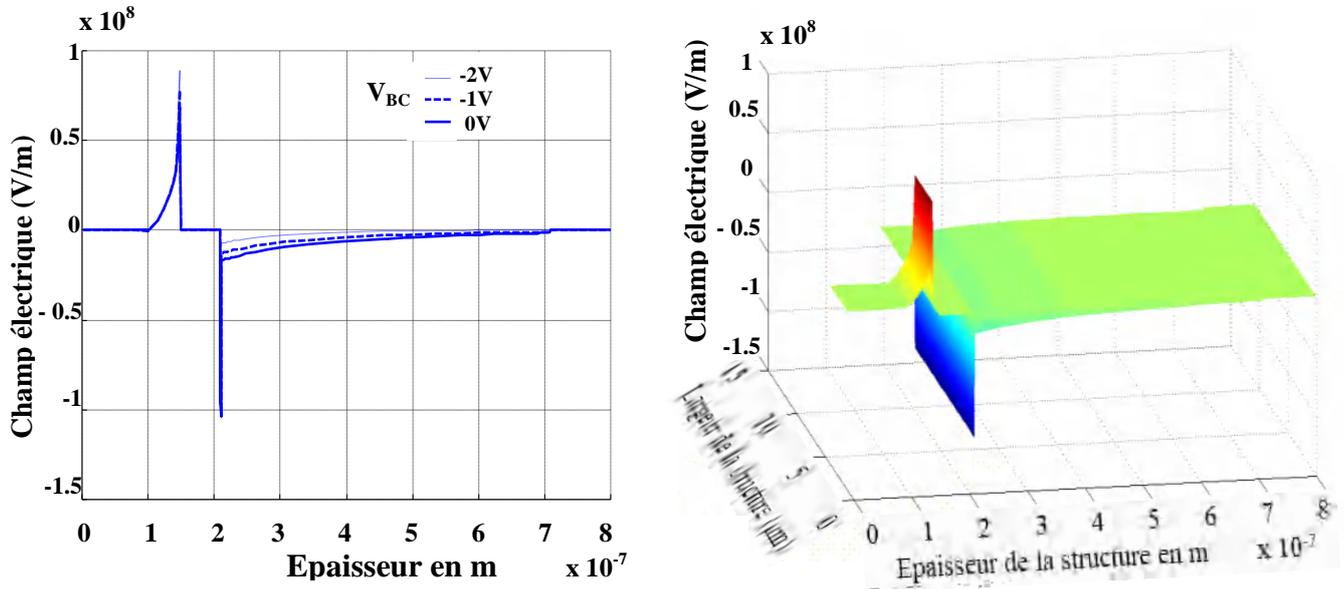


Figure III.21 : Champ électrique du TBH InP/InGaAs à l'équilibre thermodynamique et avec différentes polarisation de la jonction base-collecteur V_{BC} .

A forte densité de courant, la concentration en électrons augmente dans le collecteur par conséquent, la charge électrique porté par le matériau (qui est à l'origine positive car c'est un matériau dopé N et désertée), devient de plus en plus faible jusqu'à devenir négative. Cette modification de charge dans le collecteur a pour effet de réduire le champ électrique en entrée de collecteur. Les électrons étant de moins en moins efficacement happés par le champ.

La figure III.22 permet de mieux comprendre ce phénomène (forte injection) on observant le champ électrique de la structure dans une coupe verticale réalisée au travers de la zone de forte injection.

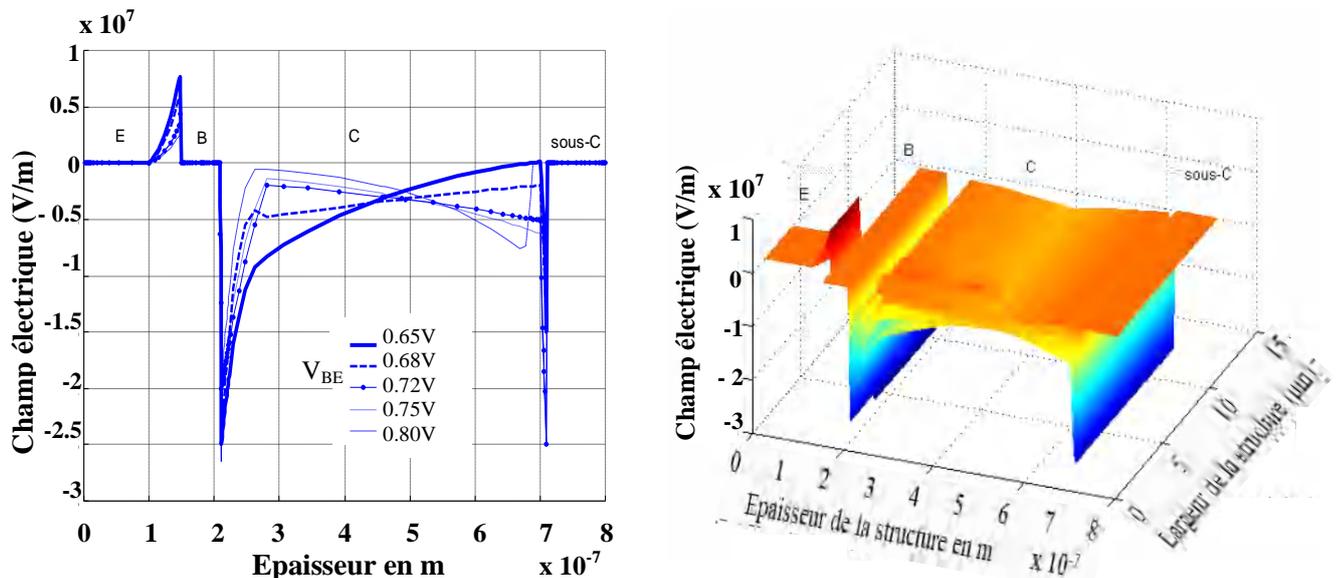


Figure III.22 : Champ électrique du TBH InP/InGaAs avec différentes polarisations de la jonction émetteur-base V_{BE} .

Cette figure montre un déplacement du maximum de champ électrique vers l'interface collecteur-sous collecteur, dans la jonction base-collecteur. Ceci est caractéristique de l'effet Kirk : la base s'étale dans le collecteur, la fréquence de transition s'effondre. Pour la jonction émetteur-base, nous observons une diminution du champ électrique avec l'injection des électrons apporté par la tension de polarisation V_{BE} .

V. Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier et surtout de modéliser le phototransistor InP/InGaAs sans fenêtre optique pour mieux comprendre le principe de fonctionnement électrique de ce composant.

La première partie de ce chapitre a traité la simulation numérique et toutes les étapes que nous avons fait pour avoir développé un logiciel de simulation numérique spécifique au phototransistor InP/InGaAs. Dans la première étape, nous avons choisi la méthode de la résolution numérique qui est la méthode des différences finies, la plus utilisée dans les logiciels de simulations. Nous insistons en particulier sur le principe de cette méthode, depuis la discrétisation des équations jusqu'à le maillage du composant. Nous avons ensuite, dans la deuxième étape, présenté notre logiciel de simulation qui a été réalisé par le langage MATLAB. Dans la dernière étape, nous avons exposé quelques modèles physiques qu'ils sont utilisés dans le logiciel.

La structure du phototransistor InP/InGaAs a été présentée avec le maillage et le profil de dopage, dans la deuxième partie. A partir de la simulation physique du composant effectuée par notre logiciel nous avons présenté les différentes caractéristiques électriques en fonction de V_{BE} et V_{CE} , dans la dernière partie. Les résultats présentés ont clairement mis en évidence le principe de fonctionnement de ce composant et l'amplification apportée par la polarisation avec l'effet de forte injection (effet Kirk).

VI. Références bibliographiques

- [1] I. Vurgaftman, JR. Meyer, LR. Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys". J. Appl.Phys; 89 :5815-75. 2001.
- [2] RE. Nahory, MA. Pollack, Jr. WD. Johnston, RL.Barns, "Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP". Appl. Phys. Lett. ; 33 :659-61,1978.
- [3] HC. Casey, MB. Panish, "Heterostructure Lasers". Part B Academic Press, 1987.
- [4] PW. Yu, E. Kuphal, "Photoluminescence of Mn- and Un-doped $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ on InP". Solid State Comm. ; 49 :907-910,1984.
- [5] E. Zeilinski, H. Schweizer, K. Streubel, "Excitonic transistions and exciton damping processes in InGaAs/InP". J. Appl. Phys. ; 59 :2196-204,1986.
- [6] S.R. Forrest, P.H. Schmidt, R.B. Wilson et M.L.Kaplan, "Relationship between the conduction band discontinuities and bandgap differences in InGaAsP/InP heterojunctions ", Applied Physics Letters, vol. 45, p. 1199, 1984.
- [7] J.M. López-González et L. Prat, " Numerical Modelling of Abrupt InP/InGaAs HBTs ", Solid-State Electronics, vol. 39, n°4, p. 523-527, 1996.
- [8] M. Özaydin et L.F. Eastman, " Analysis of Abrupt Emitter-Base Heterojunctions by Multi-Flux Method and Self-Consistent Solution of Schrödinger and Poisson Equations ", Solid-State Electronics, vol. 39, n°1, p. 53-57, 1996.
- [9] C. Castagne, JP. Duchemin, M. Gloanec, Ch. Rumelhard, "Circuits intégrés en arséniure de gallium". Edition Masson, 1989.
- [10] V. Palankovski, " Simulation of heterojunction bipolar transistors ", Thèse de doctorat, Institut for Microelectronics, TU Wien, Austria, 2000.
- [11] R. Ranfft, "Untersuchung und Optimierung bipolarer Subnanosekunden Schaltungen für Hochintegrierte Digitalbausteine", PH. D. Dissertation, Ruhr University Bochum, Germany, 1981.
- [12] JR. Lowney, HS. Bennett, "Majority and minority electron and hole mobilities in heavily doped GaAs". J. Appl. Phys. ; 69 :7102-10,1991.
- [13] ES. Harmon , ML. Lovejoy , MR. Melloch, MS. Lundstrom, TJ. De Lyon, JM. Woodall, "Experimental observation of a minority electron mobility enhancement in degenerately doped p-type GaAs". Appl. Phys. Lett.;63 :536-8,1993.
- [14] ES. Harmon, ML. Lovejoy, MR. Melloch, MS. Lundstrom, D. Ritter, RA. Hamm "Minority-carrier mobility enhancement in p^+ InGaAs lattice matched to InP". Appl. Phys. Lett.;63 :636-8,1993.
- [15] DM. Kim, S. Lee, MI. Nathan, A. Gopinath, F. Williamson, K. Beyzavi, A. Ghiasi, " Minority electron mobility and lifetime in the p^+ GaAs base of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors". Appl. Phys. Lett. ; 62 :861-3,1993.
- [16] O. Madelung, M. Schulz Landolt-Börnstein "New series III/22a, Semiconductors : Intrinsic properties of Group IV elements and III-V, II-VI and I-VII compounds". Heidelberg : Springer Verlag, 1987.
- [17] S.M. Sze, "Physics of semiconductor devices", Wiley & Sons, New York, 1981.
- [18] S. Adachi, "Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds", Wiley-Interscience, New York, 1992.
- [19] M. Kurata, " Design considerations of step recovery diodes with the aid of numerical large signal analysis ", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 19, n°11, 1972.
- [20] C. Dalle et P.A. Rolland, " Drift-Diffusion versus Energy Model for Millimetre-Wave IMPATT Diodes Modelling ", International Journal of Numerical Modelling : Electronic Networks, Devices and Fields, vol. 2, p. 61-73, 1989.
- [21] A. Tachafine, " Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X", Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 10 mars 1994.

CHAPITRE IV

Analyse des performances du phototransistor InP/InGaAs

Analyse des performances du phototransistor InP/InGaAs

I. Introduction

Les phototransistors à hétérojonction simple (SHPT) ont été couramment utilisés dans l'extrémité avant des récepteurs optiques comme alternative aux photodiodes PIN (pour le gain intrinsèque) et aux photodiodes à avalanche (pour des performances de bruit supérieures) [1-2]. Les phototransistors (HPT) sont l'une des principales options qui utilisent l'action des transistors comme mécanisme de gain interne [3]. Les HPT ont démontré un gain en courant important à faible tension de polarisation et une compatibilité avec les transistors bipolaires à hétérojonction (HBT) en termes de structures épitaxiales et de processus de fabrication, qui sont potentiellement avantageux pour des plusieurs applications [4]. Les avantages combinés de la détection et de l'amplification, dans un seul appareil, sont essentiels pour la réduction de la taille des puces et, par conséquent, le coût des récepteurs [5]. Les chercheurs ont fait un effort considérable dans la réalisation de différents types de phototransistors. Les HPT constitués de semi-conducteurs composés III-V ont été étudiés pendant des décennies pour leurs potentiels en tant que photodétecteurs haute performance [6,7], tels que les systèmes de matériaux AlGaAs/GaAs et InGaAs/InP. Les dispositifs couvrent des longueurs d'onde de détection allant de l'infrarouge à l'ultraviolet du spectre électromagnétique [8-11]. La supériorité des HPT en termes de gain optique intrinsèque par rapport aux photodiodes PIN et Schottky et d'absence de bruit excessif par rapport aux photodiodes à avalanche (APD) est bien établie [12].

Divers des travaux de recherche expérimentaux et théoriques ont été menés pour maximiser les performances des phototransistors. Néanmoins, très peu de recherches ont été menées sur les HPT InGaAs/InP et d'autres dispositifs optoélectroniques à base d'InGaAs.

Dans ce chapitre, nous allons présenter des résultats obtenus par une simulation numérique sur un phototransistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs. Dans Cette simulation, nous avons appliqué la méthode des déférences finis pour la résolution d'un système d'équations différentielles. Il est ainsi possible de déterminer en tout point du volume de phototransistor InP/InGaAs, le diagramme de bande, les densités des porteurs, le potentiel, le champ électrique et les courbes de Gummel, et les variations de ces derniers avec la lumière. Ensuite, nous allons exposer des résultats concernant les caractéristiques optiques tels que le photocourant, le gain optique et la responsivité, pour étudier et voir la meilleure plage de fonctionnement pour ce composant lorsqu'il est polarisé en courant avec des différentes puissances optiques. Afin d'obtenir une photoréponse efficace et un fonctionnement à grande vitesse de

ces dispositifs, une analyse détaillée de l'épaisseur de la base du dispositif ainsi que de ses paramètres de modélisation est d'une importance primordiale.

II. Caractéristiques statiques du phototransistor

L'analyse des caractéristiques statiques du phototransistor InP/InGaAs, c'est-à-dire en régime de tension et de courants continus, s'avère indispensable à sa compréhension. Commençons par expliciter les courants électriques qui traversent le HPT lorsque celui-ci est soumis à une polarisation.

II.1. Tracé de Gummel et Gain en courant

Les courbes de Gummel sont obtenues on faisant varier la tension de la jonction base-émetteur V_{BE} alors que la base et le collecteur sont maintenus au même potentiel $V_{CB} = 0$. Les résultats sont présentés sur la Figure IV.1 pour la structure que nous avons présentée précédemment avec une épaisseur de base de 50 nm. Les courants simulés sont exprimés en Ampère (A), où la profondeur de dispositif en troisième dimensions est égale à $5\mu\text{m}$. Ainsi, notre dispositif a une profondeur égale à la dimension de la fenêtre optique ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$).

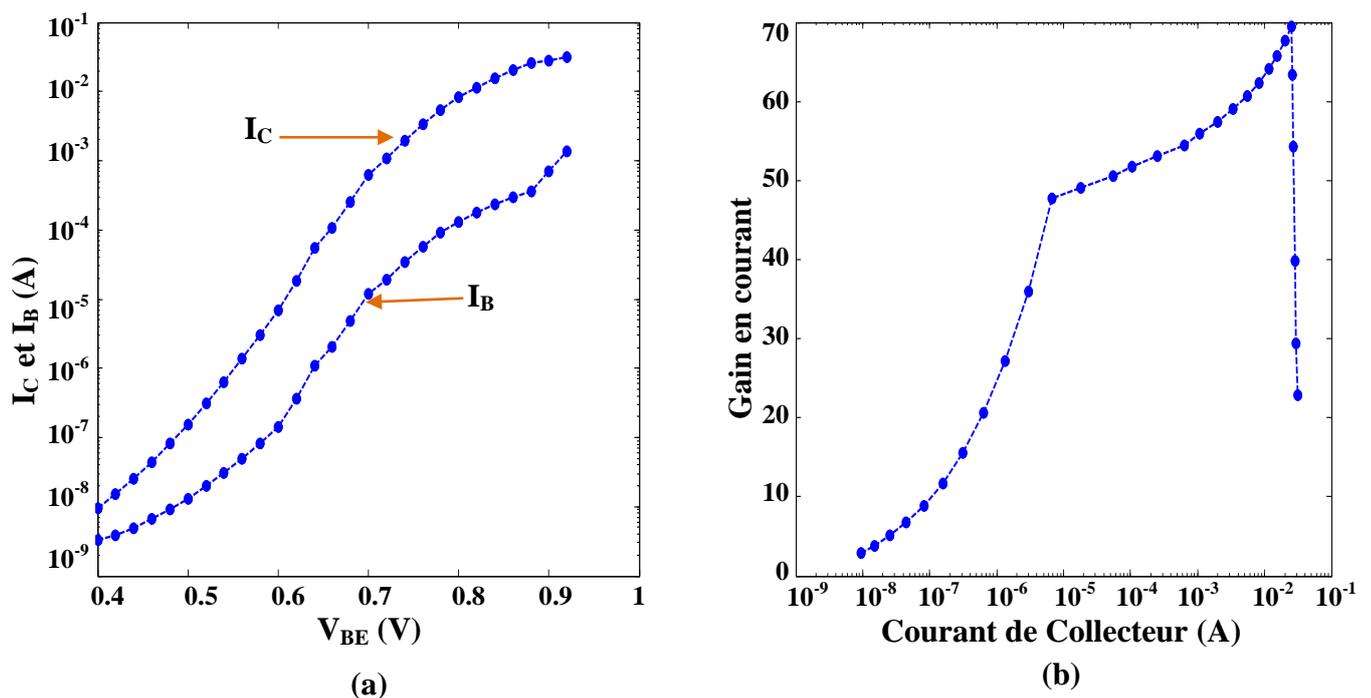


Figure IV.1 : (a) Courbes de Gummel et (b) Gain en courant du HPT InP/InGaAs.

Les courants de base et de collecteur I_B et I_C sont représentés par la figure IV.1a, avec le gain correspondant en fonction du courant de collecteur (I_C). Nous observons bien que les courbes de Gummel prennent trois variations différentes :

La première zone c'est la plage de faible injection et elle est caractérisée par une pente du courant de base en échelle logarithmique différente de l'unité. Pour les faibles valeurs de polarisation V_{BE} le courant I_B est dominé par les recombinaisons et les fuites, donc c'est le courant de recombinaison dans la base

qui est le prédominant. Nous avons ainsi un gain en courant proche de zéro dans cette région.

$$I_B = I_{Rb} \exp\left(\frac{q V_{BE}}{n_{E1} k T}\right) \tag{IV.1}$$

Où n_{E1} : est le coefficient d'idéalité supérieur à 1 ($n_{E1} > 1$).

La deuxième zone c'est le fonctionnement linéaire du composant où le courant de base et le courant de collecteur ont un comportement idéal. Nous observons des courbes qui sont parallèles avec des coefficients d'idéalité égale à l'unité et un gain qui augmente faiblement pour atteindre une valeur maximale de 70.

$$I_B = I_{Sat} \exp\left(\frac{q V_{BE}}{n_E k T}\right) \tag{IV.2}$$

Avec $n_E = 1$

Enfin, la dernière région est la forte injection ou l'effet Kirk, qui se représente par une saturation du courant de collecteur et une augmentation du courant de base, qui implique une chute globale du gain, comme représenté sur la figure IV.1b.

II.2. Caractéristiques $I_C(V_{CE})$

Les courbes $I_C(V_{CE})$ sont obtenues pour deux zones de variation du courant de base sur la figure IV.2. Les courants de base utilisés varient de 20 μA à 120 μA , pour la zone idéale (linéaire) du fonctionnement de phototransistor comme le montre la figure IV.2a. Ils correspondent à des courants de 100 μA à 800 μA , pour la zone de forte injection (figure IV.2b).

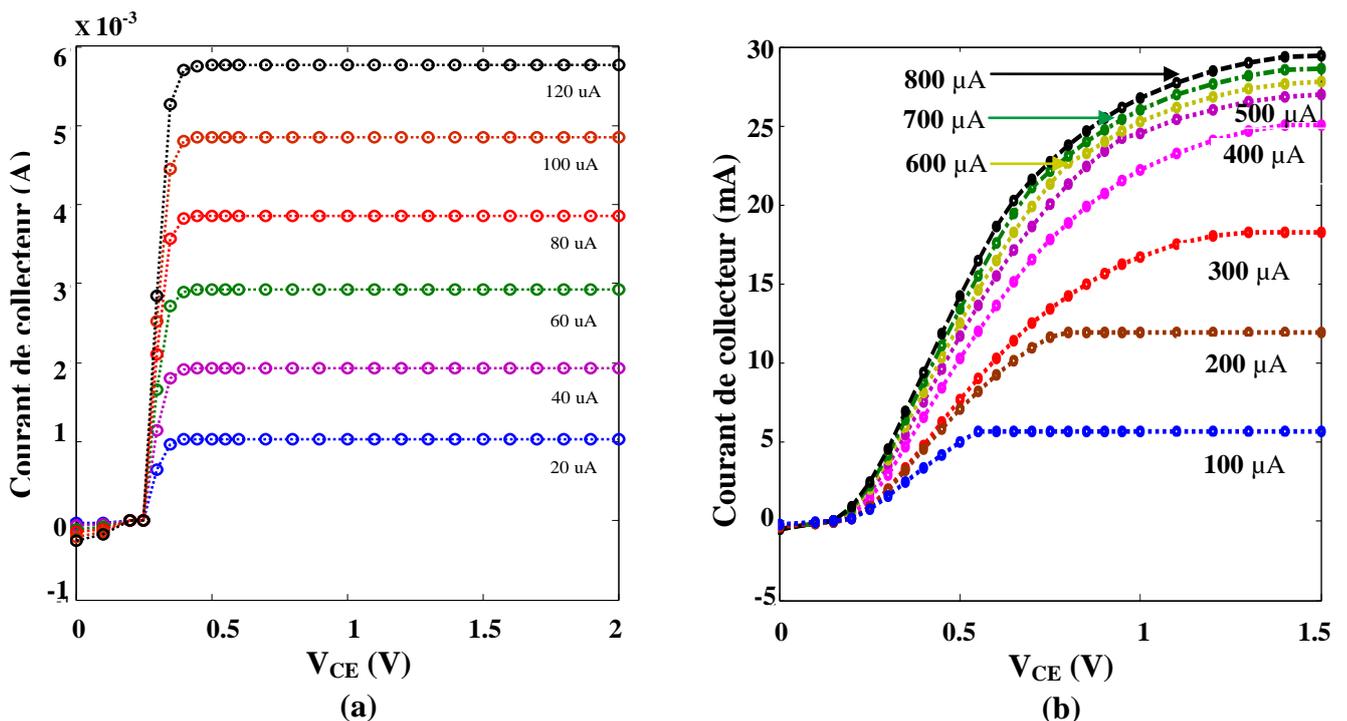


Figure IV.2 : Courant de collecteur en fonction de la tension de polarisation V_{CE} .

Pour les faibles tensions V_{CE} , la polarisation de la jonction base-collecteur passe en direct, nous avons donc un courant I_C négatif. La jonction base-émetteur n'injecte plus de courant car elle passe aussi progressivement en inverse. Le courant de base I_B est alors totalement injecté par la jonction base-collecteur, qui travaille en direct. Nous avons ainsi un courant de collecteur I_C très proche de courant de base I_B .

La polarisation inverse V_{CE} augmente, la collection des porteurs est fortement augmentée, c'est pourquoi le courant de collecteur I_C croît et V_{CE} est devenue suffisamment importante pour que les deux tensions V_{BE} et V_{CB} soient positives. Le courant de base I_B imposé fixe le niveau de polarisation direct de la jonction émetteur-base, qui injecte dans la base un courant $I_C = \beta I_B$ proportionnel au gain.

Le courant injecté est collecté par la jonction base-collecteur, après transit à travers la couche de base.

L'écartement des caractéristiques $I_C(V_{CE})$ entre les pas ΔI_B est proportionnel au gain : $\Delta I_B = \beta \Delta I_C$.

Si on se trouve sur une plage de courant de collecteur où le gain ne varie pas, cet écartement est constant.

Le blocage des porteurs par les densités de courant les plus élevées à la jonction base-collecteur se manifeste de la même façon que sur un diagramme de Gummel, par une diminution du gain à forte densité de courant et faible polarisation V_{CB} . Cet effet de saturation peut être observé sur la Figure IV.2b.

III. Effet de la lumière sur les caractéristiques électriques du phototransistor

Une fenêtre optique ouverte sur la base afin de libérer l'espace nécessaire à l'illumination verticale par le dessus. La région active pour la détection se limite donc à la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur. Une absorption optique est néanmoins présente dans les régions quasi-neutres de la base et du collecteur, mais celle-ci apparaît négligeable sur le courant total photogénéré. Seul le mécanisme par séparation des trous et des électrons dans les ZCE intervient, [14].

Un photon incident traverse le matériau avec un libre parcours moyen, au bout de celui-ci, il est absorbé et fournit son énergie à la structure. Ce transfert peut se réaliser sous une forme vibratoire (phonons) ou sous une forme électrique par l'excitation d'électrons depuis la bande de valence vers la bande de conduction.

Dans l'hypothèse où chaque photon génère une paire électron-trou, nous pouvons en déduire un terme de photogénération qui se rajoutera aux termes de recombinaison et de génération électriques. Il s'écrit alors comme étant égal au nombre de photons absorbés par unité de temps et de volume, soit, en fonction de la pénétration y dans le matériau :

$$G(y) = \left(\frac{P_{opt}}{h\nu}\right)(1 - R)\alpha(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)y} \quad (\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (\text{IV.3})$$

$\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption du semi-conducteur en fonction de la longueur d'onde.

$(P_{opt}/h\nu)$ est le flux du signal lumineux à l'entrée de la couche absorbante.

Un facteur de correction pourra être introduit dans le cas où le rendement quantique interne est différent de 1. Le facteur $(1-R)$ tient compte de la réflexion du flux lumineux sur le dioptre d'entrée du matériau.

Le terme $G(y)$ peut dès lors être directement injecté dans les équations de continuité des charges pour les trous et les électrons réalisant le couplage optoélectronique attendu. Donc pour une puissance optique en mW on peut calculer les densités des porteurs avec un courant I_B fixe (polarisation en courant), ensuite le potentiel, le champ électrique et enfin le photo-courant et le gain optique.

III. 1. Diagramme des bandes d'énergie

Quand nous éclairons le phototransistor, un photocourant primaire I_{Ph} apparaît : il est dû à la photogénération de paires électrons-trous dans la base et le collecteur. Les électrons générés dans le collecteur dérivent vers le sous-collecteur et participent donc au courant de collecteur I_C . Les trous dérivent vers la base et participent à la polarisation de la base [15]. Si la base est polarisée en tension, le courant de base augmente et la barrière reste fixe. Le phototransistor présente alors un gain de conversion optique-électrique proche de l'unité. Si la base est polarisée en courant, les trous excédentaires provoquent une diminution de la barrière émetteur-base. Dans ces conditions, la barrière émetteur-base est modulée par le signal optique et le gain dépend du circuit externe.

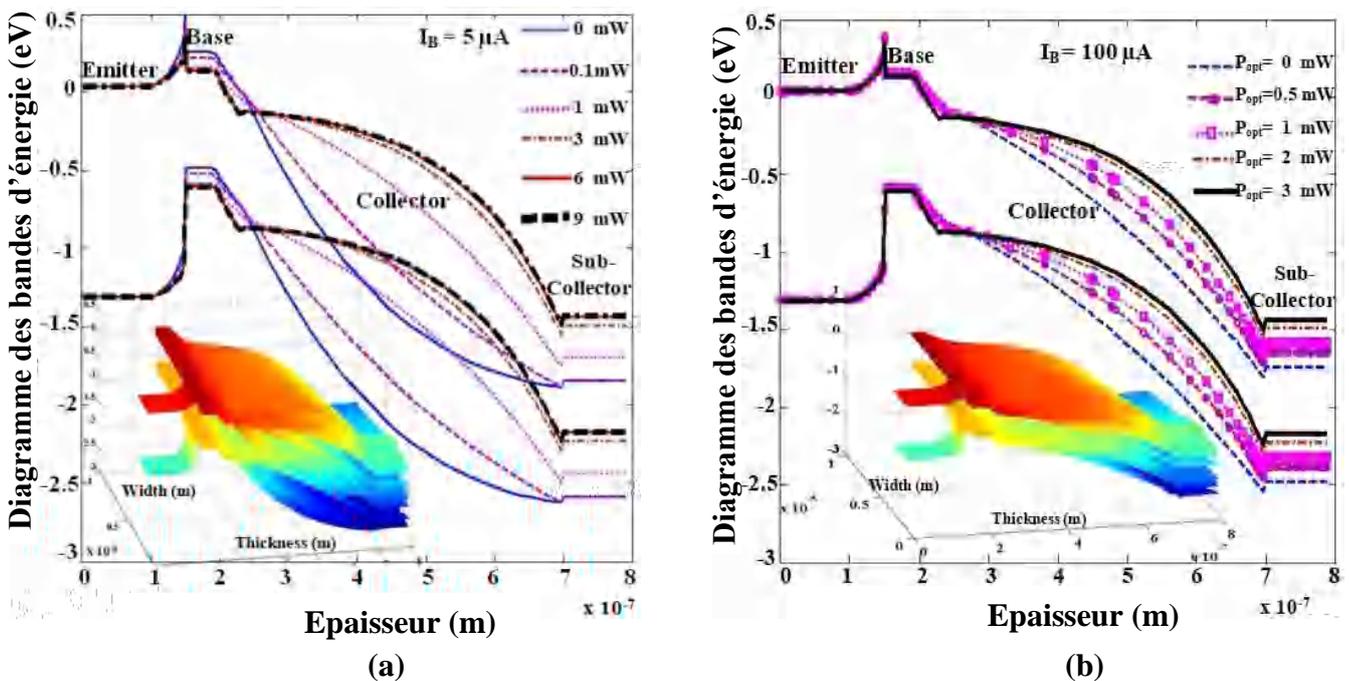


Figure IV.3: Diagramme des bandes d'énergie du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques, pour (a) $I_B = 5 \mu A$, (b) $I_B = 100 \mu A$, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$ [13].

La figure IV.3 montre l'évolution de diagramme d'énergie avec la puissance optique lorsqu'on polarise la base en courant, pour $I_B = 5 \mu A$ (figure IV.3a) et $I_B = 100 \mu A$ (figure IV.3b). On remarque que l'effet de la lumière sur les bandes des énergies est à peu près équivalent à la polarisation de la jonction émetteur-base, V_{BE} pour un TBH.

Avec l'augmentation de la puissance optique, le HPT entre en régime de forte injection (l'effet Kirk) qui affecte le sous collecteur. Le diagramme de bande augmente au début dans le collecteur et avec la forte injection des électrons la barrière de potentiel entre le collecteur et sous collecteur va diminuée et le diagramme augmente au niveau de sous collecteur. Mais la puissance optique qu'on a besoin pour

atteindre la forte injection sa dépend a la polarisation en courant de la base, pour une polarisation de $I_B = 100 \mu\text{A}$ il faut une puissance optique de 2 à 3 mW, comme on le voit sur la figure IV.3a, par contre pour $I_B = 5 \mu\text{A}$, il faut une très grande puissance optique supérieur à 6 mW. Donc, la valeur de la puissance optique P_{opt} dépend inversement au courant de base I_B .

III.2. Densités des électrons

La modification des densités de porteurs libres due à l'éclairement, suivant la figure IV.4, fait bien apparaître :

- L'excès d'électrons libres dans la base, avec le gradient de cette densité qui donne lieu à un transport rapide par diffusion,
- L'excès d'électrons libres dans le collecteur, principalement dû au courant I_C ,

Dans la région de base, la densité des électrons simulé pour $I_B = 5 \mu\text{A}$ avec une puissance optique égal à 1 mW comme le montre la figure IV.4a, est équivalent à la densité simulé pour $I_B = 100 \mu\text{A}$ (figure IV.4b) sans illumination.

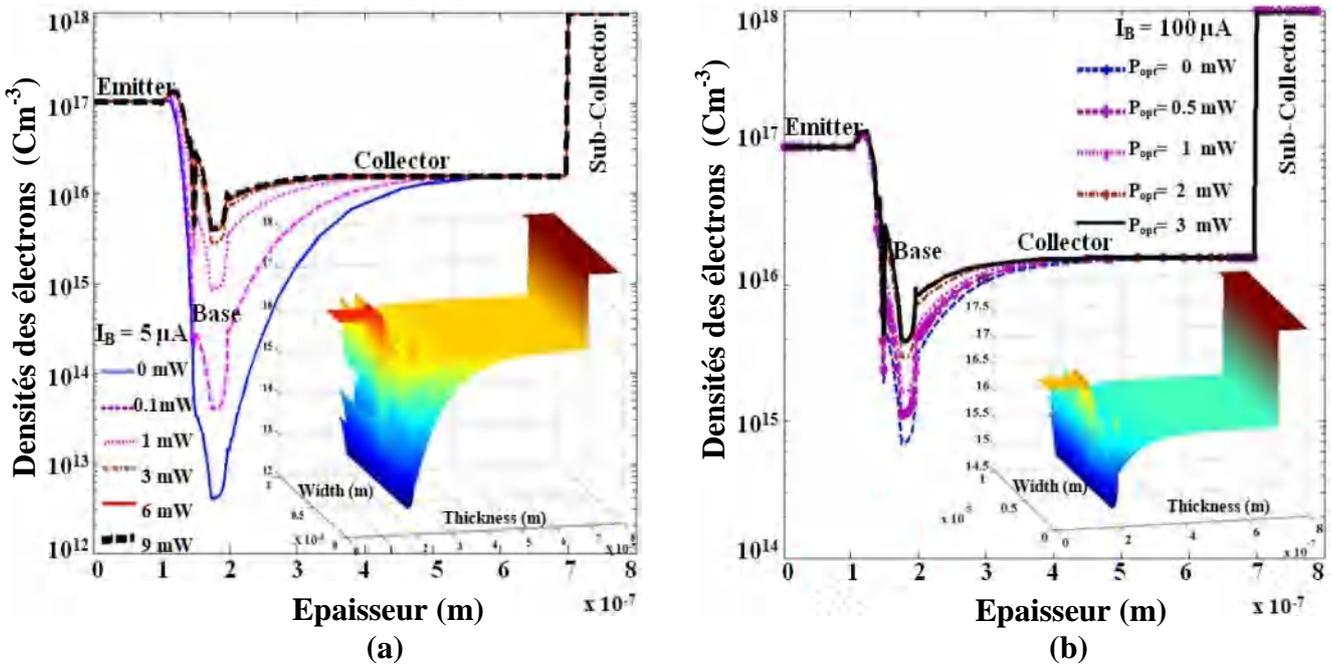


Figure IV. 4: Densités des électrons du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques, pour (a) $I_B = 5 \mu\text{A}$ et (b) $I_B = 100 \mu\text{A}$, $V_{CE} = 1.5 \text{ V}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [13].

Donc, nous pouvons conclure que l'effet d'amplification dû au courant de base implique qu'un très peu d'électrons photogénérés le phototransistor peut entrer prématurément en régime de forte injection.

III.3. Potentiel électrostatique

La figure IV.5, montre la distribution de potentiel électrostatique dans un HPT dont la base de 500 Å et le collecteur de 5000 Å sont en InGaAs. Cette figure compare le potentiel électrostatique pour deux différentes valeurs du courant de base 5 μA and 100 μA .

Avec l'éclairement du composant, nous voyons un abaissement de la barrière de potentiel émetteur-base à cause des porteurs excédentaires. Nous observons aussi que la barrière de potentiel est diminuée entre le

collecteur et sous collecteur, à cause de l'effet Kirk.

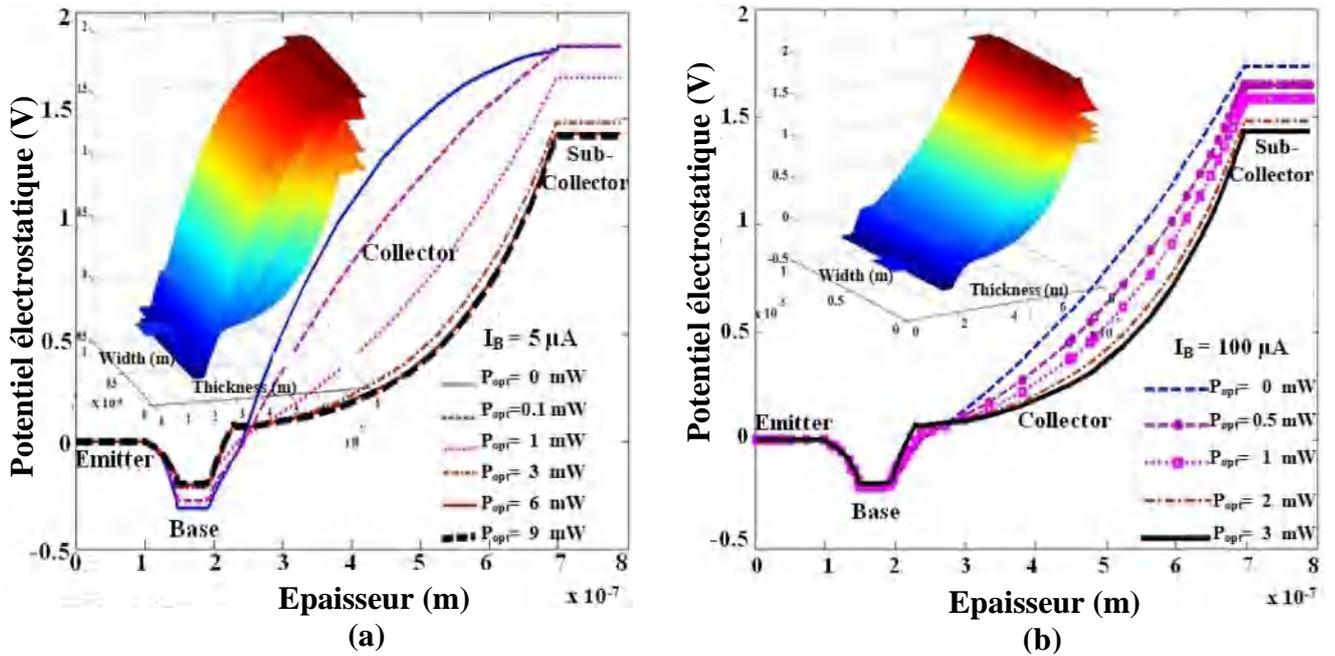


Figure IV.5 : Potentiel électrostatique du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques, pour (a) $I_B = 5 \mu A$, (b) $I_B = 100 \mu A$, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$ [13].

La figure IV.5a, montre que pour un courant de base égal à $5 \mu A$ le phototransistor atteindre la forte injection avec une illumination de $9 mW$. Cette dernière puissance est très élevée trois fois que la valeur présentée sur la figure IV.5b pour $I_B = 100 \mu A$. Tout ça, indique que la densité de la lumière dépend au courant de base.

III.4. Champ électrique

Nous retrouvons dans le phototransistor à hétérojonction les comportements propres au TBH, même si le moyen de commande est différent.

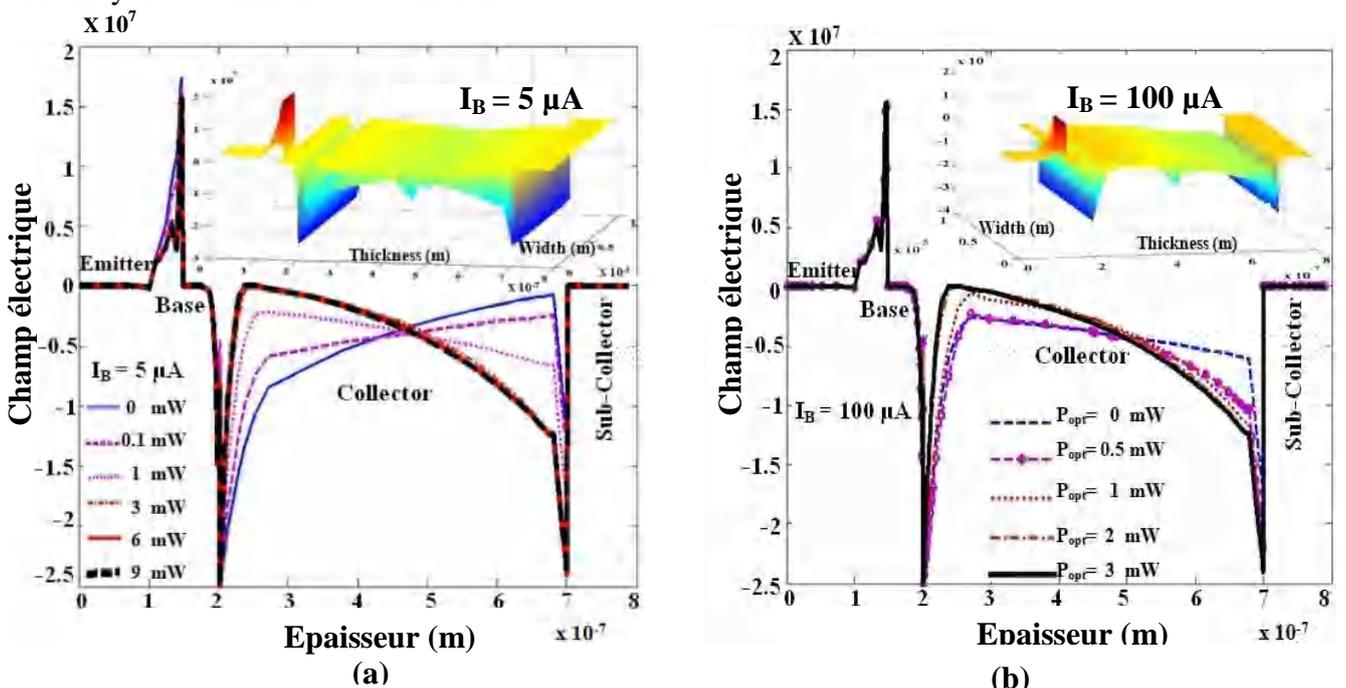


Figure IV.6 : Champ électrique du HPT InP/InGaAs avec différentes puissances optiques, pour (a) $I_B = 5 \mu A$, (b) $I_B = 100 \mu A$, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$ [13].

En témoignent la figure IV.6 qui montre l'apparition de l'effet Kirk, avec l'affaissement typique du champ électrique dans le collecteur côté base et sa remontée en bout de composant, remontée qui va favoriser l'ionisation par choc. Cette effet est apparait au composant pour des faibles valeurs de puissances optiques pour une polarisation en courant $I_B = 100 \mu A$ (figure IV.6b), par contre pour $I_B = 5 \mu A$ il faut des grandes puissances optiques comme indique la figure IV.6a.

IV. Effet de la polarisation en courant sur le photocourant et gain optique

La figure IV.7a, représente l'évolution du courant de collecteur total de phototransistor en fonction de courant de base, pour différents puissance optiques.

Le courant I_C augmente et présente une pente trop élevée pour les faibles polarisations et faibles puissances optiques. Cependant, il est à peu près saturé, avec une faible pente, pour fortes polarisations et puissances optiques incidentes sur la fenêtre optiques ouverte sur la base. Cette saturation est due à l'étalement de base dans la jonction base-collecteur en forte injection et a l'hétérojonction (effet Kirk).

Le courant total de collecteur est composé de deux composantes du courants : courant électrique dû à la polarisation qu'on appelle ici courant d'obscurité (I_{CDark}), et photocourant dû à les électrons photogénérées par le faisceaux de la lumière incident (I_{Copt}), [16].

$$I_{CTotal} = I_{CDark} + I_{Copt}. \tag{IV.4}$$

La figure IV.7b nous montre une superposition des deux courants I_{CTotal} et I_{Copt} pour les faibles courants de base I_B . Nous pouvons expliquer ça par le faible courant d'obscurité qui est dû à la faible polarisation, pour $I_B \leq 0.15 \mu A$ le courant d'obscurité $I_{CDark} \leq 8.1 \mu A$ ($I_{CDark} \ll I_{Copt}$), qui nous donne $I_{CTotal} = I_{Copt}$.

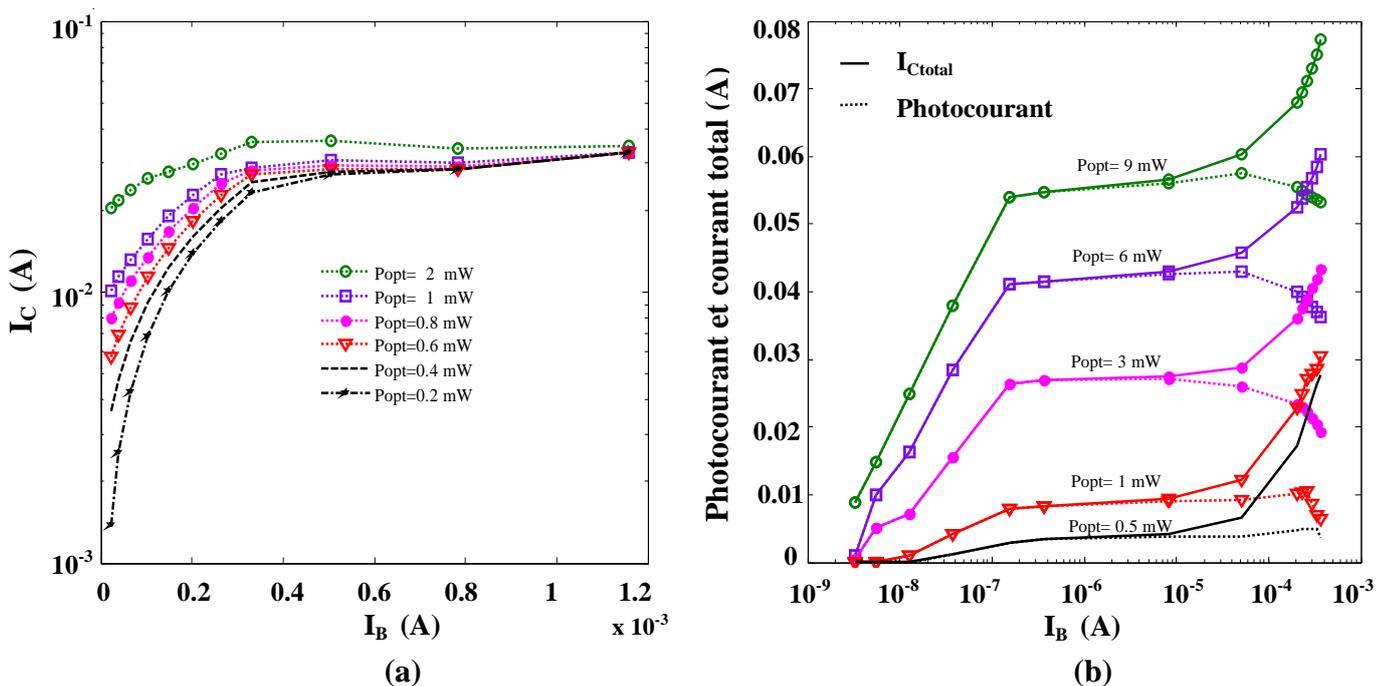


Figure IV.7 : (a) Courant de collecteur, (b) Photocourant et courant total de HPT InP/InGaAs en fonction de courant de polarisation I_B , pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$ [13].

La deuxième région correspond à la partie idéal du transistor bipolaire a hétérojonction, le courant total continue a augmenté par contre le photocourant présente un changement de comportement dû aux valeurs maximales du courant I_{CDark} et au début de blocage dû à la forte injection. La troisième région, c'est la forte injection où le champ électrique s'annule dans la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur et empêche les électrons photogénérés de se collecter. Le photocourant diminue fortement avec l'augmentation de la puissance optique.

Le gain optique en courant, noté G_{optC} . Il est défini comme le rapport entre le courant de collecteur I_{Copt} sur le courant photogénéré basse fréquence en mode photodiode I_{Ph} / b.f, mais aussi comme le rapport de la sensibilité en mode phototransistor sur la sensibilité basse fréquence en mode photodiode.

$$G_{opt} = \frac{I_{Copt}}{I_{Ph}} = \frac{S_{Hpt}}{S_{Ph}} \tag{IV.5}$$

Le gain optique en courant permet de caractériser ainsi l'amplification du courant photogénéré. D'après la figure IV.8a, nous pouvons noter que le gain optique est amélioré proportionnellement et linéairement avec le photocourant, avec une pente qui diminue avec la puissance optique. Cette diminution est dû à l'inverse du courant de photodiode I_{Ph} , comme elle nous le montre la relation du gain optique : $G_{opt} = (1 / I_{Ph}) I_{Copt}$, pour une puissance optique de 0.5 mW jusqu'à 9 mW la pente $1 / I_{Ph}$ varier entre 7811 et 434.

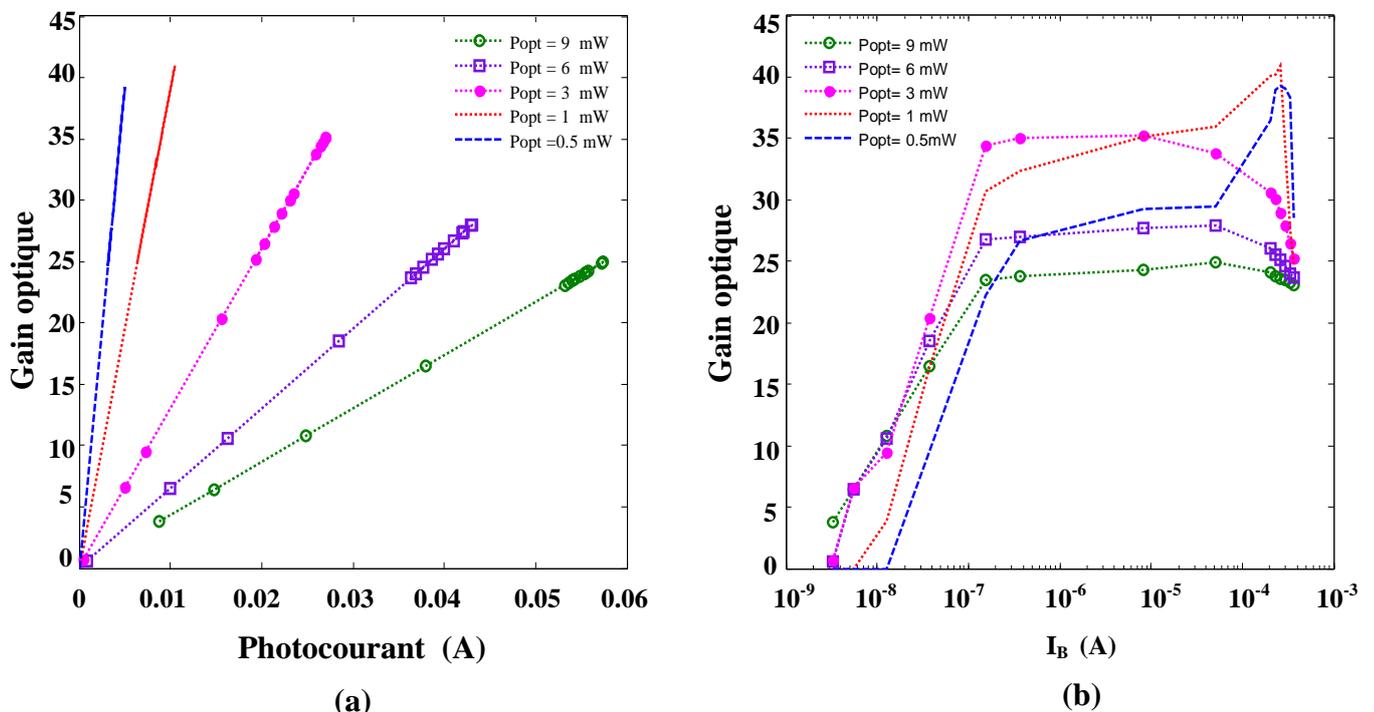


Figure IV.8 : Gain optique du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Photocourant et (b) Courant I_B , pour différentes puissances optiques, $V_{CE}=1.5$ V, $\lambda=1.55$ μ m [13].

Nous savons que le courant photogénéré en mode photodiode I_{Ph} est varié proportionnellement avec la puissance optique et il ne varie pas en fonction de courant de base I_B ($I_B = 0$). Dans ce cas, l'évolution du gain optique avec le courant I_B est la même qu'au photocourant, car $(1/I_{Ph})$ est constant, cela est bien

défini par la figure IV.8b. Mais, en fonction de la puissance optique incidente le gain optique varie déferrement qu'au photocourant, ou il augmente au début puis il diminue avec des puissances optiques supérieur à 3 mW, avec un décalage horizontal de la forte injection qui devenue plus en plus faible. Cette diminution est due à l'augmentation rapide du courant de photodiode par rapport au photocourant en mode phototransistor I_{Copt} , comme nous allons montrer dans le paragraphe suivant.

Pour mieux comprendre le fonctionnement du phototransistor et pour connaitre bien l'effet de la polarisation en courant sur le photocourant et le gain optique, nous avons simulé ce dispositif à faible et forte polarisation en courant.

IV.1.Faible polarisation en courant

Le photocourant augmente avec une pente trop élevée en fonction du courant de polarisation, puis cette pente diminue peu à peu avec I_B jusqu'à la saturation que nous avons observé surtout pour les faibles puissances optique sur la figure IV.9a. Les électrons photogénérés dans la base sont accélérer par le champ électrique dans la zone déplétée de la jonction base-collecteur est participer à l'augmentation du courant de collecteur ($I_{CDark} \leq 8.10 \mu A$). En plus, les trous photogénérés participent aussi à l'augmentation du courant de collecteur par la diminution de la barrière du potentiel de la jonction émetteur-base qui est équivalent à une augmentation de la tension de la polarisation V_{BE} . Donc il y a une amplification du photocourant par le courant de base.

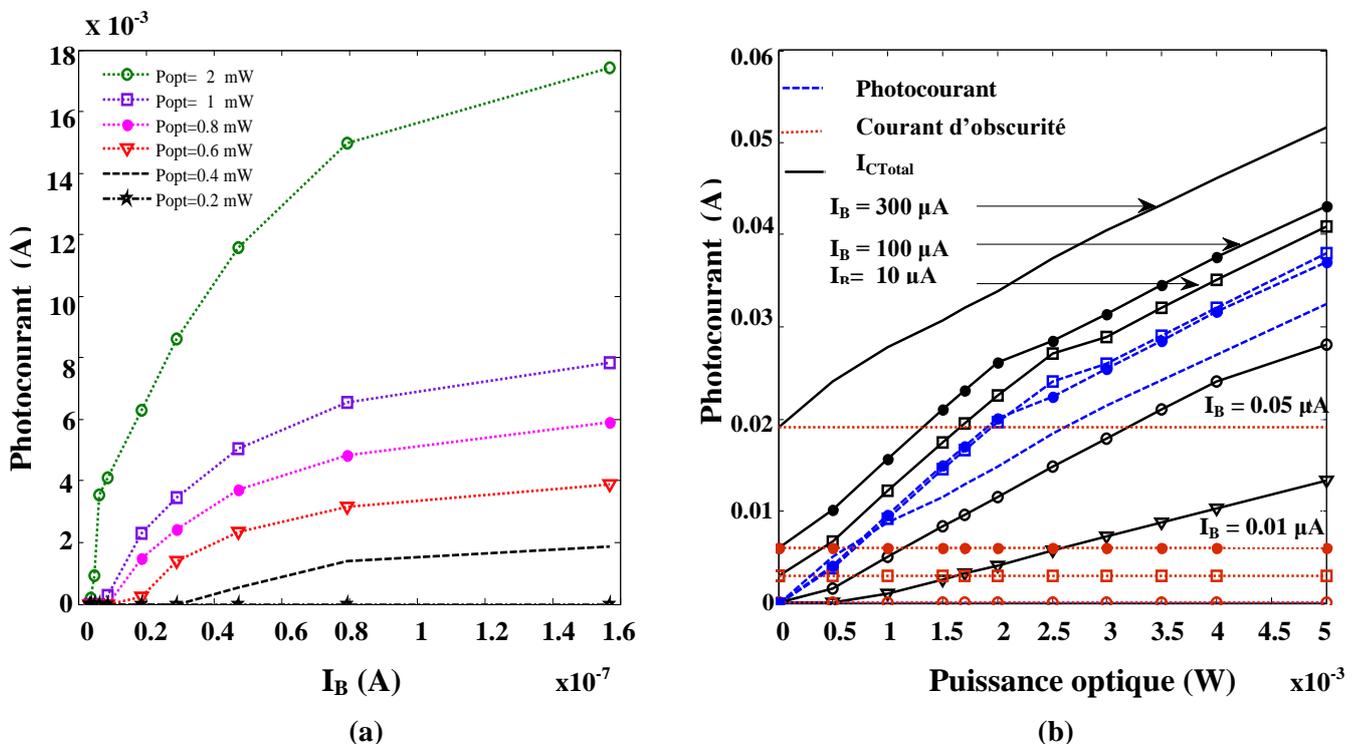


Figure IV.9: Photocourant du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Courant de polarisation I_B (b) Puissance optique, $V_{CE}=1.5$ V, $\lambda=1.55 \mu m$ [13].

La figure IV.9b, montre l'évolution linéaire du photocourant en fonction de la puissance optique incidente. La pente de cette fonction donne la responsivité, ou sensibilité, en A/W, nous observons que cette

sensibilité diminue pour des puissances optiques supérieur ou égal 4 mW, c'est l'effet Kirk qui est apparue par les électrons photogénérés, lorsque $I_B \geq 0.05 \mu A$, et un décalage horizontale pour l'effet Kirk où nous ne voyons pas ce dernier dans les faibles polarisations.

Le courant total de collecteur, qui est la somme des deux courants : d'obscurité et photocourant, suit dans leur variation le photocourant car le courant d'obscurité est constant.

Lorsque $I_B < 10 \mu A$, les deux courants : total et photocourant sont superposé parce que le courant d'obscurité est très faible ($I_{CDark} < 0.005 A$), par contre lorsque I_B augmente au de la de $10 \mu A$ les deux courants sont séparer où le photocourant devenue inversement proportionnel avec I_B , c'est la forte injection ou l'annulation de champ électrique par la forte polarisation en courant I_B .

La variation du gain optique en fonction de courant de base I_B est identique à celle de photocourant. Où la pente au début est très élevé et elle diminue avec l'augmentation du courant, comme indique la figure IV.10a.

Nous avons vu que le photocourant diminue lorsque le phototransistor atteindrent la forte polarisation ($I_B > 10 \mu A$), même observation pour le gain optique présenter par la figure IV.10b, avec une diminution en fonction de la puissance optique due à la forte injection et un décalage de maximum de gain vers les faibles puissances optiques pour $I_B \geq 10 \mu A$.

Lorsque nous polarisons le phototransistor avec un courant de base prélevé de la partie idéal des courbes de Gummel, le gain optique augmente très rapidement pour des faibles puissances optiques, ou il atteint 40 pour des puissances optiques inférieur ou égal à 2 mW.

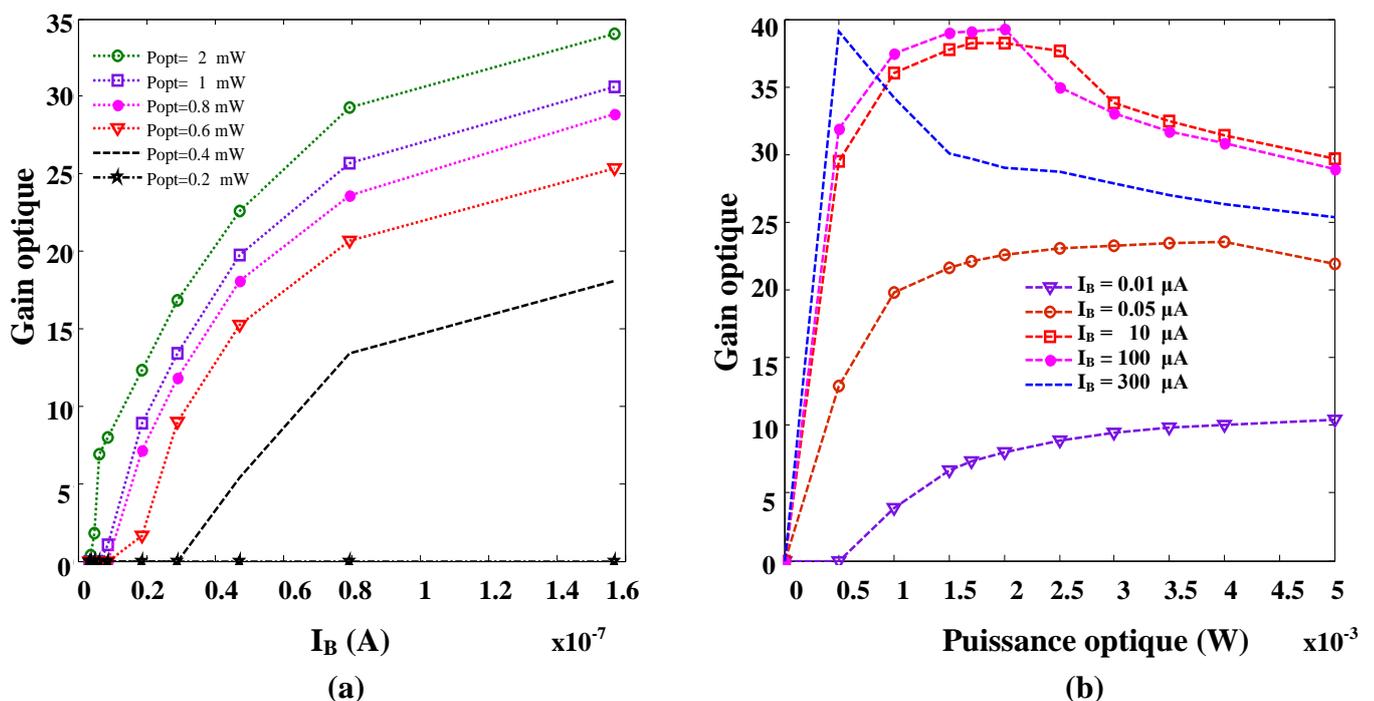


Figure IV.10: Gain optique du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Courant de polarisation I_B et (b) Puissance optique, $V_{CE}=1.5 V$, $\lambda=1.55 \mu m$ [13].

IV.2. Forte polarisation en courant

La figure IV.11a présente l'effet de la forte polarisation en courant sur le photocourant et le courant de collecteur total.

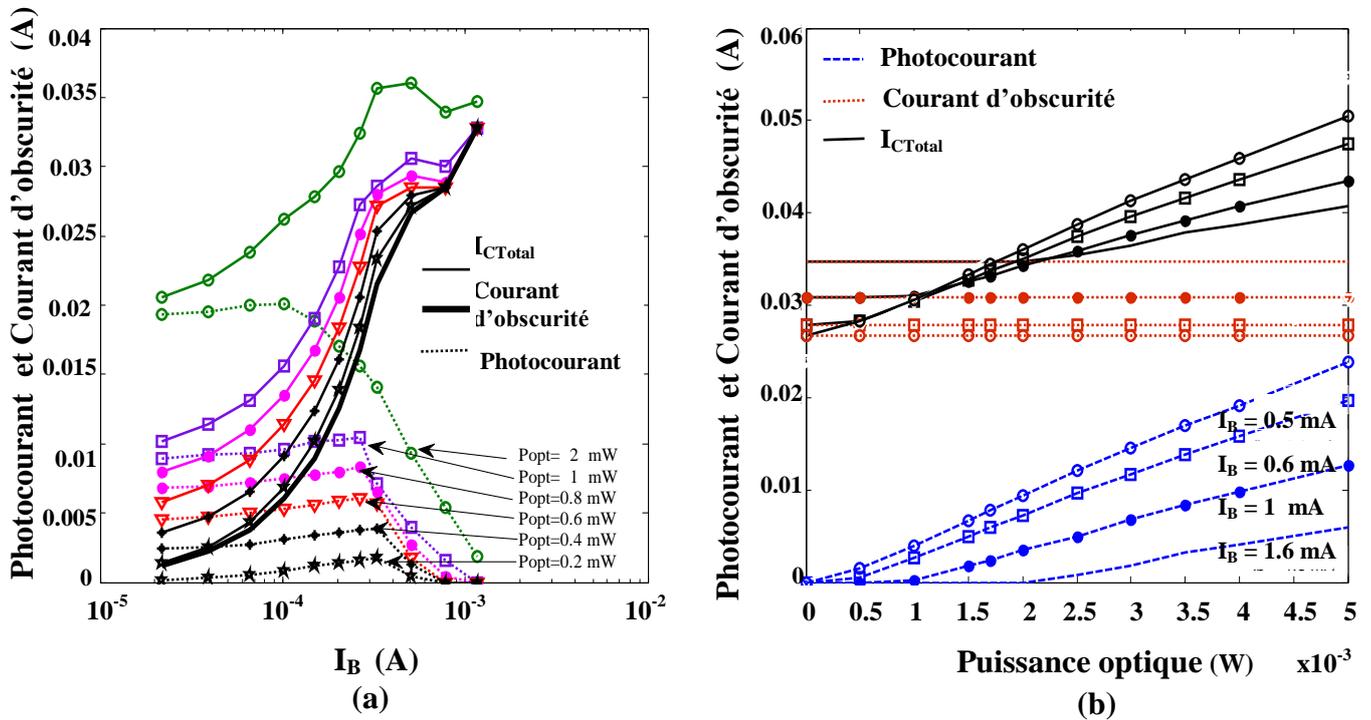


Figure IV. 11 : Photocourant du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Courant de polarisation I_B et (b) Puissance optique, $V_{CE} = 1.5$ V, $\lambda = 1.55$ μ m [13].

Nous remarquons une très faible augmentation de photocourant au début de la courbe en fonction du courant de base I_B par rapport au courant d'obscurité. Cette remarque nous indique que le phototransistor est au début de la forte injection, où le champ est diminué et empêche les électrons photogénérés de passer au collecteur.

Il est à noter que bien qu'un courant de collecteur total $I_{Ctotal} = I_{Ckirk}$ nous arrive à la forte injection, rappelons que I_{CKirk} est le courant de collecteur lorsque le champ s'annule, ici et avec notre composant, $I_{CKirk} = 0.0262$ A. Au-delà de ce dernier courant, le courant de collecteur continue à augmenter mais avec une pente qui va se diminuer et se décaler vers le courant d'obscurité à cause de la diminution du photocourant, comme il a montré sur la figure IV.11b pour $P_{opt} \leq 2$ mW. Il apparaît qu'une augmentation du courant de polarisation de 0.1 mA à 0.35 mA permet d'atteindre l'effet Kirk avec une diminution de la puissance optique incidente de 2 mW à 0.2 mW.

D'après la figure IV.11b, Pour des puissances optiques supérieures à 2 mW le photocourant continue à diminuer en fonction du courant de base et affecte le courant total, qui est décroissant aussi.

Suivant la figure IV.12a, Comme le photocourant, le gain optique augmente avec le courant de polarisation mais avec une pente qui diminue avec la puissance optique. Cette diminution de la pente est due au photocourant en mode photodiode, qui a une pente ou responsivité ($I_{Ph} = \alpha_2 P_{opt}$) supérieur à la

pente du photocourant en mode phototransistor ($I_{Copt} = \alpha_1 P_{opt}$) dans les fortes polarisations, $\alpha_2 > \alpha_1$ ($S_{Hpt} < S_{Ph}$). Puis nous observons une chute de gain après un maximum qui atteindra 40, avec un croisement des courbes, ou le gain pour 2 mW devenue inférieur des autres à cause de la diminution du photocourant I_{Copt} et au décalage de la forte injection suivant le courant I_B .

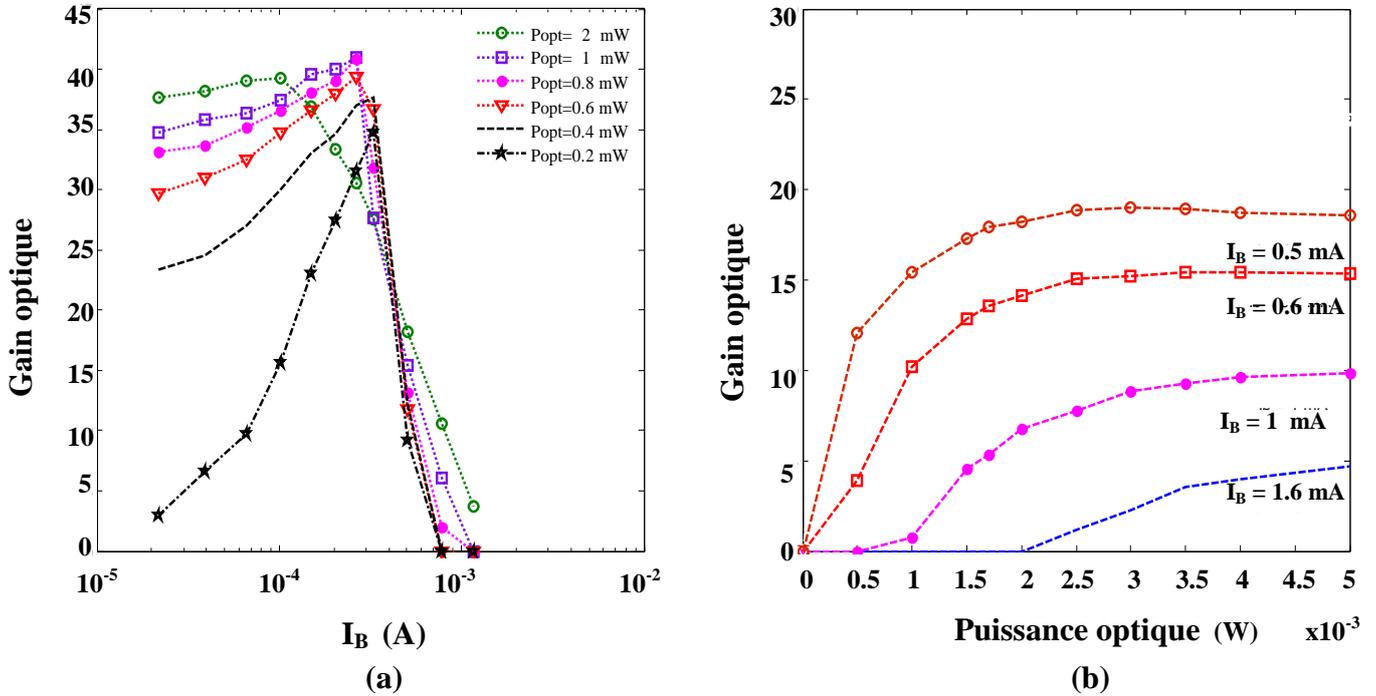


Figure IV. 12 : Gain optique du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Courant de polarisation I_B et (b) Puissance optique, $V_{CE}=1.5$ V, $\lambda =1.55$ μm [13].

Dans la figure IV.12b, le gain optique est nul pour les forts courants de polarisation ($I_B \geq 1\text{mA}$) et les faibles puissances optiques ($P_{opt} \leq 2$ mW), et il croit en fonction de la puissance optique incidente avec une pente qui diminue en fonction de la forte polarisation. Enfin, il se maintenir constant quel que soit la puissance optique ($G_{opt} = \alpha_1 / \alpha_2$), avec des valeurs faibles inférieur de 20 pour $I_B \geq 0.5$ mA.

V. Analyse de la dépendance de la sensibilité du HPT avec le courant de base

Une des caractéristiques principales des phototransistors est appelée responsivité ou sensibilité du phototransistor. Elle caractérise la conversion optique-électrique de ce composant. Elle est définie comme le rapport du courant photogénéré sur la puissance optique incidente et est exprimée en Ampère par Watt.

$$S_{Hpt}(\lambda) = \frac{I_{Copt}}{P_{opt}} \quad (\text{A/W}) \quad (\text{IV.6})$$

Avec $I_{Copt} = I_C - I_{Cdark}$

Nous allons simuler cette caractéristiques pour but, tout d'abord, de comprendre le fonctionnement électrique et optique de phototransistor, de voir comment elle varie en fonction du courant de polarisation et de la puissance optique incidente et enfin de permettre limitée la plage de polarisation en courant et aussi la puissance optique pour un bon fonctionnement du phototransistor.

D'après la figure IV.13a, nous pouvons dire que la variation de la sensibilité en fonction du courant de polarisation I_B c'est la même variation du photocourant car la puissance optique est constante. Nous observons que la sensibilité passe par trois régions.

La première région : correspond au faible courant de base la sensibilité est faible et augmente rapidement en fonction de courant I_B avec une pente qui diminue lorsque la puissance optique augmente. Nous pouvons expliquer ça par le faible courant d'obscurité qui est dû à la faible polarisation, pour $I_B \leq 0.15 \mu A$ le courant d'obscurité $I_{CDark} \leq 8.1 \mu A$ ($I_{CDark} \ll I_{Copt}$), qui nous donne $I_{CTotal} = I_{Copt}$.

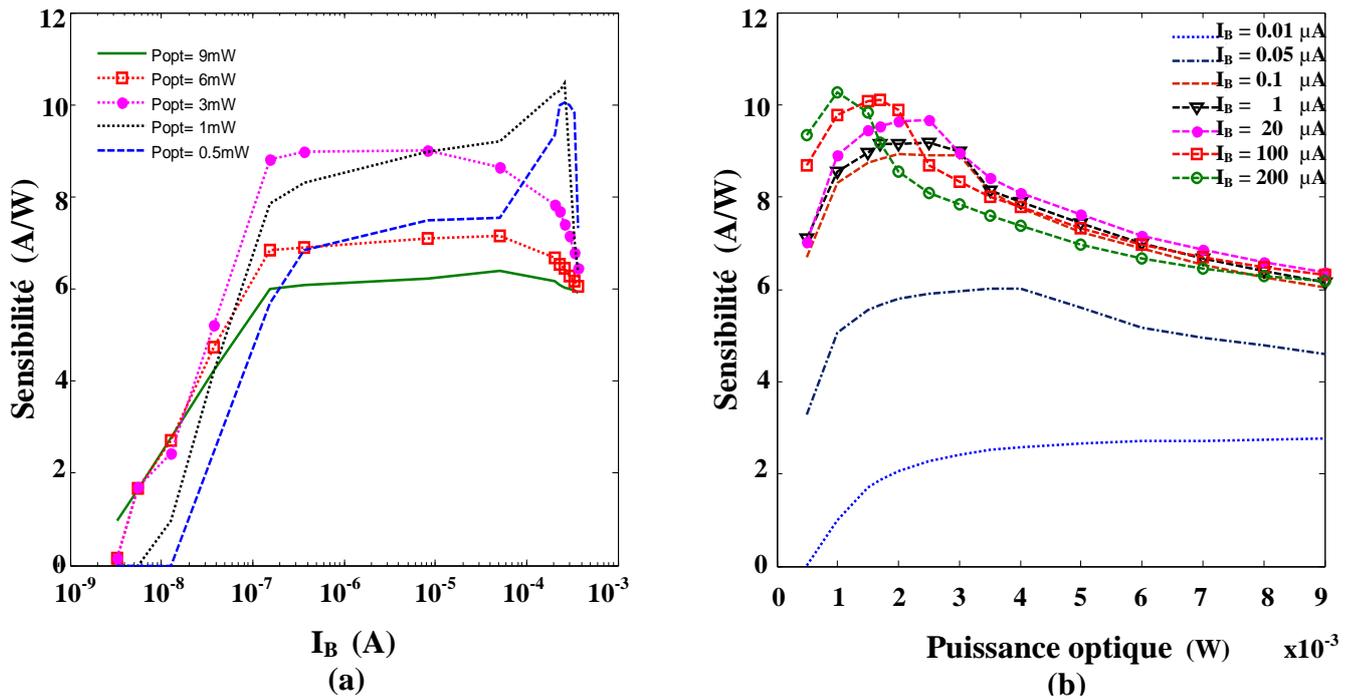


Figure IV.13 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Courant de polarisation I_B et (b) pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 V$, $\lambda = 1.55 \mu m$ [13].

La deuxième région correspond à la partie idéal du transistor bipolaire a hétérojonction, la sensibilité est à peu près constante et elle augmente avec la puissance optique jusqu'à 3 mW ($S_{Hpt} = 9 A/W$), puis elle diminue. Cette diminution est due à la puissance optique qui est très élevée par rapport au photocourant. Enfin, la dernière région qui a un début variable dépend au courant de polarisation et la puissance optique, c'est le blocage dû à la forte injection.

La sensibilité du phototransistor décroît fortement pour les faibles puissances optiques, contrairement au P_{opt} qui sont supérieur à 3 mW, grâce à la diminution du photocourant. Le minimum de la responsivité est maintenue à 6 A/W, comme le montre la figure IV.13b, lorsque $I_B > 0.05 \mu A$. De plus, nous observons une augmentation avec un décalage de maximum de la sensibilité vers les faibles puissances optiques avec la croissance de I_B jusqu' à elle devenue supérieur à 10 A/ W.

V.1. Sensibilité du phototransistor à la faible polarisation

D'après la figure IV.14a, la responsivité est nulle pour les très faibles courants de polarisations, $I_B < 0.003 \mu A$, et aussi pour les faibles puissances optiques $P_{opt} \leq 0.2 mW$. Nous observons que la sensibilité a

une variation non linéaire en fonction du courant I_B avec une pente qui entraîne de diminuer. Par contre, en fonction de la puissance optique, d'après la figure IV.14b, la sensibilité est à peu près constante pour $P_{opt} \geq 1.5 \text{ mW}$. Ces résultats nous montrent que le photocourant est augmenté linéairement en fonction de la puissance optique, mais avec des valeurs très faibles. Pour $I_B < 0.01 \mu\text{A}$ la sensibilité est inférieure à 1.

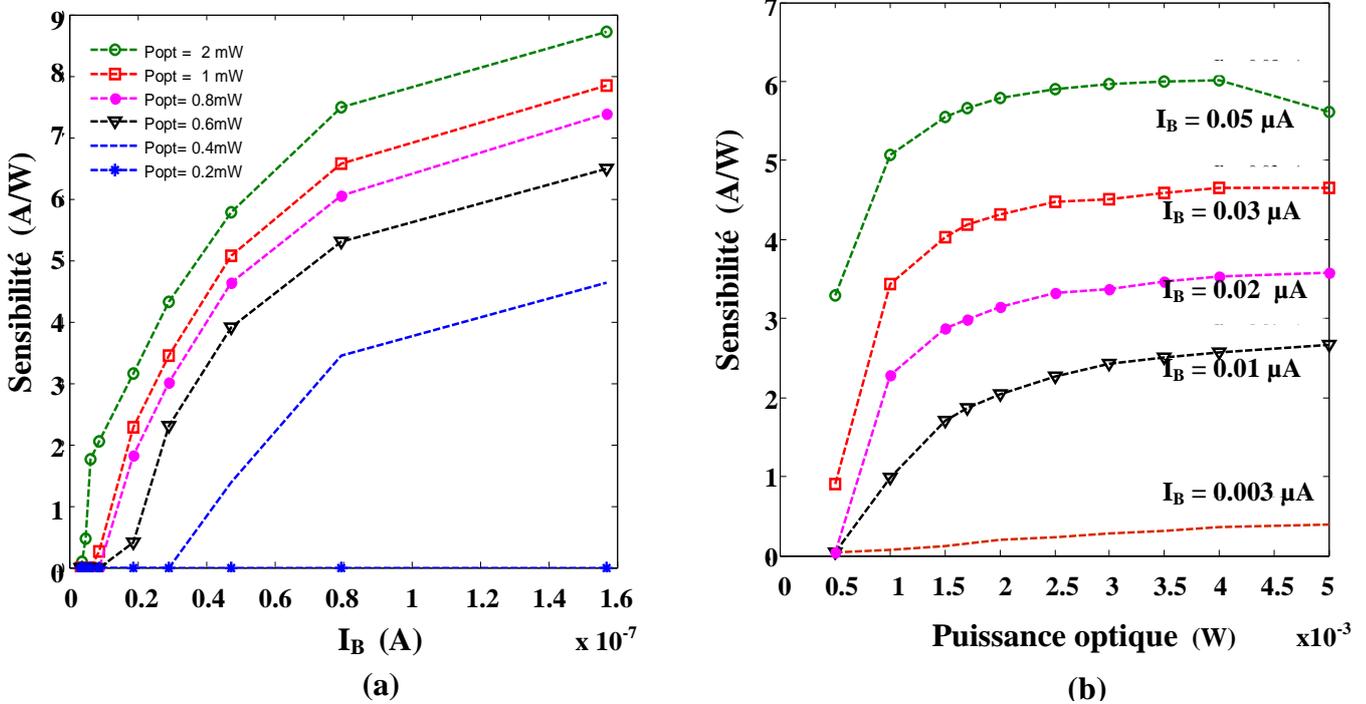


Figure IV.14 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Faibles courant de polarisation I_B et (b) pour différente puissances optiques, $V_{CE} = 1.5 \text{ V}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [13].

V.2. Sensibilité du phototransistor à la forte polarisation

La figure IV.15a montre l'influence de la forte injection sur la sensibilité du phototransistor, où nous observons une chute de la sensibilité après un maximum entre 9 et 10.5 A/W. Nous observons aussi un décalage horizontal de ce maximum avec l'augmentation de la puissance optique et une chute très rapide et grande de la sensibilité pour les faibles puissances. Nous pouvons expliquer ça par le photocourant qui augmente faiblement pour les faibles puissances optiques jusqu'à l'annulation du champ électrique dans la jonction base-collecteur, à cause du fort courant électrique, où la faible densité des électrons photogénérés se bloque et reste dans la base. Par contre, pour les hautes puissances optiques les électrons photogénérés participent par un grand nombre avec les électrons diffusés depuis l'émetteur à l'augmentation de la sensibilité et lorsque le champ diminue le nombre des électrons collectés décroissent qui implique une diminution de la sensibilité.

D'après la figure IV.15b le phototransistor est devenu insensible dans une plage de la puissance optique qui augmente avec le courant de la polarisation I_B ($I_B \geq 1 \text{ mA}$). La sensibilité augmente avec la puissance optique pour $I_B \geq 0.6 \text{ mA}$ et elle est saturée lorsque $P_{opt} \geq 3 \text{ mW}$, contrairement à la sensibilité pour $I_B \leq 0.4 \text{ mA}$ où elle est diminuée, d'un maximum qui est supérieur à 10 A/W pour $I_B = 0.2 \text{ mA}$, en fonction de

la puissance optique incidente puis elle sature. Cette différence de variation de la sensibilité est principalement déterminée par l'effet Kirk, c'est-à-dire par l'annulation du champ électrique en entrée de collecteur, qu'il apparait clairement pour $I_B \leq 0.4$ mA et $P_{opt} \leq 1$ mW. Par contre, nous ne voyons pas cette effet lorsque $I_B \geq 0.6$ mA car le phototransistor est saturé, avant l'illumination, par la forte injection résultant de la polarisation électrique (I_B).

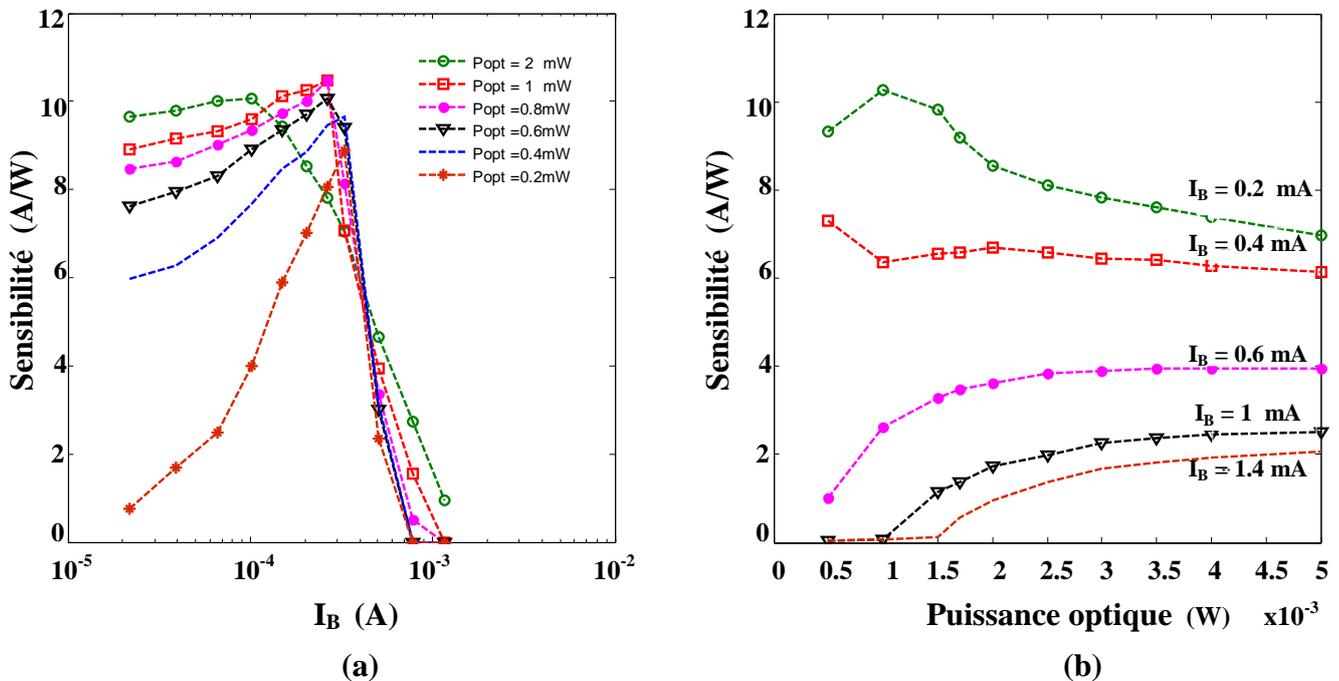


Figure IV. 15 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Forts courant de polarisation I_B et (b) pour différente puissances optiques, $V_{CE} = 1.5$ V, $\lambda = 1.55$ μ m [13].

Donc l'augmentation observée au début de la courbe de la sensibilité est dû à la petite augmentation du photocourant avant la saturation du courant de collecteur.

V.3. Sensibilité du phototransistor à l'idéale polarisation

La figure IV.16 présente les variations de la sensibilité de phototransistor Inp/InGaAs en fonction de la polarisation en courant et la puissance optique. Nous constatons ici que le phototransistor est très sensible à la lumière avec un maximum de la sensibilité qui dépasse 10 A/W et un minimum de 7 A/W. En fonction du courant de base, suivant la figure IV.16a, la sensibilité augmente jusqu'à un maximum, qui se décale horizontalement suivant la puissance optique incidente, puis elle diminue sous l'effet de la forte injection. Il apparait également une augmentation de la sensibilité avec la puissance optique est une diminution par la suite après un maximum, comme nous le montre la figure IV.16b. Mais avec la puissance optique nous observons que la sensibilité se converge vers une seule valeur, contrairement à la polarisation en courant, qui est $P_{opt} \approx 7.5$ A/W.

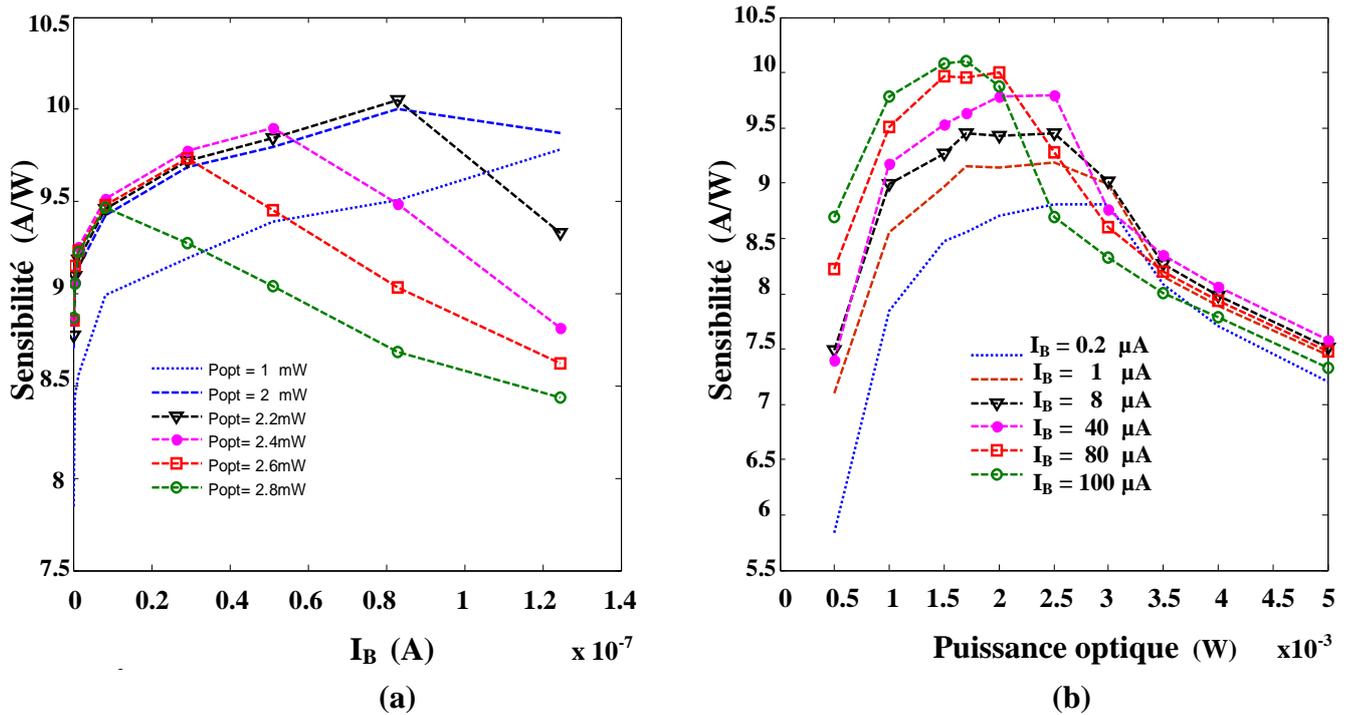


Figure IV.16 : Sensibilité du phototransistor InP/InGaAs en fonction du (a) Courant de polarisation idéal I_B et (b) pour différentes puissances optiques, $V_{CE} = 1.5$ V, $\lambda = 1.55$ μm [13].

Suivant la figure IV.16 a et b, nous observons qu'après le blocage dû à la forte injection la sensibilité résultant du fort courant et forte puissance optique devenue inférieure aux autres. Nous pouvons expliquer ça par le degré de blocage ou de saturation, quand le nombre des électrons dans le collecteur est atteint le maximum ça veut dire le courant de collecteur est saturé le nombre des électrons photogénérés qui passe au collecteur est devenu très faible, donc le photocourant faible qui induit à une faible sensibilité.

VI. Analyse des Performances de HPT InP/InGaAs pour différents épaisseurs de base

De nombreuses recherches se sont concentrées sur la description quantitative de la relation entre la géométrie du dispositif et les performances des HPT. Il y a eu plusieurs rapports sur l'amélioration des performances pour différents types de HPT, par exemple, une augmentation de l'épaisseur de l'émetteur et du collecteur et une réduction de l'épaisseur de la base.

Pour une épaisseur d'émetteur croissante, Kumar et Basu présentent une analyse complète des phototransistors à hétérojonction $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ (HPT) pratiques [17]. A propos d'une épaisseur de collecteur croissante, Li et al. démontrent les performances à grande vitesse des HPT basés sur le super-réseau InAs/GaSb/AlSb de type II [18].

Ensuite, dans le cas d'une épaisseur de base réduite, Chen et Zhu ont fabriqué et simulé les phototransistors à hétérojonction PNP (2T-HPT) basés sur $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ [19]. La base a été mise à l'échelle de 60 à 40 nm pour HPT sur la base de super-réseaux InAs/GaSb/AlSb de type II [20-21]. Le HPT a été analysé dans le cas du $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ HPT pour différentes largeurs de base par Kumar et Basu [22].

Différentes conceptions de dispositifs de NPN HPT basées sur des super-réseaux de type II ont été fabriquées et mesurées récemment en réduisant l'épaisseur de la base à 20 nm [23].

De plus, les HPT ont la même structure de couche que les transistors bipolaires à hétérojonction (HBT), où la région base-collecteur est utilisée pour absorber le signal optique et le gain intrinsèque du transistor amplifie le signal, éliminant ainsi le besoin d'interconnexions [24-25]. Cependant, la couche de base absorbante optique épaisse augmente le nombre de porteurs photo-générés et améliore les performances de fréquence de la photodiode à une tension émetteur-base très faible, mais en même temps, elle diminue le gain de courant du HBT.

Afin d'obtenir une photoréponse efficace et un fonctionnement à grande vitesse de ces dispositifs, une analyse détaillée de l'épaisseur de la base du dispositif ainsi que de ses paramètres de modélisation est d'une importance primordiale.

Pour améliorer les performances du composant en termes de gain en courant, gain optique et sensibilité, l'utilisation d'une base mince devient incontournable. Celui-ci permet en effet de réduire le temps de transit des électrons dans la base. Ce qui permet d'avoir un grand nombre d'électrons qui sont traversés la base sans recombinaison et d'augmenter aussi le nombre des porteurs photogénérés. Cette partie porte donc sur l'analyse des performances de phototransistor lorsque nous réduisons l'épaisseur de base de 60 nm jusqu'à 20 nm.

VI.1. Courbes de Gummel et gain en courant

La figure IV.17 présente les courbes de Gummel et le gain en courant simulé pour deux différentes épaisseurs de base (20 nm et 60 nm) avec une tension de polarisation collecteur-émetteur (V_{CE}) de 1.5 V et tension base-collecteur (V_{BC}) de 0 V [26]. Les courbes de Gummel montrent les variations du courant de base (I_B) et du courant de collecteur (I_C) avec le changement de la tension base-émetteur appliquée (V_{BE}), figure IV.17a, et leur rapport ($\beta = I_C/I_B$) est défini comme le gain en courant, figure IV.17b. Lorsque V_{BE} augmente, I_C augmente mais a tendance à saturer à partir de $V_{BE} \approx 0,86$ V. À faible V_{BE} (pour 20 nm $V_{BE} < 0,2$ V et pour 60 nm $V_{BE} < 0,35$ V), I_B est supérieur à I_C et le gain en courant est négligé.

Le courant de base augmente légèrement avec une pente faible en raison de la recombinaison dans la couche de base. Les tracés de Gummel fournissent des informations importantes sur diverses caractéristiques HPT telles que la recombinaison dans la région de charge d'espace et la surface de recombinaison au niveau des couches (émetteur et/ou base) [27]. Au fur et à mesure que V_{BE} augmente ($V_{BE} \geq 0,6$ V), I_B continue à augmenter avec de petites augmentations du gain en courant. Par conséquent, la plage de fonctionnement du V_{BE} a été choisie entre 0,6 V et 0,86 V pour maintenir une sortie de courant stable. Le gain augmente, atteint un maximum puis diminue rapidement avec l'augmentation de la tension de base.

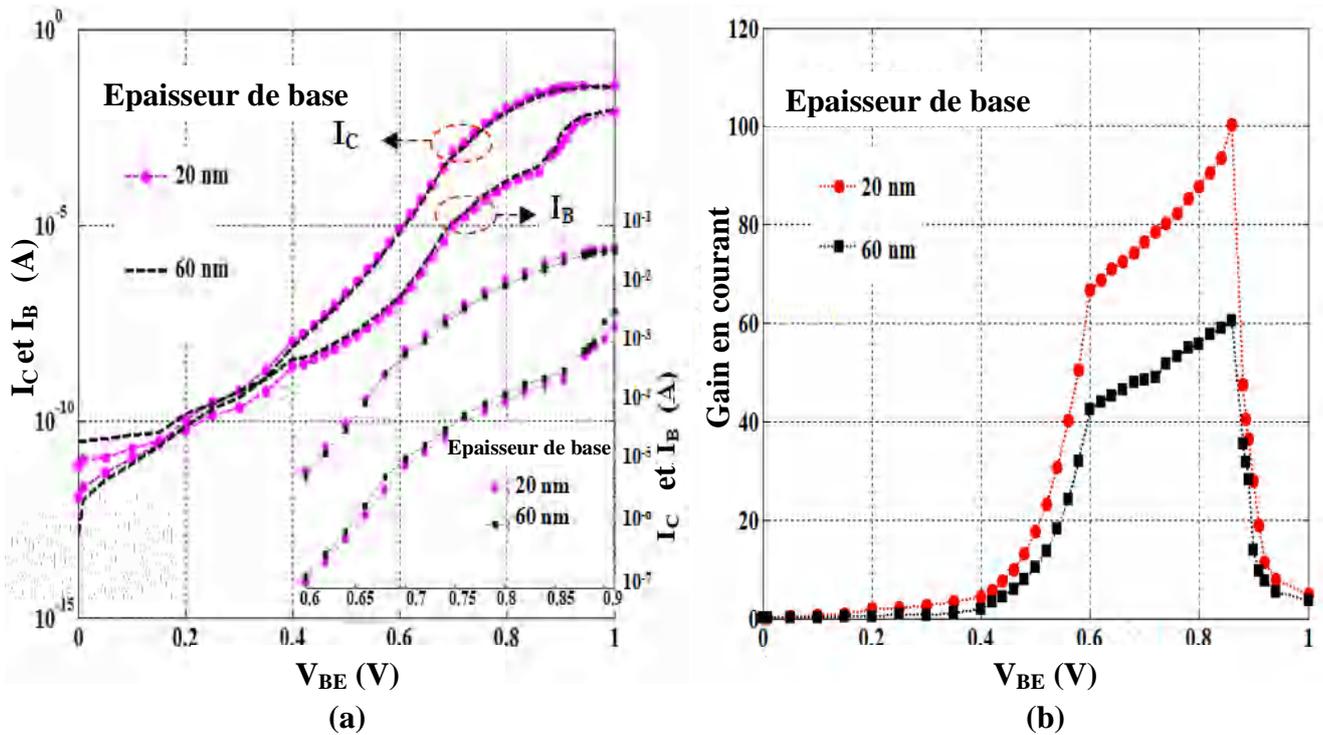


Figure IV.17 : (a) Courbe de Gummel (b) Gain en courant de HPT InP/InGaAs en fonction de la tension de polarisation (V_{BE}) pour des épaisseurs de base de 20 nm et 60 nm [26].

Le gain diminue après $V_{BE} \approx 0,86$ V car le courant de base augmente plus que le courant de collecteur à des tensions de polarisation plus élevées dans cette structure (l'effet Kirk).

L'effet de la variation de l'épaisseur de la base sur les performances du gain en courant est illustré sur la figure IV.17b. Il est évident que le gain en courant maximal est obtenu dans le cas d'une base mince.

Deux raisons expliquer cela : la réduction du temps de transit des électrons dans la base et le décalage de pseudo niveau de fermi est très large dans la base mince car les densités des trous est supérieur à celle de la base épaisse [28].

Avec une épaisseur de base croissante, il y a plus de recombinaison dans la région de base, ce qui entraîne une réduction du gain en courant global. Le courant et la modélisation du gain optique du phototransistor NPN InP/In_{0,53}Ga_{0,47}As sont améliorés par la diminution de l'épaisseur de la base de 60 nm à 20 nm. La réduction de l'épaisseur de la base peut diminuer la recombinaison des porteurs dans la base, de sorte que le gain en courant augmente [19]. Le maximum du gain en courant est passé de 60 à 100.

Les effets de l'épaisseur de la base sur les courants de base et de collecteur et le gain en courant sont décrits par la figure IV.18. Nous discutons d'abord des effets de l'épaisseur de la base sur I_B et I_C . La figure IV.18a montre la variation à la fois du courant de base et du courant de collecteur avec l'augmentation de l'épaisseur de base, démontrant que le courant de base augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de base contrairement au courant de collecteur.

L'augmentation de l'épaisseur de la base peut augmenter la recombinaison des électrons dans la base ce qui conduit à diminuer l'injection d'électrons vers le collecteur et donc à diminuer I_C . Ensuite, le gain en courant a été simulé en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes tensions base-émetteur.

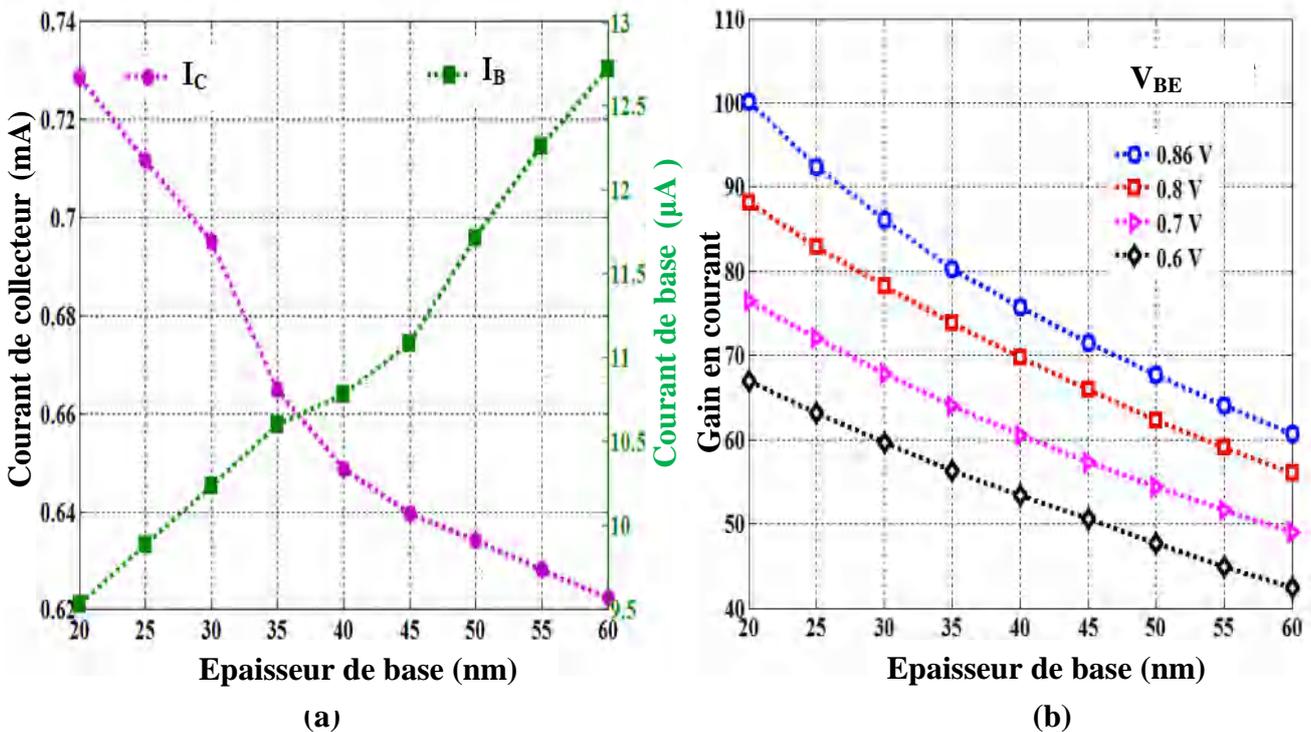


Figure IV.18 (a) Courant de Collecteur et courant de base en fonction de l'épaisseur de base, $V_{BE} = 0.7 V$ (b) Gain en courant simulé pour InP/InGaAs HPT en fonction de l'épaisseur de base pour différente V_{BE} [26].

Les résultats sont affichés sur la figure IV.18b, démontrent que le gain en courant dépend fortement de l'épaisseur de la base. Plus précisément, elle diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la base. Cette observation peut s'expliquer par le fait que l'efficacité de transmission de la base diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la base, diminuant ainsi le gain en courant [29]. Ainsi, une faible épaisseur de couche de base est préférée pour obtenir un gain en courant élevé. La base mince est bénéfique pour augmenter le gain de conversion des dispositifs car le décalage de niveau quasi-Fermi des trous sera plus grand pour la base mince par rapport à la base épaisse car la densité de trous dans la base mince est supérieure à celle de la base épaisse [30].

VI.2. Caractéristiques $I_C(V_{CE})$

En régime de polarisation émetteur commun, la tension émetteur-collecteur V_{CE} influe fortement sur les performances du transistor. Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ du phototransistor InP/InGaAs représentent les courants de collecteur I_C en fonction de V_{CE} pour plusieurs valeurs de courant de base.

La figure IV.19 présente la variation du courant de collecteur en fonction de tension de polarisation inverse V_{CE} pour des valeurs de courant de base qui se varie d'un pas $\Delta I_B = 100 \mu A$. Nous observons que le courant de collecteur pour une base de 20 nm est supérieur au courant résultant d'un phototransistor à base d'épaisseur 60 nm pour une même polarisation en courant. Cette différence du courant entre le HPT à base mince et l'autre à base épaisse dépend proportionnellement avec le courant de base.

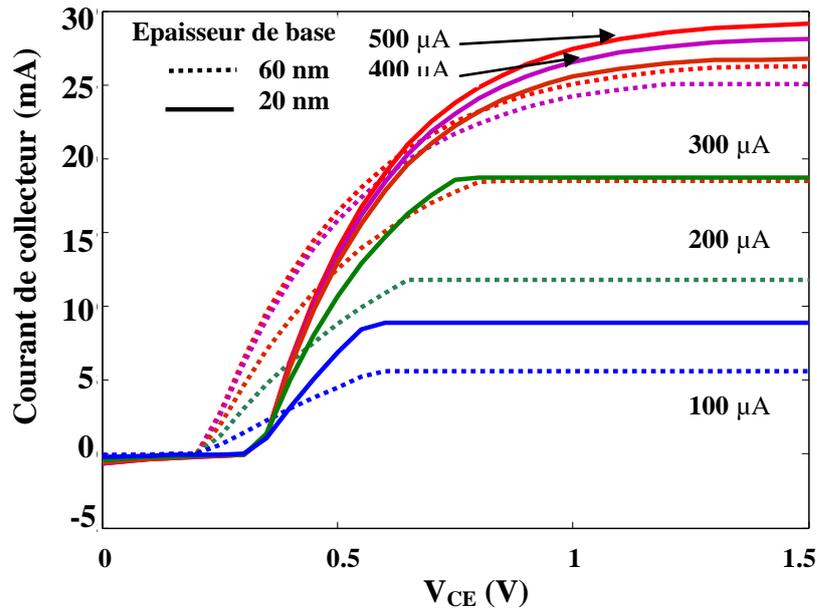


Figure IV.19 : Caractéristiques $I_C(V_{CE})$ pour deux épaisseurs de base 60 nm et 20 nm.

De plus, nous voyons un décalage entre les deux caractéristiques $I_C(V_{CE})$, où les courbes I_C augmentent rapidement pour un HPT à base épaisse avant celle de HPT à base mince. Ce qui implique que la jonction base-collecteur pour HPT (60 nm) passe en inverse par une V_{CE} inférieur à celui de HPT (20 nm). L'explication de tout ça se trouve dans les courbes de Gummel de la figure précédente, où nous observons que pour une même polarisation en courant I_B il faut appliquer au deux HPT deux tensions V_{BE} différentes, $V_{BE}(20\text{ nm}) > V_{BE}(60\text{ nm})$. Ceci démontre que $V_{BC}(20\text{ nm}) > V_{BC}(60\text{ nm})$ et avec l'augmentation de V_{CE} la tension $V_{BC}(60\text{ nm})$ s'annule avant $V_{BC}(20\text{ nm})$ et la jonction base-collecteur pour HPT (60 nm) passe en inverse avant celle de HPT (20 nm).

VI.3. Taux de photogénération

Le taux de photogénération du phototransistor InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As est montré sur la Figure IV.20.

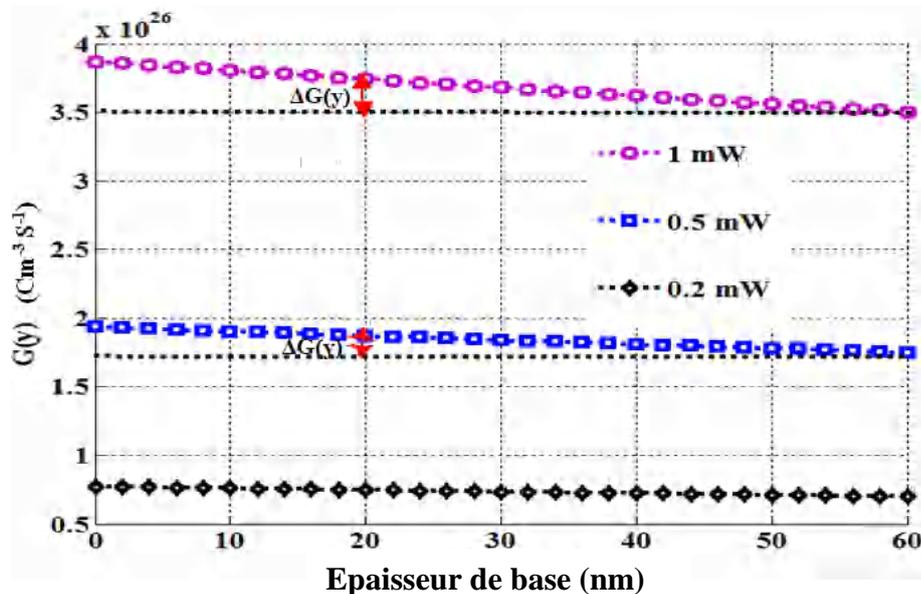


Figure IV.20 : Taux de photogénération du HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur de base pour différente puissances optiques, $\lambda=1.55\ \mu m$ [26].

Il montre que, le nombre de photons absorbés est plus élevé pour une plus grande puissance optique incidente à la surface de la base et ils diminuent avec l'épaisseur du dispositif.

Pour la base mince (20 nm), le nombre de porteurs photo-générés dans la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur est supérieur à ceux de la base épaisse (60 nm) de $\Delta G(y)$. Le terme $\Delta G(y)$ augmente avec l'augmentation de la puissance optique. La structure des couches n'affecte pas seulement les caractéristiques électriques du dispositif mais elle modifie également le mécanisme d'absorption [31].

VI.4. Photocourant et courant de photodiode

Lorsque les photons incidents sont absorbés, des paires électron-trou sont générées dans la base et le collecteur, et un photocourant primaire I_{ph} apparaît. Les électrons et les trous photo-générés sont séparés par le champ électrique dans la région du collecteur établi par la tension polarisée externe et dérivent respectivement vers le collecteur et la base. Les électrons photo-générés se sont déplacés vers le sous-collecteur où ils contribuent au courant de collecteur $I_C(I_{ph})$. Les trous dérivent dans la base s'accumulent et modifient le niveau quasi-Fermi dans la base. Cela crée une concentration élevée qui réduit la barrière de potentiel et conduit à l'injection de nombreux électrons dans la couche d'absorption [32-37]. Via la couche de base très mince d'InGaAs, la majorité des électrons sont injectés de l'émetteur au collecteur (I_{Phamp}) [38]. Le photocourant du phototransistor peut être écrit comme :

$$I_{Copt} = I_{Phamp} + I_{Ph} \quad (IV.7)$$

I_{Ph} est le courant photo-généré de la photodiode qui est la somme du courant photo-généré dans la base I_{PhB} , la région de déplétion B-C I_{PhDep} et le collecteur I_{PhC} et est donné par (IV.8), (IV.9) et (IV.10), respectivement.

$$I_{PhB} = -q A_{EB} G(0) [1 - \exp(-\alpha_b x_b)] \quad (IV.8)$$

$$I_{PhDep} = -q A_C G(x_b) [1 - \exp(-\alpha_{Dep} w)] \quad (IV.9)$$

$$I_{PhC} = -q A_C G(x_b+w) [1 - \exp(-\alpha_c x_c)] \quad (IV.10)$$

Où A_{EB} et A_C sont les zones de jonction émetteur-base et les régions de déplétion de collecteur, respectivement. $G(0)$, $G(x_b)$ et $G(x_b+w)$ sont les valeurs du taux de photogénération au niveau de l'émetteur-base ($x = 0$), de la région de déplétion de base-collecteur ($x = x_b$) et de la jonction collecteur-sous-collecteur ($x = x_b+w$) respectivement. α_b , α_{Dep} et α_c sont les coefficients d'absorption optique pour les couches de base, de déplétion de collecteur et de sous-collecteur, respectivement.

Afin d'avoir une analyse comparative claire entre le photocourant du HPT et le courant de la photodiode, un photocourant simulé pour une faible courant de polarisation ($I_B = 3,5$ nA) et dans le mode photodiode ($V_{BE} = 0$) est montré dans la Figure IV.21.

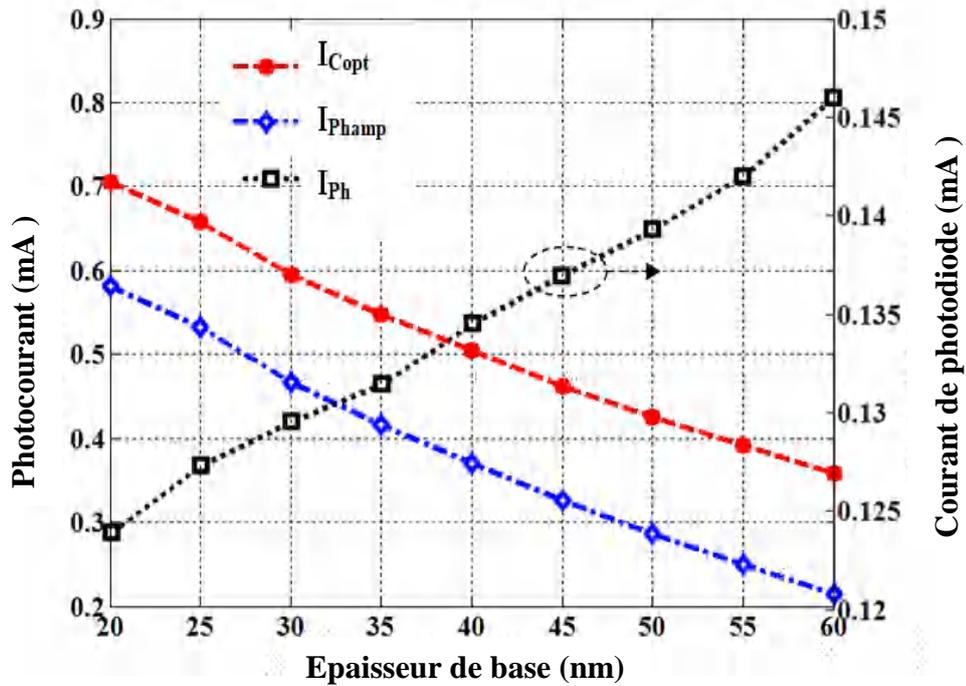


Figure IV.21: Photocourant et courant de photodiode en fonction de l'épaisseur de base pour $P_{opt}=1mW$ a $I_B = 3.5 nA$ et $\lambda = 1.55 \mu m$ [26].

Le photocourant I_{Copt} décroît et se comporte comme un photocourant amplifié I_{Phamp} en fonction de l'augmentation de l'épaisseur de la base. Ceci est prouvé par la diminution du taux de photogénération qui est simulé précédemment par rapport à l'épaisseur du phototransistor et la diminution du gain en courant (caractéristique électrique) avec l'épaisseur de la base. Contrairement à I_{Copt} le courant de la photodiode, I_{ph} augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la base. Nous pouvons expliquer cela, par la variation du courant photo-généré dans la base I_{PhB} avec différentes épaisseurs de base, qui est simulée sur la figure IV.22.

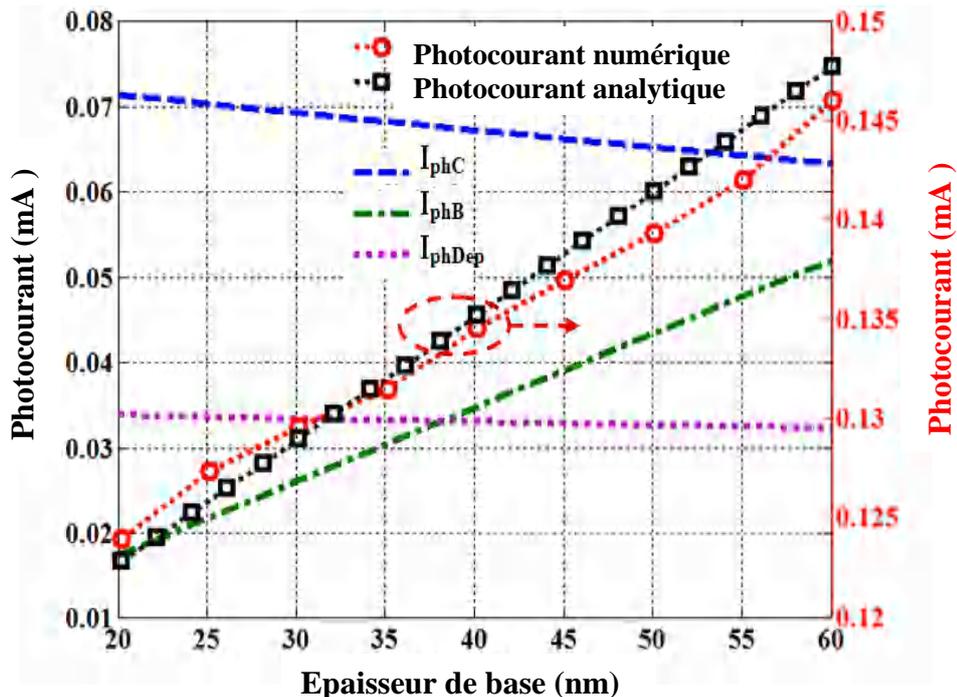


Figure IV.22: Photocourants numériques, analytiques et dans différentes couches de HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur de base pour $P_{opt}=1 mW$, $V_{BE} = 0 V$ et $V_{CE} = 1,5 V$ [26].

D'après les équations (IV.9) et (IV.10), nous voyons que les deux courants photo-générés dans la région de déplétion BC I_{PhDep} et le collecteur I_{PhC} sont inversement proportionnels à l'épaisseur de la base en raison du taux de photogénération décroissant. La variation du photocourant du HPT InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As en mode photodiode avec l'épaisseur de base est illustrée à la figure IV.22.

Sous éclairage optique, des électrons et des trous sont générés dans la base. La couche de base absorbante épaisse augmente le nombre de porteurs photo-générés et améliore les performances de fréquence de la photodiode à une tension émetteur-base très faible. Ainsi, le courant photo-généré dans la base I_{PhB} est proportionnel à l'épaisseur de la base. On note qu'il y a un très bon accord entre le photocourant numérique et analytique.

VI.5. Photocourant et courant d'obscurité

Lorsque le HPT est éclairé, le courant photo-généré contribue directement au gain et le courant de collecteur est donné par :

$$I_C = (\beta + \Delta\beta) (I_B + \Delta I_B) + I_{Ph} \quad (IV.11)$$

Où, $\Delta\beta$ est la différence entre le gain en courant (β_{ill}) sous-éclairage et le gain en courant (β) dans des conditions d'obscurité.

$$\Delta\beta = \beta_{ill} - \beta \quad (IV.12)$$

ET ΔI_B est la différence entre le courant de base (I_{Bill}) sous-éclairage et le courant de base (I_B) dans des conditions d'obscurité.

$$\Delta I_B = I_{Bill} - I_B \quad (IV.13)$$

Le courant de collecteur d'un HBT dans des conditions d'obscurité peut être donné comme

$$I_{Cdark} = \beta I_B \quad (IV.14)$$

En remplaçant (IV.14) en (IV.11), le courant de collecteur peut être écrit comme

$$I_C = I_{Cdark} \left(1 + \frac{\Delta I_B}{I_B} + \frac{\Delta\beta}{\beta} \right) + \Delta\beta \Delta I_B + I_{Ph} \quad (IV.15)$$

Le courant de collecteur est la somme des courants d'obscurité et optique et est donné par

$$I_C = I_{Cdark} + I_{Copt} \quad (IV.16)$$

De (IV.15) et (IV.16):

$$I_{Copt} = I_{Cdark} \left(\frac{\Delta I_B}{I_B} + \frac{\Delta\beta}{\beta} \right) + \Delta\beta \Delta I_B + I_{Ph} \quad (IV.17)$$

De (IV. 7) et (IV. 17), le courant amplifié peut être exprimé comme

$$I_{Phamp} = I_{Cdark} \left(\frac{\Delta I_B}{I_B} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \right) + \Delta \beta \Delta I_B \quad (IV. 18)$$

où $\frac{\Delta I_B}{I_B}$ and $\frac{\Delta \beta}{\beta}$ sont respectivement le courant de base relatif et le gain en courant relatif.

À partir de la figure IV.23, nous pouvons remarquer que le courant d'obscurité et le photocourant diminuent avec l'augmentation de l'épaisseur de la base. Cela peut s'expliquer par le fait que lorsque l'épaisseur de la base augmente, le gain en courant du dispositif diminue et cela est attribué à l'augmentation de la recombinaison provoquée par l'augmentation de l'épaisseur de la base. On constate que, dans la base mince et à $I_B = 10 \mu A$, le courant d'obscurité est supérieur au photocourant.

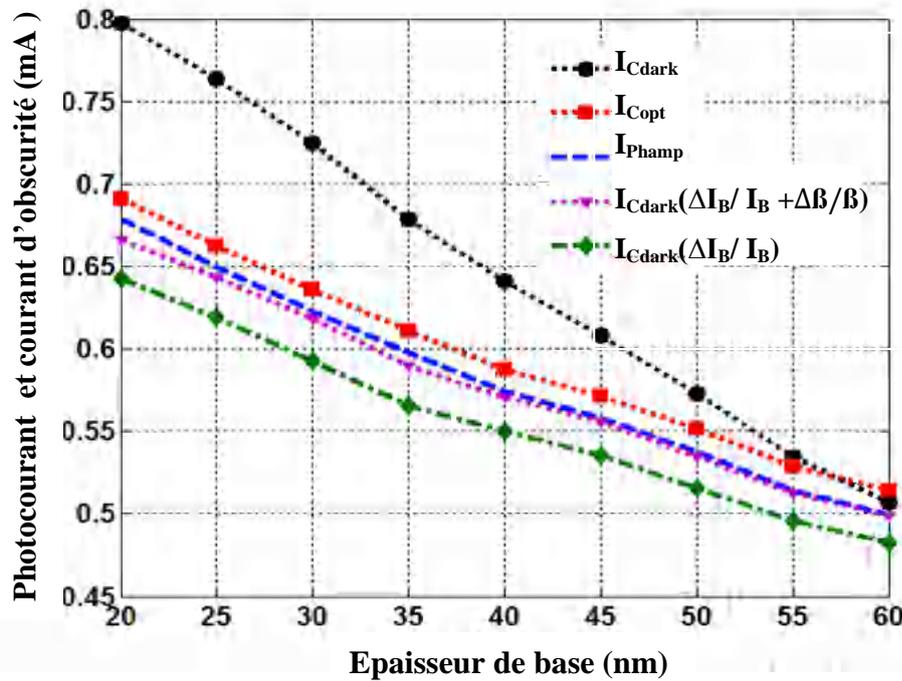


Figure IV.23: Photocourant et courant d'obscurité en fonction de l'épaisseur de base pour HPT InP/InGaAs pour une puissance optique de $100 \mu W$ avec $I_B = 10 \mu A$ et $V_{CE} = 1.5 V$ [26].

En comparant les courbes numériques avec l'équation (IV. 18), nous voyons que le courant amplifié est égal au premier terme de sorte que le second terme peut être négligé.

$$I_{phamp} \approx I_{Cdark} \left(\frac{\Delta I_B}{I_B} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \right) \quad (IV. 19)$$

Les deux courbes $\Delta \beta$ et $\Delta \beta \Delta I_B$ ont la même variation en fonction de l'épaisseur de base comme le montre la figure IV.24a. Le terme négligé $\Delta \beta \Delta I_B$ est attribué aux valeurs inférieures du courant de base de polarisation de l'ordre de μA .

Le courant relatif est simulé et comparé à un gain en courant relatif comme le montre la figure IV.24b.

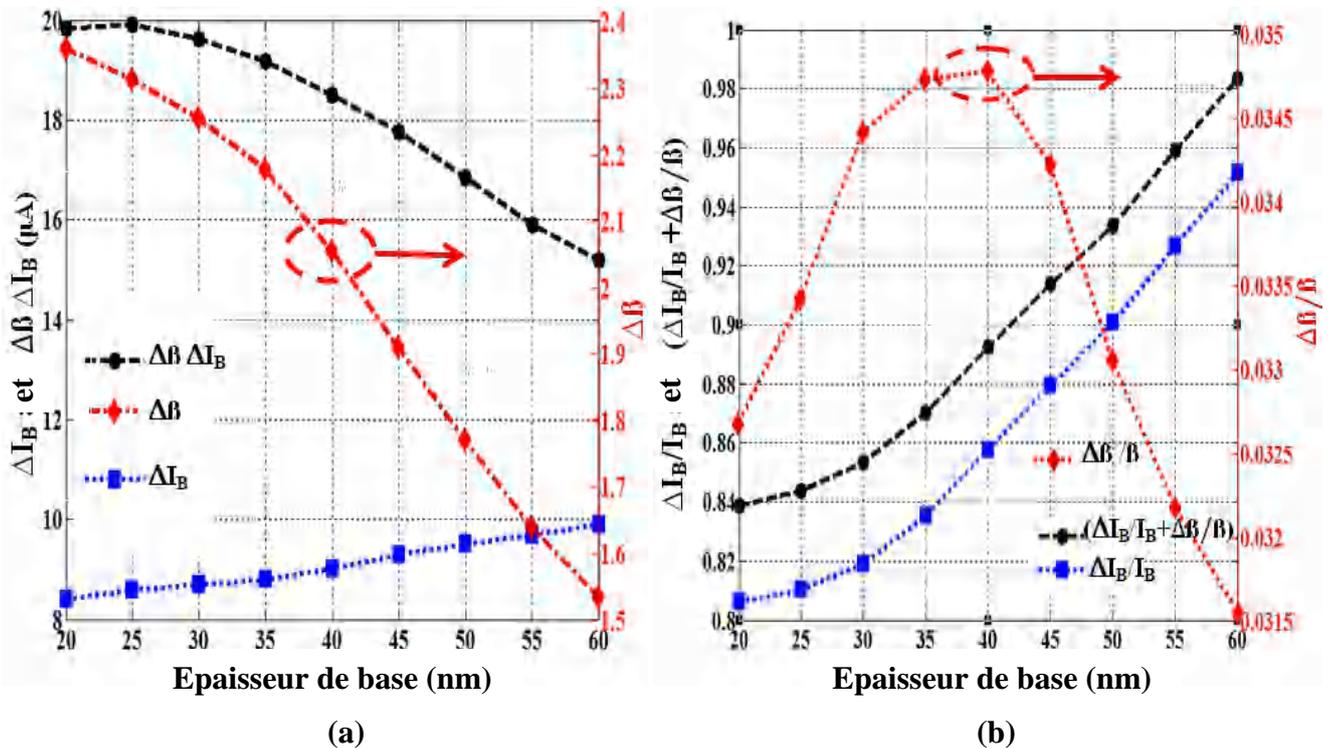


Figure IV.24 : Variation de (a) $\Delta\beta$, ΔI_B et $\Delta\beta \Delta I_B$ et (b) Courant de base relatif ($\Delta I_B/I_B$) et gain en courant relatif ($\Delta\beta/\beta$) avec l'épaisseur de base pour une puissance incidente de $100 \mu W$ à $I_B = 10 \mu A$ et $V_{CE} = 1.5 V$ [26].

Il est à noter que le courant de base est constant ($I_B = 10 A$) et ΔI_B augmente avec l'épaisseur de base, cependant le gain en courant β et l'excès en gain en courant $\Delta\beta$ provoqué par l'éclairage sont réduits par rapport aux épaisseurs de base. Le comportement du gain en courant relatif est différent et ses valeurs sont bien inférieures à celles du courant de base relatif comme on le voit sur la figure IV.24b. La somme du courant de base relatif et du gain en courant se comporte comme le courant de base relatif. Cela a prouvé la pente inférieure du photocourant par rapport au celle du courant d'obscurité.

Afin de montrer le comportement de chaque terme de l'équation (18) et leur impact dans le photocourant pour différentes épaisseurs de base et puissances incidentes, il est nécessaire de simuler ces termes et de les comparer au photocourant simulé numériquement, comme le montre la Figure IV.25 et IV.26.

Le photocourant et le courant amplifié varient linéairement avec la puissance optique incidente. Le phototransistor à base mince à une sensibilité plus élevée que celui à base épaisse, cela signifie que la pente du photocourant augmente avec la réduction de l'épaisseur de la base, comme le montre la Figure IV.25.

Afin d'obtenir un photocourant élevé par rapport au courant d'obscurité, une puissance optique plus élevée est nécessaire pour le dispositif à base mince par rapport à celui à base épaisse.

Pour $I_{Copt} \geq I_{Cdark}$, nous avons besoin d'une puissance optique supérieure à $118 \mu W$ pour une épaisseur de base de $20 nm$ et cette puissance optique est réduite en augmentant l'épaisseur de base ($P_{opt} = 100 \mu W$ pour une épaisseur de base de $60 nm$). On note que les valeurs des puissances optiques dépendent du courant de polarisation dans la base I_B .

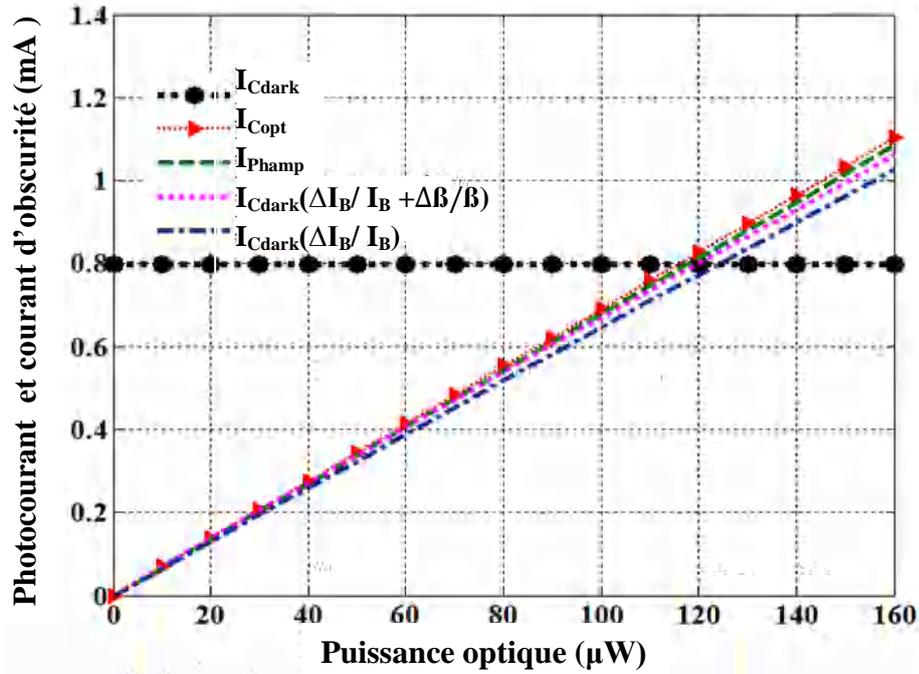


Figure IV.25 : Photocourant et courant d'obscurité en fonction de la puissance optique pour base mince (20 nm) à $I_B = 10 \mu A$ [26].

La figure IV.25, montre également la séparation des quatre composantes de courants pour les fortes puissances optiques incidentes, par rapport à celles-ci pour les faibles puissances optiques où elles se superposent. Nous pouvons expliquer cela, par le courant de photodiode négligé à une faible puissance optique. Ainsi, les équations (IV. 7) et (IV. 19) deviennent respectivement :

$$I_{Copt} = I_{Phamp} \tag{IV. 20}$$

$$I_{Phamp} \approx I_{Cdark} \left(\frac{\Delta I_B}{I_B} \right) \tag{IV. 21}$$

Les deux termes $I_{Cdark}(\Delta\beta/\beta)$ et $\Delta\beta \Delta I_B$ sont négligés dans la faible puissance optique, comme le montre la figure IV.26.

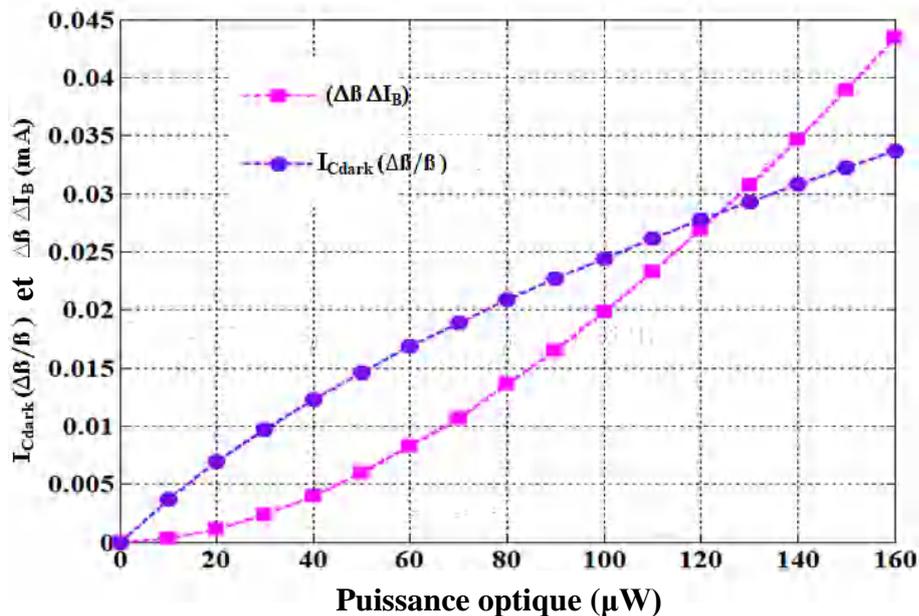


Figure IV.26: $I_{Cdark}(\Delta\beta/\beta)$ et $\Delta\beta \Delta I_B$ pour différentes puissances optiques à $I_B = 10 \mu A$ et $V_{CE} = 1.5 V$ [26].

A haute puissance incidente, dans l'équation (IV. 18), le terme ΔI_B augmente rapidement et devient supérieur à $I_{C\text{dark}}(\Delta\beta/\beta)$. Ce résultat peut expliquer la séparation des courbes de la figure IV.25, qui est induite par l'augmentation du gain en courant excédentaire. Ainsi, avec la base mince et la puissance incidente plus élevée, le courant amplifié devrait être exprimé par l'équation (IV. 18).

Maintenant, nous avons examiné l'effet de l'épaisseur de la base et de la puissance optique incidente sur le potentiel, la densité d'électrons et les diagrammes de bandes d'énergie.

VI.6. Potentiel électrostatique dans la base

Lorsque l'épaisseur de la base augmente, la densité des trous photogénérés injectés par le champ diminue ce qui conduit à l'augmentation de la barrière de potentiel de jonction émetteur-base (Figure IV.27).

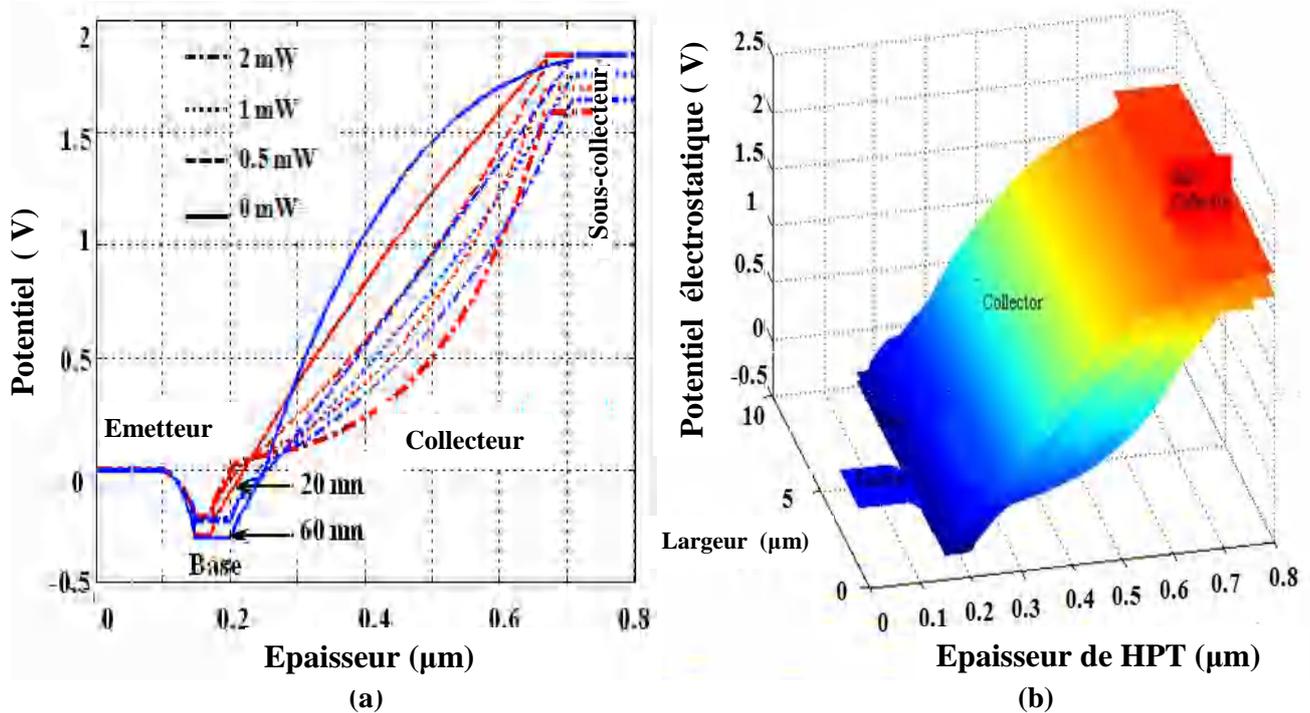


Figure IV.27 : Potentiel électrostatique pour le HPT InP/InGaAs (a) Par rapport à l'épaisseur du HPT (b) Par rapport à l'épaisseur et à la largeur du HPT pour différentes puissances incidentes à $I_B = 10 \mu\text{A}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [26].

La barrière de potentiel réduite est principalement causée par l'augmentation de la puissance optique incidente (2 mW) et la base mince. La barrière de potentiel dans les jonctions émetteur-base et base-collecteur est réduite non seulement par la base mince mais aussi par la puissance incidente élevée (2 mW).

La réduction de la barrière de potentiel dans la jonction base-collecteur due à une injection élevée (effet Kirk) est clairement visible sur la figure IV.27b. Ces résultats suggèrent qu'une injection élevée peut affecter le sous-collecteur.

VI.7. Diagramme de bande d'énergie

Nous pouvons également montrer la variation des diagrammes de bandes d'énergie pour la structure aux bases minces et épaisses avec une puissance incidente croissante sur la figure IV.28.

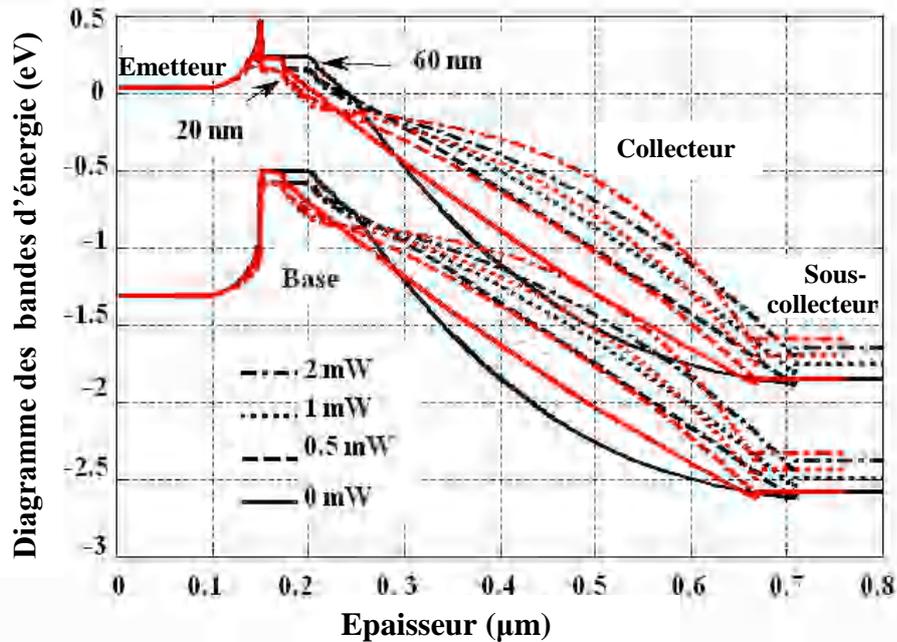


Figure IV.28 : Diagrammes des bandes d'énergie pour le HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur du HPT pour différentes puissances incidentes à $I_B = 10 \mu A$ et $\lambda = 1.55 \mu m$ [26].

La bande de conduction de la base diminue clairement avec la diminution de l'épaisseur de la base. L'augmentation de la puissance optique a également le même effet dans la bande de conduction. Mais au contraire, l'injection de trous est empêchée par la bande de valence croissante.

VI.8. Densité des électrons

Ces résultats suggèrent qu'une faible épaisseur de base et une puissance incidente élevée sont préférables pour obtenir une injection élevée des électrons depuis l'émetteur vers la base, comme le montre la figure IV.29.

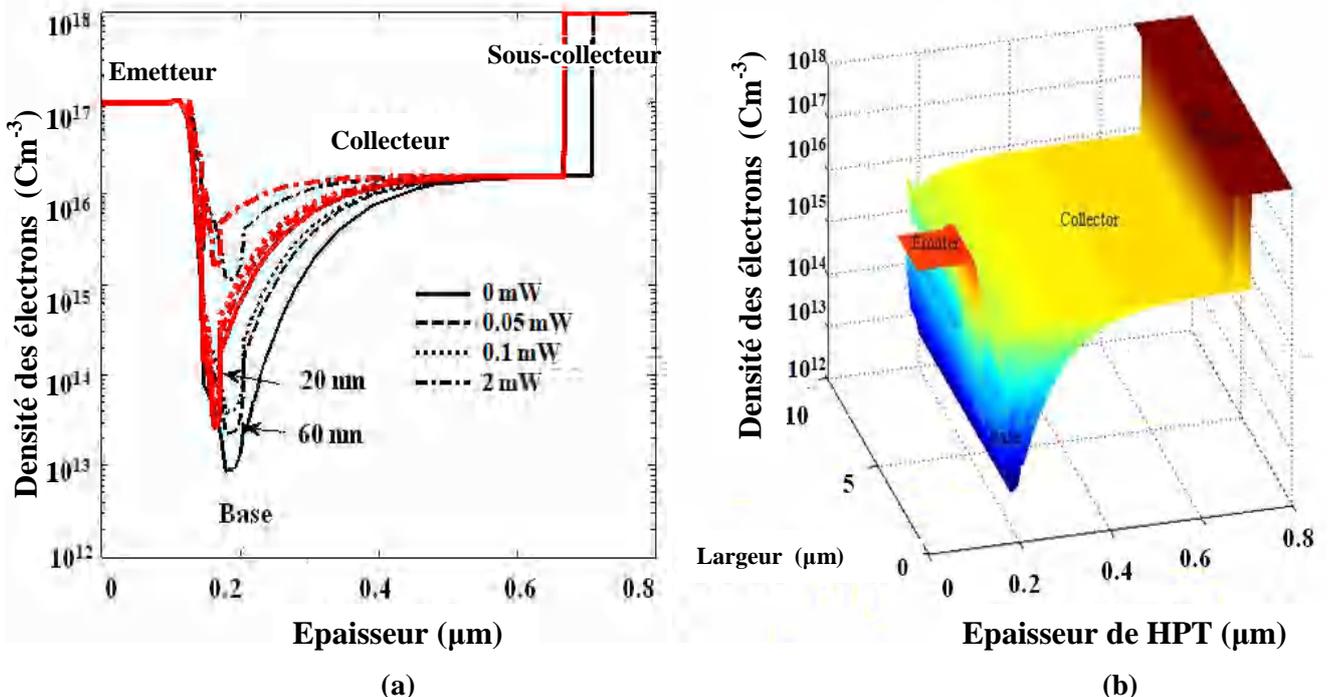


Figure IV.29 : Densité des électrons pour le HPT InP/InGaAs (a) Par rapport à l'épaisseur du HPT (b) Par rapport à l'épaisseur et à la largeur du HPT pour différentes puissances incidentes, à $I_B = 10 \mu A$ et $\lambda = 1.55 \mu m$ [26].

Ainsi, pour obtenir un gain en courant et un gain optique élevé, une base mince avec une lumière élevée est préférée pour injecter une densité d'électrons élevée de l'émetteur au collecteur. Par conséquent, une épaisseur de base de 20 nm a été considérée comme optimale dans ce travail.

Dans cette section, les effets de la puissance optique incidente et du courant de polarisation de base sur le potentiel électrostatique et la densité des électrons dans la couche de base sont décrits. Nous discutons d'abord du potentiel électrostatique, la figure IV.30a, montre le potentiel électrostatique en fonction de la puissance optique pour différents courants de base dans la couche de base.

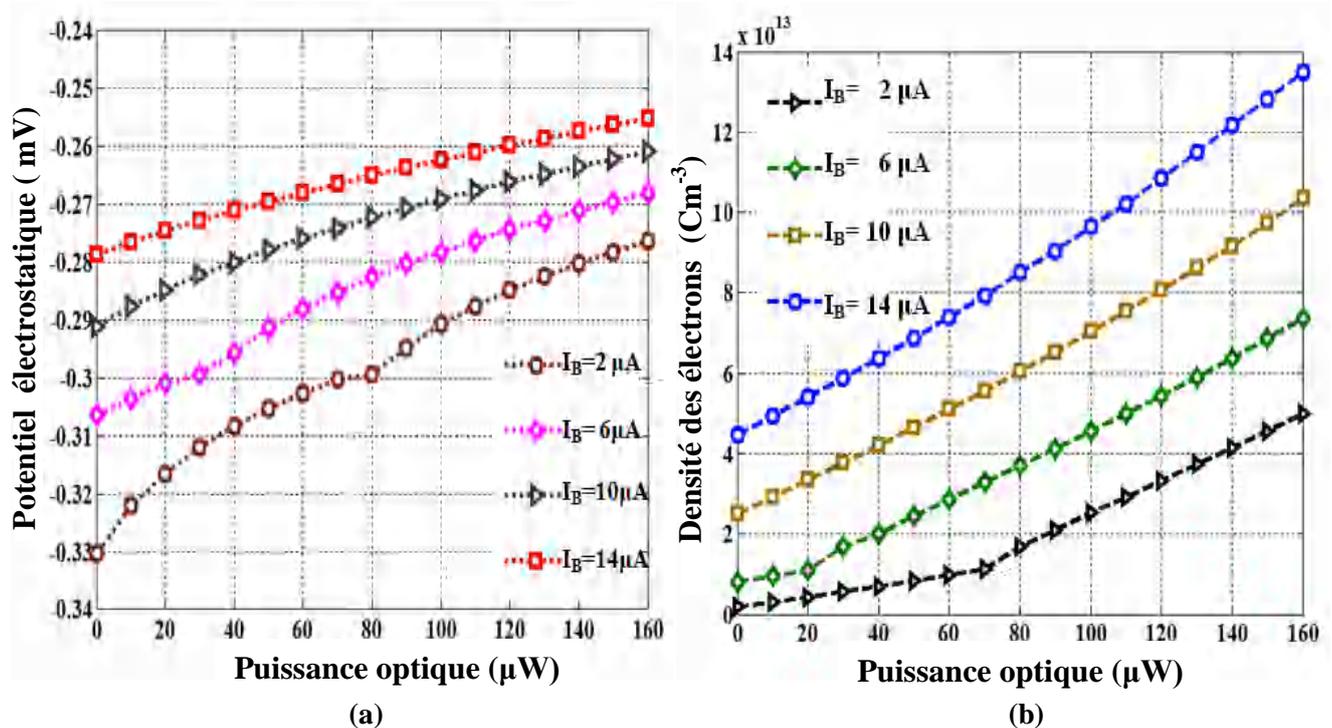


Figure IV.30 : Variation de (a) Potentiel électrostatique (b) Densité des électrons dans la base pour le HPT InP/InGaAs Avec différent courants de base à $\lambda = 1.55 \mu m$ [26].

Avec l'augmentation de la puissance optique, le potentiel augmente légèrement avec l'augmentation du courant de base. C'est la même chose pour la variation de la densité des électrons, mais avec une pente croissante lorsque le courant de base augmente (Figure IV.30b). Ces résultats sont similaires à l'effet de la tension base-émetteur (V_{BE}) sur le potentiel et la densité des électrons.

VI.9. Sensibilité de HPT

Après avoir déterminé le gain en courant, le photocourant, le courant d'obscurité, le potentiel, les diagrammes de bandes d'énergie et la densité des électrons, nous simulons enfin la sensibilité optique et le gain optique des HPT NPN InP/InGaAs proposés. La modélisation de la sensibilité optique du HPT NPN InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As est réalisée en modélisant avec précision le flux optique absorbé dans la région active du dispositif (base). Le rapport du photocourant I_{Copt} à la puissance optique P_{opt} est appelé sensibilité et pour les HPT, il peut être écrit [39].

$$R_{HPT} = \frac{I_{Copt}}{P_{opt}} \tag{IV. 22}$$

En substituant (IV. 7) à (IV. 22), la sensibilité peut s'écrire sous la forme

$$R_{HPT} = \frac{I_{phamp}}{P_{opt}} + \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \tag{IV. 23}$$

$$R_{HPT} = R_{amp} + R_{Ph} \tag{IV. 24}$$

La sensibilité simulée pour HPT NPN InP/InGaAs et photodiode avec une épaisseur de base croissante est présenté sur la Figure IV.31.

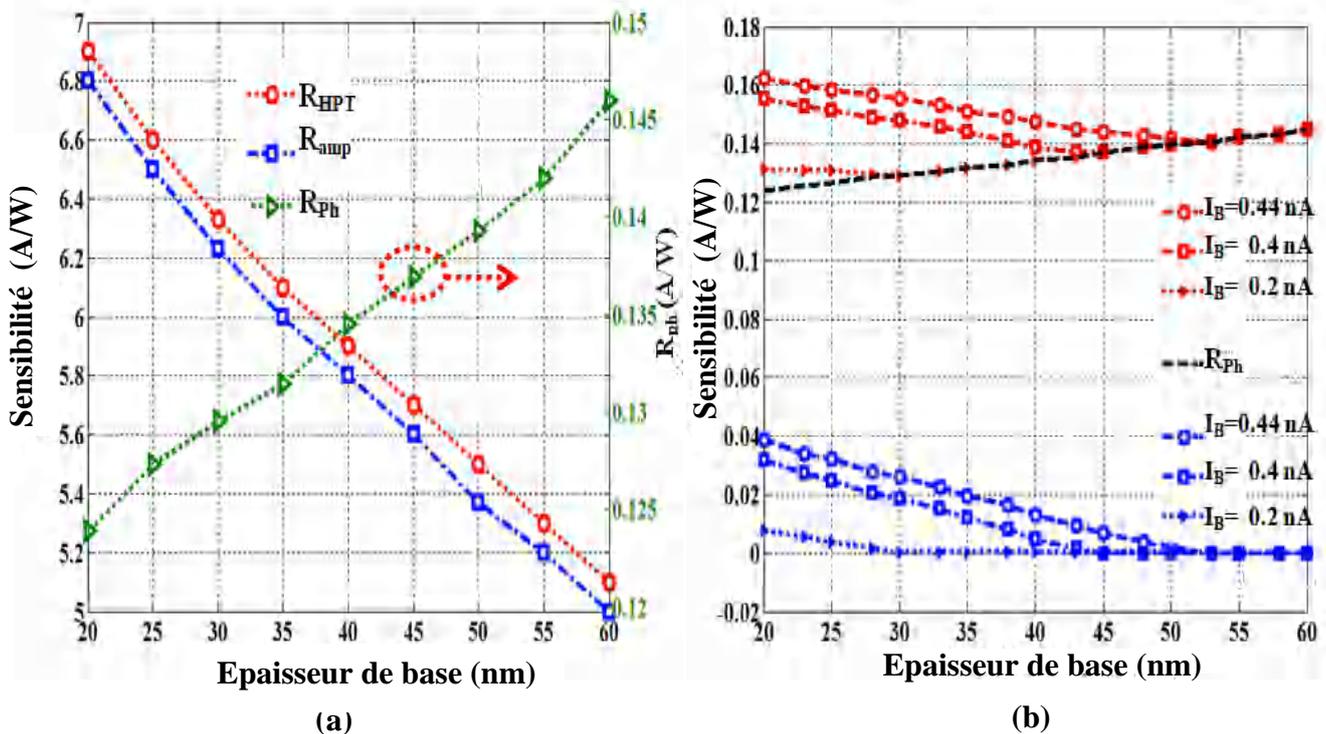


Figure IV.31 : Sensibilité simulée pour le HPT InP/InGaAs et la photodiode en fonction de l'épaisseur de la base (a) à $I_B = 10 \mu A$ (b) pour différents courants de base, $\lambda = 1.55 \mu m$ [26].

La Figure IV.31a montre que la sensibilité du phototransistor R_{Hpt} est très élevée que celle de la photodiode R_{Ph} ($R_{HPT} \approx R_{amp}$) en raison de l'amplification. La variation de la sensibilité avec l'épaisseur de la base est similaire à celle du photocourant. Le HPT est plus sensible avec la base fine 20 nm contrairement à la photodiode qui a une grande sensibilité avec une base épaisse.

Nous avons simulé la sensibilité à très faible courant de polarisation de base afin de comparer la sensibilité du HPT et celle de la photodiode (R_{HPT} et R_{Ph}), Figure IV.31b. A très faible polarisation en courant dans la base de ($\sim nA$), lorsque $R_{amp} > 0$, la sensibilité du phototransistor R_{Hpt} est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la base puis cette variation change à $R_{amp} = 0$, en mode photodiode, et elle devient proportionnelle (Figure IV.31b).

VI.10. Gain en courant et gain optique

Le gain optique en courant G_{opt} est défini comme le rapport du courant de collecteur I_{Copt} sur le courant photogénéré à basse fréquence dans le mode photodiode I_{ph} .

$$G_{opt} = \frac{I_{Copt}}{I_{Ph}} \tag{IV. 25}$$

En remplaçant (IV. 7) dans (IV. 25), le gain optique en courant peut être écrit comme

$$G_{opt} = \frac{I_{Phamp}}{I_{Ph}} + \frac{I_{Ph}}{I_{Ph}} \tag{IV. 26}$$

$$G_{opt} = G_{amp} + 1 \tag{IV. 27}$$

Selon l'équation (IV. 19), le gain optique en courant amplifié peut être écrit comme

$$G_{amp} \approx \frac{I_{Cdark}}{I_{Ph}} \left(\frac{\Delta I_B}{I_B} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \right) \tag{IV. 28}$$

Le gain optique en courant amplifié causé par le courant de base relatif est exprimé comme

$$G_{amp1} = \frac{I_{Cdark}}{I_{Ph}} \left(\frac{\Delta I_B}{I_B} \right) \tag{IV. 29}$$

La diminution assez faible du gain optique est présentée par la Figure IV.32a. Cette diminution est causée par la décroissance des deux courants à la fois, le courant du phototransistor et le courant de la photodiode, avec l'augmentation de l'épaisseur de la base. A $I_B = 10 \mu A$ et avec la base mince, le phototransistor a un gain en courant de 77, en raison de la faible recombinaison dans la base. Cependant, dans la base épaisse (60 nm) la recombinaison des électrons augmente dans la base et aussi à l'interface de la jonction base-émetteur. Le courant de base augmente avec cette recombinaison et le résultat est un faible gain en courant ($\beta = 48$).

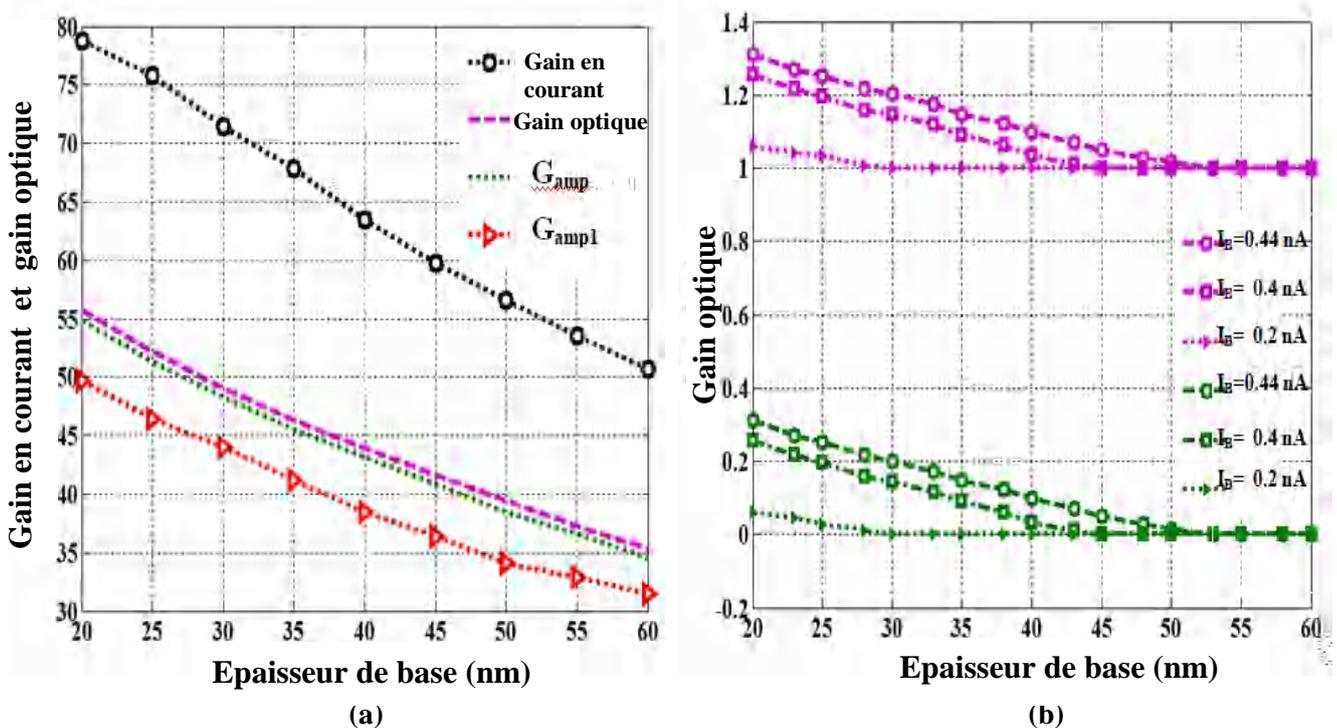


Figure IV.32 : Gain optique simulé pour le HPT InP/InGaAs en fonction de l'épaisseur de base (a) Comparé au gain en courant simulé à $I_B = 10 \mu A$ (b) pour différents courants de base à $P_{opt} = 1 \text{ mW}$ and $\lambda = 1.55 \mu m$

[26].

Le gain optique se comporte comme le gain en courant amplifié causé par le courant de base relatif G_{amp} qui est affecté par la variation de $\Delta I_B/I_B$ en fonction des épaisseurs de base, comme nous l'avons vu précédemment sur la Figure IV.24. Cela explique la pente inférieure du gain optique par rapport au gain en courant.

Dans les très faibles polarisations en courant ($I_B \sim nA$) lorsque $G_{amp} > 0$, le gain optique G_{opt} est inversement proportionnel à l'épaisseur de la base. Cette variation change à $G_{amp} = 0$, en mode photodiode, et elle devient $G_{opt} = 1$ (Figure IV.32b).

VII. Comparaison entre les résultats numériques, analytique et expérimentales.

Pour calibrer et tester la précision de la méthode, sur la base de notre model de simulation numérique, nous avons comparé notre résultats numérique, analytique avec les valeurs expérimentales obtenus par des équipes de recherche.

VII.1. Courant de collecteur

Nous avons calculé le courant de collecteur du HPT à base InGaAs 100 nm en fonction de la puissance optique incidente et comparé les résultats numériques avec les valeurs expérimentales obtenues de [40], comme illustré sur la Figure IV.33. Nous notons que, dans cette section, nous avons modifié les couches et le niveau de dopage de l'Émetteur, de la Base, du Collecteur et du Sous-collecteur pour notre HPT. Cette modification est similaire à celle obtenue par [40]. La figure IV.33 montre qu'il y a un très bon accord entre les résultats numériques et mesurés.

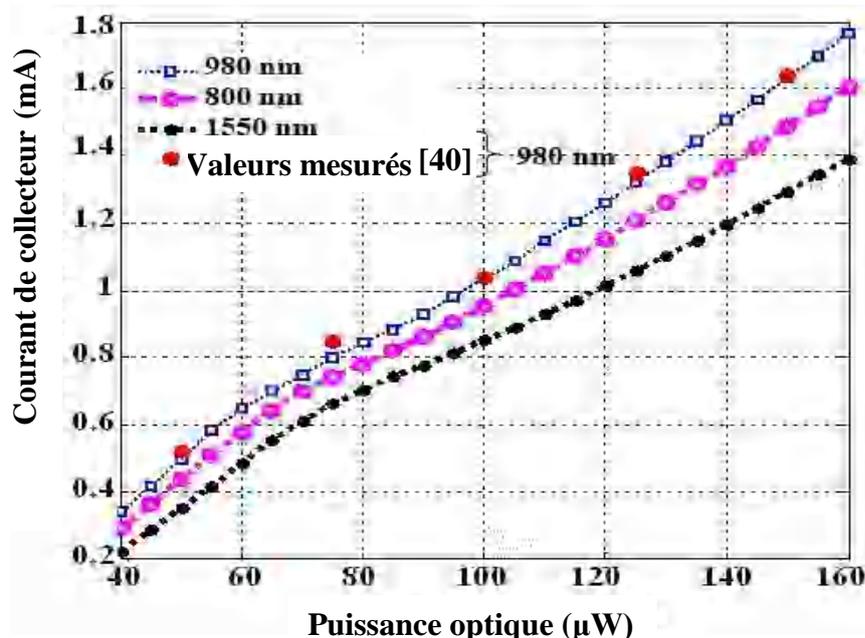


Figure IV.33: Courant de collecteur simulé et mesuré en fonction de la puissance optique pour différentes longueur d'onde [13].

On voit en outre que la sensibilité dépend de la longueur d'onde. La Sensibilité du HPT est d'environ 11 A/W à 980 nm contrairement à celle à 800 nm et 1550 nm qui ont des sensibilité de 10 A/W et 9 A/W respectivement.

VII.2. Sensibilités

Cette modification est similaire à celle obtenue par [5]. La figure IV.34 montre qu'il y a un très bon accord entre les résultats numériques et à la fois analytiques et mesurés

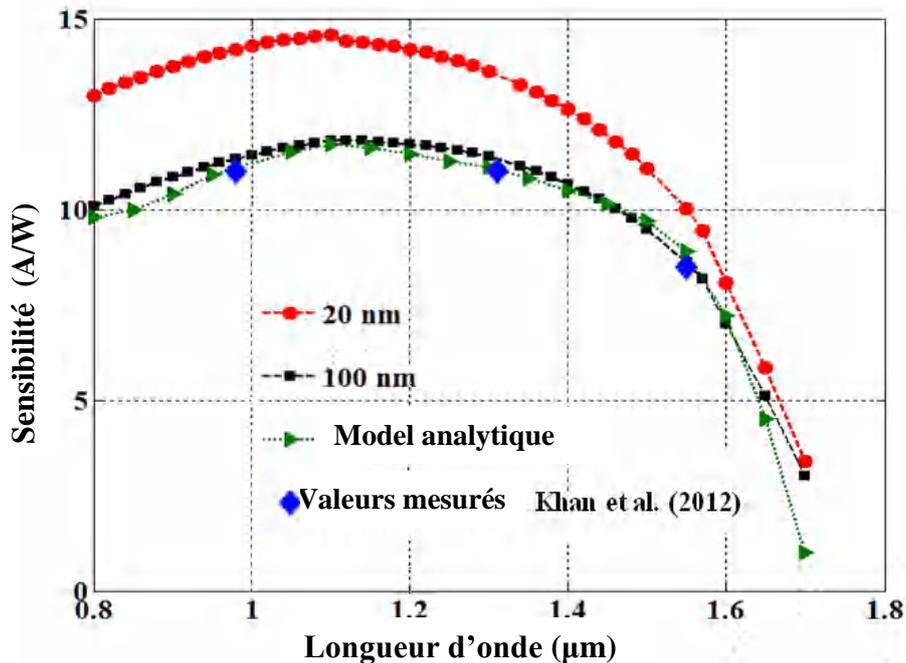


Figure IV.34: Valeur simulée, analytique et mesurée de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour deux différentes épaisseurs de base [26].

On voit en outre que la sensibilité dépend de la longueur d'onde et de l'épaisseur de la base. La sensibilité du HPT est d'environ 12 A/W à 1100 nm pour le HPT à base épaisse (100 nm) contrairement à celle à base fine (20 nm) qui a une sensibilité de 14,7 A/W.

VIII. Conclusion

En résumé, nous avons réalisé deux parties de simulation numérique pour un phototransistor à hétérojonction bipolaire InP/InGaAs.

Dans la première partie, pour mieux comprendre le principe de fonctionnement de ce composant sous un courant de polarisation de base externe, nous avons comparé les caractéristiques électriques simulées pour un faible et fort courant de base et pour différentes puissances optiques. Ces résultats montrent que sous un courant de polarisation de base plus élevé, le phototransistor peut être entré dans le régime de forte injection (effet Kirk) pour des plus faibles valeurs de puissance optique. Cette valeur augmente avec la diminution du courant de polarisation de base. Nous présentons une analyse comparative de nos résultats obtenues à $I_B = 5 \mu\text{A}$ avec celles simulées à $I_B = 100 \mu\text{A}$ et nous avons constaté que pour $I_B = 5 \mu\text{A}$, la valeur de la puissance optique pour que le HPT atteigne la forte injection est trois fois supérieure à celle pour $I_B = 100 \mu\text{A}$.

Dans la deuxième partie, nous avons présenté dans ce travail l'impact de l'épaisseur de la base et de la

puissance optique sur les caractéristiques électriques et optiques du NPN InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As HPT. Les résultats suggèrent que le gain en courant passe de 60 à 100 en raison non seulement de l'augmentation du courant de collecteur, mais également de la diminution du courant de base lorsque l'épaisseur de base passe de 60 nm à 20 nm. L'analyse des résultats montrent que le gain en courant, le photocourant, le courant de photodiode, la responsivité et le gain optique dépendent fortement de l'épaisseur de la base, de la puissance optique incidente et du courant de polarisation de la base. La pente inférieure du photocourant I_{Copt} en fonction de l'augmentation de l'épaisseur de la base par rapport au courant d'obscurité I_{Cdark} est causée par l'augmentation du courant de base qui est attribuée à la recombinaison croissante des électrons photo-générés dans la base. La base mince et la puissance optique élevée entraînent une augmentation de l'injection des électrons de l'émetteur vers la base en réduisant la barrière de potentiel électrique émetteur-base et la bande de conduction dans la base. Enfin, les résultats rapportés ici ont prouvé que le HPT est plus sensible avec la base mince de 20 nm, une sensibilité de 14,7 A/W pour une longueur d'onde de 1100 nm est atteinte, avec un gain en courant et un gain optique élevés. Un bon accord qualitatif entre les résultats numériques et à la fois analytiques et mesurés est obtenu.

IX. Références bibliographiques

- [1] M.N. Abedin, T.F. Refaat, O.V. Sulima, U.N. Singh : "AlGaAsSb-InGaAsSb HPTs with high optical gain and wide dynamic range". *IEEE Trans. Electron Devices* **51**(12), 2013–2018. 2004.
- [2] M. Liu, et al. : "High-performance InGaAs/InP single-photon avalanche photodiode". *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **13**(4), 887–894. 2007.
- [3] M. Razaeei, M.S. Park, C. Rabinowitz, C.L.Tan, S. Wheaton, M.U Imer, H. Mohseni : "InGaAs based heterojunction phototransistors": Viable solution for high speed and low-noise short wave infrared imaging. *Appl. Phys. Lett.* **114**(16), 161101. 2019.
- [4] M.S. Park, M. Razaeei, K. Barnhart, C.L. Tan, H. Mohseni: "Surface passivation and aging of InGaAs/InP heterojunction Phototransistors". *Appl. Phys. Lett.* **121**(23), 233105. 2017.
- [5] H. A. Khan, A. A. Rezazadeh, R. Saleem: "Impact of collection efficiency on the optical responsivity of lattice matched InP/InGaAs heterojunction phototransistors". *Japan J. Appl. Phys.* **51**(7), 072202. 2012.
- [6] S. Datta, K.P. Roenker, M.M. Cahay: "A thermionic-emission-diffusion model for graded base Pnp heterojunction bipolar transistors". *J. Appl. Phys.* **83**(12), 8036–8045. 1998.
- [7] L.Y. Leu, J.T. Gardner, S.R. Forrest: "A high-gain, high-bandwidth In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP heterojunction phototransistor for optical communications". *J. Appl. Phys.* **69**(2), 1052. 1991.
- [8] C. Soci, A. Zhang, B. Xiang, S. A. Dayeh, D. Aplin, J. Park, Y. Bao, H. Lo, D. Wang: "ZnO nanowire UV photodetectors with high internal gain". *Nano Lett.* **7**(4), 1003–1009. 2007.
- [9] S. Sett, A. Ghatak, D. Sharma, G. P. Kumar, A. K. Raychaudhuri : "Broad band single Germanium nanowire photodetectors with surface oxide-controlled high optical gain". *J. Phys. Chem C.* **122**(15), 8564–8572. 2018.
- [10] N. Yavarishad, T. Hosseini, E. Kheirandish, C.P. Weber, and N. Kouklin : " Room-temperature self-powered energy photodetector based on optically induced Seebeck effect in Cd₃As₂". *Appl. Phys. Express* **10**, 052201. 2017.
- [11] J.H. Jung, M.J. Yoon, J.W. Lim, Y.H. Lee, K.E. Lee, D.H. Kim, and J.H. Oh : "High-performance UV-Vis-NIR phototransistors based on single-crystalline organic semiconductor-gold hybrid nanomaterials". *Adv. Funct. Mater.* **27**, 1604528. 2017.
- [12] M. S. Park, J.H. Jang : " Enhancement of optical gain in floating-base InGaP–GaAs heterojunction phototransistors". *IEEE Photonics. Technol. Lett.*; **22**: 1202. 2010.
- [13] Z. Kara Mostefa , M.L. Bouchareb, A. Chaabi " Impact of base bias current and incident optical power on the InP/InGaAs heterojunction phototransistor performances", *Optical Materials*, Vol 123,pp.111888, Jan 2022.
- [14] J.L. Polleux, "Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes", Thèse de doctorat, CNAM Paris, 24 Oct. 2001.
- [15] R.A. Milano, P.D. Dapkus et G.E. Stillman " An Analysis of the Performance of Heterojunction Phototransistors for Fiber Optic Communications ", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 29, n°2, p.266-274, février 1982.
- [16] F. Moutier, "Modélisation et Evaluation des Performances des Phototransistors Bipolaires à Hétérojonction SiGe/Si pour les Applications Optique-microondes Courtes Distances" Thèse de doctorat, Univ. Marne-La-Vallée, 13 Dec. 2006.
- [17] H. Kumar, R. Basu : "Impacts of emitter layer thickness on the cutoff frequency of GeSn/Ge heterojunction phototransistors". *Computers and Devices for Communication* pp 222-226, February 2021.
- [18] A. Dehzangi, J. Li, D. Wu : "Type-II superlattices-based heterojunction phototransistors for high speed applications". *Infrared Physics and Technology* **108**(3):103350, May (2020).
- [19] J. Chen, and M. Zhu : Performance optimization of Pnp InGaAs/InP heterojunction phototransistors. *Applied Physics a-Materials Science & Processing*, vol. 122, no. 12, December 2016.
- [20] A. Dehzangi, A. Haddadi, S. Adhikary, and M. Razeghi : "Impact of scaling base thickness on the performance of heterojunction phototransistors". *Nanotechnology*, vol. 28, no. 10, pp. 10LT01 2017.

- [21] A. Haddadi, A. Dehzangi, R. Chevallier, T. Yang, and M. Razeghi : "Type-II InAs/GaSb/AlSb superlattice-based heterojunction phototransistors": back to the future. *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics* Xv. vol. 10540, 2018.
- [22] H. Kumar, R. Basu : "Effect of active layer scaling on the performance of $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ phototransistors". *IEEE Trans. Electron Devices*. 66, 3867–3873. 2019.
- [23] J. Li, A. Dehzangi, M. Razeghi : "Performance analysis of infrared heterojunction phototransistors based on type-II superlattices". *Infrared Physics and Technology* 113(14):103641, January 2021.
- [24] J. P. Helme, P. A. Houston, and C. H. Tan : "Large-signal charge control modeling of photoreceivers for applications up to 40 Gb/s". *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 45, no. 7, pp. 833–839, Jul. 2009.
- [25] H. Kamitsuna : " Ultrawideband monolithic photoreceivers using HBT compatible HPT's with novel base circuits, and simultaneously integrated with an HBT amplifier". *J. Lightw. Technol.*, vol. 13, no. 12, pp. 2301–2307, 1995.
- [26] Z. Kara Mostefa · M. L. Bouchareb · A. Chaabi : "Performances analysis of InP/InGaAs heterojunction bipolaire phototransistor for different base thicknesses", *Optic and Quant Elect*, 53, 419, Juil 2021.
- [27] R. Sridhara, S. M. Frimel, K. P. Roenker, N. Pan, and J. Elliott: "Performance enhancement of GaInP/GaAs heterojunction bipolar phototransistors using DC base bias " *J. Lightw. Technol.*, vol. 16, no. 6, pp. 1101–1106, 1998.
- [28] M. Lijadi : " Transistors bipolaire a hétérojonction : développement d'une filière InP/GaAsSb pour applications ultra-rapides", Thèse de doctorat, Paris VI - Pierre et Marie Curie, 23 sept. 2005.
- [29] Y. Zhang, C. Li, S.Y. Chen, H.-K. Lai, and J.-Y. Kang: "Numerical analysis of SiGe heterojunction bipolar phototransistor based on virtual substrate". *Solid-State Electron.*, vol. 52, no. 11, pp. 1782–1790, 2008.
- [30] O. Bonnaud : "Physiques des solides, des semiconducteurs et dispositifs". *Electronic and Telecommunication. institute of Rennes*, 2003.
- [31] H. A. Khan, A. A. Rezazadeh, and S. C. Subramaniam: "Spectral response modelling of heterojunction phototransistors for short wavelength transmission". *Proc. European Microwave Integrated Circuit*. p. 346. 2008.
- [32] O.G. Memis et al.: " A photon detector with very high gain at low bias and at room temperature". *Appl. Phys. Lett.* 91, 171112.2007.
- [33] V. Fathipour, S.J. Jang, and H. Mohseni : " New generation of isolated electron-injection imagers". In *IEEE 13th Workshop on Information Optics (WIO)*, Neuchatel, Switzerland 2014.
- [34] V. Fathipour et al.: "Isolated electron injection detectors with high gain and record low dark current at telecom wavelength". *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 20, 65–70. 2014.
- [35] V. Fathipour et al.: "On the sensitivity of electron-injection detectors at low light level". *IEEE Photonics J.* 8(3), 6803207 .2016.
- [36] V. Fathipour, and H. Mohseni: "Electron-injection detectors for swept source optical coherence tomography". *CLEO-Laser Science to Photonic Applications*. OSA, San Jose 2015.
- [37] Y. Movassaghi et al.: "Analytical modeling and numerical simulation of the short-wave infrared electron-injection detectors". *Appl. Phys. Lett.* 108, 121102 .2016.
- [38] H.S. Ahn, M.S. Park, J.H. Jang : "Phototransistors based on InP/GaAsSb/InGaAs type-II heterostructures". *IEEE*, January 2009.
- [39] H. A. Khan and A. A. Rezazadeh : "Spectral response modelling of GaAs-based heterojunction phototransistors for short wavelength detection". *IET Optoelectron.* 4, 57. 2010.
- [40] H.A. Khan, A.A. Rezazadeh: "Impact of Surface Recombination on the Responsivity of GaAs- and InP- based Heterojunction Photo-Transistors". *Proc of the 6 th European Microwave Integrated Circuits Conference*. Manchester October; UK, 10-11. 2011.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le HPT InP/InGaAs est un candidat très important au monde des télécommunications dont les fréquences de fonctionnement vont au Giga Hertz. La vitesse de fonctionnement n'est en conséquence pas le seul critère important. En outre, le phototransistor à hétérojonction est un composant multifonctions, ou il peut être un photodétecteur, amplificateur de courant ou un mélangeur. C'est aussi un excellent candidat pour le contrôle optique d'oscillateurs ou d'amplificateurs, grâce à la variation de leurs caractéristiques.

Alors, l'étude, la modélisation et l'optimisation d'un composant optoélectronique est l'objectif de notre travail. Ce composant est le phototransistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs.

Afin d'étudier et d'optimiser des composants optoélectroniques, nous nous sommes appuyés sur la simulation numérique. Le phototransistor est modélisé à l'aide d'une méthode numérique basé sur le modèle de transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) avec la prise en compte de l'effet de la lumière. Le modèle physique utilisé dans la simulation numérique est le dérive-diffusion où nous avons utilisé la méthode de différences finies pour résoudre les équations de semi-conducteur.

La thèse présentée s'articule sur quatre chapitres dépendants les uns des autres et permettant la construction progressive d'un modèle de simulation à la fois efficace et complet d'un phototransistor à hétérojonction bipolaire InP/InGaAs.

Nous avons présenté au premier chapitre le schéma complet du système de transmission où se localise notre composant à étudier, le phototransistor InP/InGaAs. Ensuite nous avons cité quelques composants préférés dans les applications analogiques et logiques : le HEMT et le TBH. En ce qui concerne les TBH, nous avons rappelé au cours de cette partie la grande compétition entre les deux technologies InP et SiGe. Nous nous basons par la suite sur la partie optique où nous avons présenté le principe de base de la photodétection avec des rappelles sur les caractéristiques optiques des semiconducteurs et des photodétecteurs. Il s'en est suivi un état de l'art sur les différents photodétecteurs existant dans la littérature avec une rappelle sur leur principe de fonctionnement.

Avant de présenter la structure du phototransistor a étudié et leur diagramme de bande, et pour mieux comprendre leur principe de fonctionnement, nous avons présenté au deuxième chapitre une généralité sur le transistor bipolaire a homojonction (BJT). Où nous avons expliqué le principe du gain, et l'amélioration apporté à ce dernier par l'hétérojonction.

Par la suite, nous nous somme donner une rappelle sur les caractéristiques statiques du TBH. Où nous avons cités les différents courants circulant dans le TBH et leur tracé du Gummel avec les régimes de fonctionnement. À la fin de ce chapitre, nous avons exposé un état de l'art pour les différents phototransistors existant. Donc nous avons commencé par les études et les technologies qui ont été

développé sur le phototransistor InP/InGaAs qui est l'objectif de notre travail, et nous avons terminé par le phototransistor SiGe.

Le troisième chapitre a fait l'objet de la modélisation physique du phototransistor InP/InGaAs sans fenêtre optique pour mieux comprendre le principe de fonctionnement électrique de ce composant.

La première partie de ce chapitre a traité la simulation numérique et toutes les étapes que nous avons fait pour avoir développé un logiciel de simulation numérique spécifique au phototransistor InP/InGaAs. Dans la première étape, nous avons choisi la méthode de la résolution numérique qui est la méthode des différences finies, la plus utilisée dans les logiciels de simulations. Nous insistons en particulier sur le principe de cette méthode, depuis la discrétisation des équations jusqu'à le maillage du composant. Nous avons ensuite, dans la deuxième étape, présenté notre logiciel de simulation qui a été réalisé par le langage MATLAB. Dans la dernière étape, nous avons exposé quelques modèles physiques qu'ils sont utilisés dans le logiciel.

La structure du phototransistor InP/InGaAs a été présentée avec le maillage et le profil de dopage, dans la deuxième partie. A partir de la simulation physique du composant effectuée par notre logiciel nous avons présenté les différentes caractéristiques électriques en fonction de V_{BE} et V_{CE} , dans la dernière partie. Les résultats présentés ont clairement mis en évidence le principe de fonctionnement de ce composant et l'amplification apporté par la polarisation avec l'effet de forte injection (effet Kirk).

Dans le dernier chapitre, nous avons réalisé deux parties de simulation numérique pour un phototransistor à hétérojonction bipolaire InP/InGaAs.

Dans la première partie, pour mieux comprendre le principe de fonctionnement de ce composant sous un courant de polarisation de base externe, nous avons comparé les caractéristiques électriques simulées pour un faible et fort courant de base et pour différentes puissances optiques. Ces résultats montrent que :

- Sous un courant de polarisation de base plus élevé, le phototransistor peut être entré dans le régime de forte injection (effet Kirk) pour des plus faibles valeurs de puissance optique. Cette valeur augmente avec la diminution du courant de polarisation de base.
- Nous présentons une analyse comparative de nos résultats obtenues à $I_B = 5 \mu A$ avec celles simulée à $I_B = 100 \mu A$ et nous avons constaté que pour $I_B = 5 \mu A$, la valeur de la puissance optique pour que le HPT atteigne la forte injection est trois fois supérieure à celle pour $I_B = 100 \mu A$.
- Le HPT convient à la détection de signaux en tant que récepteur frontal pour les faibles puissances optiques à cause de sa très haute sensibilité.

Pour une fenêtre optique ouverte dans la base, nous avons également examiné les effets d'un faible, idéal et fort courant de base sur le photocourant, le courant total et le gain optique pour différentes puissances optiques incidente. Les résultats de simulation, qui sont présentés et comparés, montrent que :

- Le photo-courant et le gain optique les plus élevés sont obtenus lorsque le courant de polarisation

de base atteint la région idéale.

- Le photocourant présente trois variations différentes en fonction du courant de base, par contre en fonction de la puissance optique il varie linéairement lorsque le courant de base atteint la région idéale.
- Dans la zone idéale, le gain optique augmente et reste constant pour différente puissance optique.
- A faible courant de base, le phototransistor devient similaire à une photodiode et pour un courant de base ou une puissance optique incidente plus élevé, les caractéristiques optiques du HPT telles que les caractéristiques électriques du HBT sont affectées par l'effet de forte injection (effet Kirk).

Dans la deuxième partie, nous avons présenté l'impact de l'épaisseur de base sur les caractéristiques électriques et optiques du HPT NPN InP/In_{0,53}Ga_{0,47}As. Les résultats suggèrent que :

- Le gain en courant passe de 60 à 100 en raison non seulement de l'augmentation du courant de collecteur, mais également de la diminution du courant de base lors de la réduction de l'épaisseur de base de 60 à 20 nm.
- Les résultats montrent que le gain en courant, le photo-courant, le courant de photodiode, la sensibilité et le gain optique dépendent fortement de l'épaisseur de la base, de la puissance optique incidente et du courant de polarisation de la base.
- La faible pente du photo-courant I_{Copt} , simulé en fonction de l'épaisseur de base, par rapport au courant d'obscurité I_{Cdark} est causée par l'augmentation du courant de base qui est attribué à la recombinaison croissante des électrons photo-générés dans la base.
- La base mince et la puissance optique élevée conduisent à une augmentation de l'injection d'électrons de l'émetteur vers la base en réduisant la barrière de potentiel électrique émetteur-base et la bande de conduction dans la base.
- Enfin, les résultats rapportés ici ont prouvé que le HPT est plus sensible avec la base mince de 20 nm, une sensibilité de 14,7 A/W pour une longueur d'onde de 1100 nm est atteinte, avec un gain en courant et un gain optique élevés.
- Un bon accord qualitatif entre les résultats numériques, analytiques et mesurés est obtenu.

En perspectives, il s'agit de modifier librement les dimensions, les dopages et la position de la fenêtre optique pour améliorer les performances du composant et d'en observer l'impact sur les paramètres électriques et optiques. Ensuite, nous pouvons comparer ces simulations numériques avec les autres résultats obtenus par les logiciels de simulation numérique existants. Il est très intéressant d'utiliser notre logiciel de simulation pour simuler un autre composant optoélectronique, par exemple le HPT SiGe.

- **Articles dans des revues internationales :**

1- Z. Kara Mostefa · M. L. Bouchareb · A. Chaabi :

"Performances analysis of InP/InGaAs heterojunction bipolaire phototransistor for different base thicknesses", Optic and Quant Elect, 53,419, Juil 2021. **Springer**

<https://doi.org/10.1007/s11082-021-03077-6>.

2- Z. Kara Mostefa , M.L. Bouchareb, A. Chaabi :

" Impact of base bias current and incident optical power on the InP/InGaAs heterojunction phototransistor performances", Optical Materials, Vol 123, pp.111888, Jan 2022. **Elsevier**

<https://doi.org/10.1016/j.optmat.2021.111888>.

Etude et Simulation d'un Transistor Opto-hyperfréquence InP/InGaAs

RESUMÉ

Ce travail de thèse entre dans le cadre d'une étude et simulation d'un phototransistor bipolaire à hétérojonction (HPT) NPN InP/InGaAs. Le phototransistor est modélisé à l'aide d'une méthode numérique basé sur le modèle de transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) avec la prise en compte de l'effet de la lumière. Le modèle physique utilisé dans la simulation numérique est le dérive-diffusion où nous avons utilisé la méthode de différences finies pour résoudre les équations de semi-conducteur.

Dans ce travail, nous avons réalisé deux parties de simulation numérique pour un phototransistor à hétérojonction bipolaire InP/InGaAs.

Dans la première partie, pour mieux comprendre le principe de fonctionnement de ce composant sous un courant de polarisation de base externe, nous avons comparé les caractéristiques électriques simulées pour un faible, idéal et fort courant de base et pour différentes puissances optiques. Nous présentons une analyse comparative de nos résultats obtenues à $I_B = 5 \mu\text{A}$ avec celles simulée à $I_B = 100 \mu\text{A}$ et nous avons constaté que pour $I_B = 5 \mu\text{A}$, la valeur de la puissance optique pour que le HPT atteigne la forte injection est trois fois supérieure à celle pour $I_B = 100 \mu\text{A}$. Les caractéristiques optiques du HPT telles que les caractéristiques électriques du HBT sont affectées par l'effet de forte injection (effet Kirk).

Dans la deuxième partie, nous avons présenté l'impact de l'épaisseur de base sur les caractéristiques électriques et optiques du HPT NPN InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As. Les résultats suggèrent que le gain en courant passe de 60 à 100 en raison non seulement de l'augmentation du courant de collecteur, mais également de la diminution du courant de base lors de la réduction de l'épaisseur de base de 60 nm à 20 nm. Enfin, les résultats rapportés ici ont prouvé que le HPT est plus sensible avec la base mince de 20 nm, une sensibilité de 14,7 A/W pour une longueur d'onde de 1100 nm est atteinte, avec un gain en courant et un gain optique élevés. Un bon accord qualitatif entre les résultats numériques, analytiques et mesurés est obtenu.

Mots-clés : Phototransistor, Hétérojonction, InP/InGaAs, NPN HPT, Epaisseur de base, Courant de base, Puissance optique.

Study and simulation of an InP/InGaAs opto-hyperfrequency transistor

ABSTRACT

This thesis work is part of a study of a heterojunction bipolaire phototransistor (HPT) NPN InP/InGaAs. The phototransistor is modelled using a numerical method, and the results are presented and discussed. This model is based on heterojunction bipolar transistor (HBT) model with the consideration of the optical beam effect. The physical model used in the numerical simulation is the drift diffusion where we applied the finite difference method.

In this work, we have realized two types of numerical simulations for The NPN InP/InGaAs heterojunction phototransistor (HPT).

In the first part, To better understand the functioning principle of this component under an external base bias current, we have compared the simulated electrical characteristics for low and high base bias current for different incident optical powers. These results show that under a higher base bias current, lower values of optical power can give high injection (Kirk effect) in a phototransistor. This value increases with decreasing base bias current. For $I_B = 5 \mu\text{A}$, the optical power value which can give high injection is three times higher than this for $I_B = 100 \mu\text{A}$. The HPT is suitable for detecting signals as a front-end receiver at very low optical input powers because of its very high sensitivity.

In the second part, we presented the impact of the base thickness on the electrical and optical characteristics of the HPT NPN InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As. The results show that responsivity and optical gain are not only strongly dependent on the base thickness but also on the base current. The increasing of the current gain from 60 to 100 as the base was scaled from 60 down to 20 nm. Responsivity of 14.7 A/W for 1100 nm light is achieved when the thickness of base layer is 20 nm. A good qualitative agreement of the numerical and analytical simulated value of responsivity as a function of the wavelength with the existing experimental data was achieved.

Keywords : Phototransistor - Heterojunction - InP/InGaAs - NPN HPT - Base thickness.- Base current – Optical power

دراسة و محاكاة ترانزستور التردد البصري

InP/InGaAs

ملخص

هذه الأطروحة جزء من دراسة مقفل ضوئي ثنائي القطب غير المتجانس (HPT) NPN InP/InGaAs. يتم نمذجة المقفل الضوئي باستخدام طريقة عددية تعتمد على نموذج المقفل ثنائي القطب غير المتجانس مع مراعاة تأثير الضو. النموذج المادي المستخدم في المحاكاة العددية هو انتشار الحاملات حيث طبقنا طريقة الفروق المنتهية.

في هذا العمل قمنا بتنفيذ نوعين من المحاكاة العددية لمقفل ضوئي ثنائي القطب غير المتجانس InP/InGaAs.

في الجزء الأول لفهم مبدأ تشغيل هذا المقفل الضوئي بشكل أفضل في ظل تيار خارجي مستقطب للقاعدة. قارنا الخصائص الكهربائية المحاكاة لتيار القاعدة المنخفض والمثالي والعالي ولقوى بصريّة مختلفة. نقدم تحليلاً مقارناً لنتائجنا التي تم الحصول عليها في $I_B = 5 \mu A$ مع تلك المحاكاة في $I_B = 100 \mu A$. وجدنا أنه بالنسبة ل $I_B = 5 \mu A$ فإن قيمة الطاقة الضوئية ل HPT للوصول إلى الحقن القوي أعلى بثلاث مرات من تلك لما $I_B = 100 \mu A$ تتأثر الخصائص البصرية ل HPT وكذلك الخصائص الكهربائية ل HBT بتأثير الحقن القوي (تأثير كيرك).

في الجزء الثاني قدمنا تأثير سمك القاعدة على الخصائص الكهربائية والبصرية ل $\text{HPT NPN InP/In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. أظهرت النتائج إن الربح الحالي يزداد من 60 إلى 100 ليس فقط نتيجة تيار المجمع ولكن أيضاً لانخفاض تيار القاعدة عند تقليل سمك القاعدة من 20 nm إلى 60 nm.

أخيراً أثبتت النتائج الواردة هنا أن HPT أكثر حساسية في حالة القاعدة الرقيقة 20 nm. يتم الوصول إلى حساسية 14,7 A/W لطول موجة 1100 nm مع ارتفاع الربح في التيار و الربح البصري. تم الحصول على اتفاق نوعي جيد بين النتائج التحليلية و النتائج العددية المقاسة.

الكلمات الدالة: مقفل ضوئي ثنائي القطب- غير المتجانس- InP/InGaAs HPT- NPN - سمك القاعدة - تيار القاعدة -

الطاقة الضوئية.