UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR



ECOLE DOCRTORALE:

PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCES DE LA TERRE, DE L'UNIVERS ET DE L'INGENIEUR FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2017

N° d'ordre : 74

THESE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité: Energie Solaire Matériaux et Systèmes (SOLMATS)

Présentée par:

Mr MAMADOU DIA

THÈME :

ETUDE THEORIQUE DE LA REPONSE SPECTRALE DANS LE PROCHE INFRAROUGE DES PHOTODETECTEURS A BASE DES ANTIMONIURES III-Sb ET LEURS ALLIAGES.

Soutenue pubiquement le 07 Décembre 2017 devant le jury composé de:

Président du jury:	Cheikh	SENE	
Rapporteur :	Abdourahmane RAIM		
Rapporteur :	Moustapha DIENG		
Examinateur:	Bassirou E	Ba	
Directeur de Thèse:	Babacar M	1BOW	

Professeur Titulaire	FST/UCAD
Maître de Conférences	FST/UCAD
Professeur Titulaire	FST/UCAD
Professeur Titulaire	FST/UCAD
Maître de Conférences	FST/UCAD

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAWAR

◎◆米→0



ECOLE DOCTORALE: Physique, Chimie, Science de la Terre, de l'Univers et de l'Ingénieur.

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Spécialité: Energie Solaire Matériaux et Systèmes (SOLMATS)

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

PRESENTEE PAR:

Mr Mamadou DIA

THÈME:

ETUDE THEORIQUE DE LA REPONSE SPECTRALE DANS LE PROCHE INFRAROUGE DES PHOTODETECTEURS A BASE DES ANTIMONIURES III-Sb ET LEURS ALLIAGES.

Soutenue pubiquement le 07 Décembre 2017 devant le jury composé de:

Président du jury:	Cheikh	SENE
Rapporteur :	Abdourahmane	RAIMY
Rapporteur :	Moustapha	DIENG
Examinateur:	Bassirou	BA
Directeur de Thèse:	Babacar	MBOW

Professeur	FST /UCAD
Maître de Conférences	FST /UCAD
Professeur	FST /UCAD
Professeur	FST /UCAD
Maître de Conférences	FST /UCAD

REMERCIEMENTS

Cette thèse est le fruit d'un travail qui a commencé en Avril 2014. Ce travail a été effectué au sein du laboratoire des semi-conducteurs et d'énergie solaire (LASES) de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (UCAD).

IL M'EST TRES AGREABLE DE PRESENTER MES VIFS REMERCIEMENT S:

A mon directeur de thèse Pr Babacar Mbow de son encadrement et de toute sa disponibilité. Mes vifs remerciements pour vos précieux conseils et orientations sans lesquels je ne saurais atteindre les résultats escomptés. Il m'est difficile de trouver assez de mots forts pour vous exprimer toute ma profonde gratitude.

A Pr Cheikh Sène de l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de ma thèse. Je vous exprime toute ma gratitude pour votre disponibilité à nous fournir toutes les données dont nous avons besoin dans nos activités de recherche. Je ne manquerais pas de parler de vos précieux conseils et de vos qualités humaines.

Je remercie Pr Abdourahmane Raimy et Pr Moustapha DIENG de l'intérêt que vous avez porté à ce modeste travail en acceptant la charge de rapporteurs. Veuillez recevoir l'expression de toute ma profonde gratitude.

Toute ma gratitude et tous mes remerciements à Pr Bassirou Ba Directeur de l'école doctorale de l'honneur que vous me faites en acceptant d'examiner ce travail. Merci pour votre aide et votre soutien quotidiens autant au niveau scientifique qu'académique.

Je joins à ces remerciements les professeurs Alain Dubois (UPMC), Samba Ndiaye (UCAD) et Wanqi Jie (NPU Chine), qui, dans leur générosité, nous ont permis de participer à une école d'été à Paris, sans oublier d'adresser mes sincères remerciements à l'ambassade de France au Sénégal.

Aux étudiants du laboratoire LASES pour leur disponibilité constante à mon endroit. Je remercie particulièrement Dr El Mamadou Keita, Shamsidine Sow, Dr Faye, Adoul Aziz Carréa, Dr Nacire Mbengue, Ousmane Ba et Dr Moulaye Diagne.

Mes síncères remerciements à mon cher ami Alassane Aw, à mon Oncle Oumar Samba Ndíaye, à mon cousin Hady Día et à ma chère cousine Maimouna

REMERCIEMENTS

Ndíaye. Je vous suís très reconnaissant de votre soutien et tous vos conseils et encouragements qui m'ont aidé à surmonter beaucoup de difficultés durant tout ce long cursus.

A DIEU LE SEIGNEUR TOUT PUISSANT NOUS RENDONS GRACE DE NOUS AVOIR ASSISTE TOUT AU LONG DE NOTRE ETUDE AFIN D'ARRIVER AU TERME DE CETTE THÈSE DE DOCTORAT.

DÉDICACES

DEDICACES

Je dédie ce travail à :

Mos parents :

Ge travail qui est loin d'être terminé est d'abord le votre, vous qui avez su éclairer ma voie. Je vous serai éternellement reconnaissant des énormes sacrifices que vous n'avez cessé de consentir à mon égare pour ma réussite. Je souhaite avoir les moyens de répondre à l'espoir que vous avez placé en moi. Veuillez recevoir l'expression de tout mon amour filial.

Ma chérie Aissata Sy, veuillez receveir l'expression de mon amour sincère.

Mon frère Oumar Alassane

Ma sœur Mariame Alassane

Ma défunte grande mère Houleye Oumar Ndiaye

Vous, qui m'avez enseigné toutes les valeurs d'un homme dont je ne cesse de voir l'importance.

Tous mes oncles particulièrement à Samba Dia, Issa Dia, Ousmane Dia, Oumar Ndiaye et Ouseine Ndour

Toutes mes tantes particulièrement à Rougui Mamadou Dia

Tous mes cousins et cousines

Mos amis Alassano AW, Ablayo Ndiayo, Ibrahima Dialle ot Oumar Sarr

Tous ceux qui de près ou de soin ont contribué à la réussite de ce travail.

TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES FIGURES ET DES TABLEAUX
NOMENCLATURE11
INTRODUCTION GENERALE
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES DISPOSITIFS PHOTODETECTEURS A BASE
DES ANTIMONIURES III-SB
INTRODUCTION
I. Principe de fonctionnement des photodétecteurs14
II. Choix du matériau semi-conducteur17
III. Caractéristiques des dispositifs photodétecteurs18
1. Coefficient d'absorption18
2. Rendement quantique interne19
3. La sensibilité20
IV. Propriétés physiques des matériaux semi-conducteurs III-Sb et leurs alliages21
1. Les composés binaires III-Sb22
1.1 Structure cristallines des composés binaires III-Sb23
1.2 L'affinité électronique24
1.3 Structure de bandes d'énergie des composés binaires III-Sb
1.3.1 Variation du gap en fonction de la température27
1.3.2 Variation de l'énergie du gap en fonction des paramètres de maille29
2. Les composés ternaires à base d'antimoniures III-Sb
2.1 Evolution du paramètre de maille des ternaires Ga _{1-x} In _x Sb et Ga _{1-x} Al _x Sb
2.1.1 Le taux de désaccord de maille $\frac{\Delta a}{a}$
2.1.2 L'épaisseur critique W_c
2.2 Variation de l'affinité électronique pour les alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$
2.3 Variation des bandes interdites des alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$
CONCLUSION

CHAPITRE II : MODELISATION ET CALCUL DU REMDEMENT QUANTIQUE INTERNE
DANS LE PROCHE INFRAROUGE DES DISPOSITIFS PHOTODETECTEURS
INTRODUCTION
I. Calcul du rendement quantique interne des dispositifs photodétecteurs en absence de polarisation
1. Le modèle de jonction p-n déposé sur substrat de type N41
1.1 Calcul de la densité de courant résultant de la diffusion des électrons dans l'émetteur.41
1.2 Calcul de la densité de courant résultant de la diffusion des trous dans la base45
1.3 Calcul de la densité de courant créée dans la zone de charge d'espace J_{zce} 47
2. Le modèle de jonction P-p-n déposée sur substrat GaSb _N avec couche fenêtre (P-type)48
2.1 Calcul de la densité de courant résultant de la diffusion des électrons générés dans les deux couches frontales
II. Calcul du rendement quantique interne des dispositifs photodétecteurs sous polarisation inverse
1. Le modèle de jonction p-N sous polarisation inverse52
1.1 Calcul de la densité de courant des électrons générés dans l'émetteur53
1.2 Calcul de la densité de courant dans la zone de charge d'espace J_{zce} 55
1.3 Calcul de la densité de courant des trous générés dans la base
2. Le modèle de jonction P-n déposée sur substrat en polarisation inverse57
3. Le modèle de jonction P-i-N sous polarisation inverse60
CONCLUSION
CHAPITRE III : SIMULATION DE LA REPONSE SPECTRALE DES DISPOSITIFS PHOTODETECTEURS & BASE DES ANTIMONIURES III-SB ET LEURS ALLIAGES 63
INTRODUCTION
1. Simulation de la réponse spectrale des hétérostructures en absence de polarisation
1. Les modeles d'homojonction p-n et d'heterojonction P-n deposées sur substrat GaSb _N 64
1.1 L'influence de la vitesse de recombinaison en surface sur la réponse spectrale
1.2 L'influence de l'épaisseur de l'émetteur sur la réponse spectrale
2. Le modèle de jonction P-p-n déposée sur substrat GaSb _N avec couche fenêtre (P-type)68
2.1 L'influence de l'épaisseur de la couche fenêtre et celle de l'émetteur sur la réponse spectrale
2.2 L'influence de la longueur de diffusion des électrons générés dans l'émetteur69

TABLE DES MATIÈRES

	3. Etude comparative de la sensibilité des différents modèles de dispositifs photodétecte étudiés	urs .71
II.	Simulation de la réponse spectrale des modèles d'hétérostructures sous polarisation inverse	.72
	1. Contribution des différentes régions d'une hétérojonction P-n déposée sur substrat et d'u jonction P-i-N sous polarisation inverse.	ıne .73
	2. Le modèle de jonction P-i-N sous polarisation inverse	.74
	2.1 Influence du champ électrique sur la réponse spectrale	.74
	2.2 Influence de l'épaisseur z de la couche intrinsèque i sur la réponse spectrale	.75
	3. Etude comparative de la sensibilité des hétérojonctions Ga _{1-y} Al _y Sb _P /GaSb _n Ga _{1-x} In _x Sb _p /GaSb _N sous polarisation inverse	et .77
	4. Etude comparative de la réponse spectrale d'une jonction P-i-N et d'une hétérojonction déposée sur substrat sous polarisation inverse	P-n . 78
III.	Optimisation des caractéristiques électriques des photodiodes à base des antimoniures III-S	b.79
	1. Modélisation électrique d'une photodiode sous éclairement	.79
	2. Description du dispositif expérimental pour mesurer la réponse spectrale d'une photodiod	le.81
	3. Réponse spectrale en densité de photocourant J _{ph} (mA/cm ²)	.82
	3.1 Influence des phénomènes de recombinaison en surface sur la densité de photocour du modèle d'homojonction Ga _{1-x} In _x Sb _p /Ga _{1-x} In _x Sb _n /GaSb	ant 83
	3.2 Etude comparative de la réponse spectrale en densité de photocourant de deux mode de photodiode.	eles 84
	4. Caractéristique courant-tension J _{ph} =f(V _{ph})	.85
	4.1 Etude comparative des caractéristiques courant-tension J _{ph} -V _{ph} des deux modèles photodiode sous éclairement	de .85
	4.2 Détermination des paramètres caractéristiques des deux modèles de photodiode se éclairement.	ous 86
CC	DNCLUSION	90
CO	NCLUSION GENERALE	92
RÉ	FÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	95

LISTE DES FIGURES ET DES TABLEAUX

CHAPITRE I : Généralités sur les dispositifs photodétecteurs à base des antimoniures III-Sb.

Figure1 : Transitions interbandes dans un semi-conducteur ; (a) correspond à un gap direct et b) à un gap indirect. 14
Figure2 : (a) Schéma d'une jonction PN polarisée en inverse, (b) diagramme de bandes d'une jonction PN sous polarisation inverse
Figure 3 : Structure cristalline du composé binaire <i>GaSb</i> dans la configuration Zinc-Blende23
Figure 4 : Diagramme de bandes à l'équilibre thermique d'une hétérojonction abrupte du type « matériau de grand gap dopé P/matériau gap réduit dopé n »24
Figure5 : Diagramme de bandes d'énergie des composés binaires III-Sb26
Figure6 : Variations de l'énergie des bandes interdites en fonction de la température des composés binaires GaSb et AlSb
Figure 7 : Variation de l'énergie du gap en fonction des paramètres de maille des composés III-V [25]
Figure 8 : Variation du taux de désaccord de maille en fonction de la composition x en indium (In) ou en aluminium (Al)
Figure 9 : Evolution de l'épaisseur critique des couches épitaxiées $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ en fonction de la composition x en indium ou en aluminium
Figure10 : Variation de l'affinité électronique pour les deux ternaire en fonction de la compositionx en Indium ou en aluminium
Figure11 : Variation des énergies des bandes interdites des ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ (a) et $Ga_{1-x}Al_xSb$ (b) en fonction de la composition x en indium ou en aluminium
CHAPITRE II : Modélisation et calcul du rendement quantique interne dans le proche infrarouge des dispositifs photodétecteurs.
Figure 12 :(a) Schéma d'une jonction p-n déposée sur substrat de type N et (b) diagramme d'une hétérojonction p-n déposé sur substrat de type N40
Figure13 : (a)Schéma d'une homojonction P-p-n déposée sur un substrat de type N et (b)diagramme d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_P/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ avec $Ga_{1-y}Al_ySb_P$ comme couche fenêtre

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

 Figure 16 : Schéma (a) et diagramme de bande d'énergie (b) d'une hétérojonction P-i-N en polarisation inverse.

 59

CHAPITRE III : Simulation de la réponse spectrale des dispositifs photodétecteurs à base des antimoniures et leurs alliages.

Figure 17: Variation du rendement quantique interne pour différentes valeurs de vitesse de recombinaison en surface en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (Figure 17a) et d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (Figure 17b) déposées sur substrat $GaSb_N$ ($Ln_1=0.5\mu m$, $Lp_2=5\mu m$, $Lp_3=6\mu m$, $x_p=1.2\mu m$, $x_t=7\mu m$, $w=0.7\mu m$). **64**

Figure 18 : Contribution des différentes parties d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat GaSb ($Ln_1=0.5\mu m$, $Lp_2=5\mu m$, $Lp_3=6\mu m$, $x_p=1.2\mu m$, $x_t=7\mu m$, $w=0.7\mu m$).....65

Figure 21: L'évolution du rendement quantique interne pour différentes valeurs de la longueur de diffusion des électrons générés dans l'émetteur en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_P/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat $GaSb_N$ ($Sn_1=2.10^6$ cm/s, $Sn_2=2.10^3$ cm/s, $Ln_1=0.5\mu$ m, $Lp_3=5\mu$ m, $Lp_4=6\mu$ m, $x_d=0.1\mu$ m, $x_p=1.2\mu$ m, $x_t=7\mu$ m, $w=0.7\mu$ m).....**69**

Figure 23: Contribution en réponse spectrale des différentes zones d'une jonction P-i-N $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/GaSb_N$ (a) et d'une hétérojonction $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ (b) en polarisation inverse (E=2.10³V/cm, Sn=2.10⁶cm/s, Ln=0.8µm, Lp=5µm, z=0.5µm, x_p=0.1µm, w=1µm) 72

Figure 25 : Variation de la sensibilité pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche intrinsèque en fonction de l'énergie du photon d'une jonction P-i-N $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/GaSb_N$ en polarisation inverse (Sn=2.10⁶cm/s, Ln=0.8µm, Lp=5µm, E=2.10³V/cm, x_p=0.1µm, w=1µm)... 75

Figure 26: Variation de la sensibilité en fonction de l'énergie du photon d'une hétérojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N$ et d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/GaSb_n$ en polarisation inverse (Sn=2.10⁶ cm/s, Ln=0.8µm, Lp=5µm, E=3.10³ V/cm, x_p=0.1µm, w=0,7µm)**76**

Figure 27: Variation du rendement quantique interne en fonction de l'énergie du photon d'une hétérojonction et d'une jonction P-i-N GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/GaSb_N en polarisation inverse (Sn= 2.10^{6} cm/s, Ln= 0.8μ m, Lp= 5μ m, E= 3.10^{3} V/cm, x_p= 0.1μ m, x_t= 7μ m w= 0.7μ m)......77

Figure 29 : Dispositif expérimentale pour mesurer la réponse spectrale d'une photodiode......81

Liste des Tableaux

Tableau 1 : Extrait du tableau de la classification périodique	21
Tableau 2 : Paramètres physiques des composés binaires III-Sb	22
Tableau 3 : Paramètres de Varshni des composés binaires III-Sb suivant les vallées	27
Tableau 4 : Paramètre de courbure des composés ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$	36

NOMENCLATURE

a	paramètre de maille cristallineÅ
BC	Bande de conduction (eV)
BV	Bande de valence
С	paramètre de courbure
$D_n, D_p,$	Coefficient de diffusion des électrons et des trous (cm^{-2}/s)
Е	Champ électrique (V/cm)
Eg	Energie de bandes interdites des matériaux semi-conducteurs (eV)
g(x)	Taux de génération des porteurs minoritaires (cm ⁻³ /s)
h	constante de Planck(J.s)
I _{ph}	Photocourant total de la photodiode (mA)
J_{ph}	Densité de photocourant total de la photodiode (mA/cm ²)
J _n , J _p ,	Densité de photocourant des électrons et des trous (mA/cm ²)
J _{cc}	Densité de photocourant de court-circuit (mA/cm ²)
L _n , L _p ,	Longueur de diffusion des électrons et des trous (µm)
R	Coefficient de réflexion à la surface de l'émetteur
S _n , S _p ,	Vitesse de recombinaison des électrons et des trous (cm/s)
S	Sensibilité du photodétecteur
V _{oc}	Tension en circuit ouvert (V)
W	épaisseur de la zone de charge d'espace (cm)
α	Coefficient d'absorption (cm ⁻¹)
λ	Longueur d'onde (µm)
$\tau_n, \tau_p,$	Durée de vie des électrons et des trous (s)
$\mu_n, \mu_p,$	Mobilité des électrons et des trous $(cm^2V^{-1}s^{-1})$
Δn	Densité de charge des électrons dans les régions de type P (cm ⁻³)
Δp	Densité de charge des trous dans les régions de type N (cm ⁻³)

INTRODUCTION GENERALE

La photonique à base de matériaux semi-conducteurs III-V est un domaine de recherche en plein essor. Des applications très prometteuses se situent d'une part dans le domaine spatial où des cellules solaires sont envisagées pour l'élargissement du spectre d'absorption des rayonnements solaires au domaine des faibles énergies du proche infrarouge et d'autre part dans le domaine des télécommunications par fibres optiques.

Les systèmes de télécommunications par fibres optiques utilisent de plus en plus des longueurs d'onde de la gamme du proche infrarouge [1,3µm-1,55µm] [1]. En conséquence, la recherche de nouveaux matériaux semi-conducteurs a été centrée sur des systèmes permettant de couvrir de telles gammes de longueurs d'onde.

Compte tenue de sa large étendue spectrale, le domaine infrarouge est subdivisé essentiellement en trois régions (le proche infrarouge NIR en anglais Near Infrared; le moyen infrarouge MIR midle Infrared, et l'infrarouge lointain FIR Far Infrared). Les hétérostructures à base de l'antimoniure présentent de réels potentiels pour la réalisation de photodétecteurs performants aux longueurs d'onde élevées. Les photodétecteurs à base des alliages III-Sb sont aujourd'hui au centre des efforts de développement considérables en raison de leur efficacité de conversion et du potentiel d'amélioration de leurs performances. Les photodétecteurs à base de ces alliages présentent des avantages significatifs supplémentaires. En comparaison avec les cellules solaires en silicium, les alliages III-Sb possèdent des propriétés électroniques qui sont supérieures à celles du silicium. La vitesse de saturation des électrons est plus élevée et leur mobilité est plus grande. Un autre avantage des alliages III-Sb est dans le fait qu'ils présentent un gap d'énergie direct, ce qui fait qu'ils peuvent être utilisés pour détecter de la lumière de façon efficace.

Cependant, un problème important s'oppose au développement des photodiodes à base des matériaux semi-conducteurs III-Sb et ce problème est celui de la vitesse de recombinaison en surface. En effet, en raison de la tendance actuelle à la réduction des dimensions des dispositifs, les surfaces et interfaces ont une influence de plus en plus prépondérante sur leurs performances [2]. En générale, les surfaces et interfaces ont un effet dégradant sur les performances des composants électroniques.

Notre objectif est d'étudier des modèles théoriques de dispositifs photodétecteurs de la filière des antimoniures fonctionnant dans le proche infrarouge afin d'identifier les limites de leurs

INTRODUCTION GENERALE

performances et de les améliorer. Le travail consiste à concevoir des modèles de jonction unidimensionnels capables de nous permettre d'étudier l'évolution de la réponse spectrale en fonction des paramètres photoélectriques et géométriques. L'objectif principal est d'améliorer le rendement quantique interne au maximum. Pour ce faire, il est impératif d'analyser et de raffiner la compréhension des paramètres qui limitent les performances des dispositifs.

Au cours de cette thèse, je me suis particulièrement intéressé à l'étude théorique de la réponse spectrale des dispositifs photodétecteurs à base des matériaux sémiconducteurs III-Sb permettant la détection de très faibles signaux optiques. Cette thèse s'articule en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous évoquerons les généralités sur les photodétecteurs à base d'antimoniures. Nous étudierons le principe de fonctionnement des photodétecteurs et le choix des matériaux sémiconducteurs. Nous évoquerons les propriétés physiques des composés binaires et ternaires particulièrement l'alliage d'antimoniure d'indium gallium GaInSb utilisé comme matériau intrinsèque dans les structures P-i-N, l'alliage d'antimoniure d'antimoniure d'aluminium gallium GaAlSb utilisé comme couche fenêtre et l'antimoniure de gallium GaSb utilisé comme substrat dans ce travail.

Le deuxième chapitre sera consacré à la modélisation des dispositifs photodétecteurs permettant la résolution des équations des courants et de continuité à une dimension. Le but sera de calculer le rendement quantique interne des dispositifs en absence de polarisation liés à des applications de types photovoltaïques et des dispositifs sous polarisation inverse liés à des applications en télécommunications par fibres optiques.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les résultats de simulation de la réponse spectrale des photodétecteurs à base des alliages de GaSb, $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-y}Al_ySb$ (x=18 et y=8) qui ont permis d'étudier l'évolution du rendement quantique interne en fonctions des paramètres géométriques et photoélectriques des dispositifs. Nous ferons aussi une étude comparative des sensibilités des différentes hétérostructures à base de ces matériaux avec pour objectif d'optimiser leur performance et d'identifier les meilleurs dispositifs qui sont les plus adaptés aux applications en qualité de cellules photovoltaïques et de photodétecteurs dans le proche infrarouge.

En fin, nous proposerons une conclusion où nous ferons la synthèse de nos résultats pour dégager des perspectives.

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons passer en revue les généralités sur les dispositifs photodétecteurs à base des matériaux semi-conducteurs III-Sb. On évoquera le principe de fonctionnement des photodétecteurs afin d'expliquer leurs caractéristiques optiques et électriques. Nous parlerons des propriétés physiques des matériaux semi-conducteurs appartenant à la famille des antimoniures III-Sb et de leurs alliages. Ces matériaux présentent actuellement un très grand intérêt car ils sont prometteurs dans de multiples nouveaux dispositifs optoélectroniques et surtout, dans les applications solaires et les systèmes de télécommunications par fibres optiques. On parlera particulièrement de l'antimoniure d'indium gallium $Ga_{1-x}In_xSb$ utilisé comme matériau intrinsèque dans les jonctions P-i-N, de l'antimoniure d'Aluminium gallium $Ga_{1-x}Al_xSb$ qu'on utilisera comme couche fenêtre et de l'antimoniure de gallium GaSb utilisé comme substrat dans ce travail.

I. Principe de fonctionnement des photodétecteurs.

Planck en 1900 puis Einstein en 1905 ont introduit la notion de photon 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 [3]. L'énergie du photon est donnée par la relation :

$$E(eV) = \frac{1,24}{\lambda(\mu m)} \tag{I.1}$$

La photodétection dans un composant électronique consiste en la conversion d'un signal optique (photons) en un signal électrique (paires électron-trous). Nous nous limiterons ici à la photodétection dans les matériaux semi-conducteurs.

Dans un semi-conducteur, la bande de valence (BV) et la bande de conduction (BC) sont séparées par un « gap » d'énergie E_g aussi appelé bande interdite qui représente une caractéristique fondamentale des semi-conducteurs.



Figure 1 : *Transitions interbandes dans un semi-conducteur* ;*a*) *correspond à un gap direct et b*) *à un gap indirect* [4].

La figure 1 représente les différentes transitions possibles selon la nature du gap. Dans le cas d'un semi-conducteur à gap direct (figure 1.a) comme c'est le cas des matériaux utilisés dans cette étude, l'énergie nécessaire à un photon incident (hv) pour exciter un électron de la bande de conduction est au moins égale à l'énergie du gap E_{v} .

Du point de vue optique, si un photon de lumière possède une énergie supérieure à celle du gap alors l'onde est absorbée c'est-à-dire qu'il se produit dans le semi-conducteur une interaction lumière-matière qui peut être plus ou moins complexe. Par contre, si l'énergie du photon est inférieure à celle du gap, le milieu reste transparent pour l'onde optique incidente. Du point de vue électrique, l'absorption se caractérise par la création de paire électron-trou. La séparation des paires électron-trou générées par l'absorption lumineuse donne naissance à un photocourant.

Le principe du photodétecteur consiste à créer, par absorption de photons, des porteurs libres dans un semi-conducteur où existe un champ électrique. On peut créer le champ électrique soit simplement en polarisant à travers deux contacts ohmiques, soit en introduisant une jonction PN (Figure2) qui donne lieu à un processus de diffusion de porteurs créant ainsi une zone desserte appelée zone de charge d'espace où se localise le champ \vec{E} (Figure 2a).

Dans un photodétecteur, le rayonnement augmente le courant inverse et la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. Les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions. Le comportement des ces porteurs libres diffère suivant le lieu de leur création. Dans les zones électriquement neutres, les porteurs minoritaires diffusent et ceux qui atteignent la zone de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces photoporteurs contribuent donc au courant par la création d'un photocourant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace les paires électrons-trous créées par les photons sont dissociées par le champ électrique interne, l'électron est propulsé vers le

matériau dopé N et le trou vers le matériau dopé P(Figure2). Ces porteurs donnent naissance à ce qu'on appelle le courant de génération. Ces deux courants s'ajoutent pour créer un photocourant résultant I_{Ph} qui contribue au courant inverse.



Figure2 : (*a*) Schéma d'une jonction PN polarisée en inverse, (*b*) diagramme de bandes d'une jonction PN sous polarisation inverse.

Le dispositif semi-conducteur de base utilisé pour la photodétection est la diode à jonction PN (Figure2) : un semi-conducteur de type P est mis en contact avec un semiconducteur de type N. Sous l'effet des forces électrostatiques, les charges positives et négatives se repoussent créant ainsi une zone de charge d'espace (ZCE) dépourvue de porteurs (Figure2b). Un champ électrique interne \vec{E} se met en place dans la zone de charge d'espace d'épaisseur W (Figure2a). En disposant des électrodes sur les surfaces externes de la base et de l'émetteur, et sous éclairement ou polarisation, les porteurs photogénérés peuvent être collectés sous forme d'un courant traversant la jonction. Plus les zones N et P sont dopées plus l'épaisseur de la ZCE est faible. Par ailleurs si on polarise en inverse la jonction (V_P - V_N <0, Figure2a), la zone de transit des porteurs s'élargira d'autant plus que la tension augmentera. Si les porteurs sont générés dans la ZCE, alors ils sont séparés sous l'effet du champ électrique interne et ne donnent pas lieu à une recombinaison. En revanche si les photons sont absorbés dans les zones dopées à une distance de la jonction supérieure à la longueur de diffusion, ils seront recombinés et ne contribueront pas au photocourant. Afin d'assurer la génération de porteurs dans la ZCE, on peut augmenter celle-ci artificiellement en introduisant une zone de matériau sémiconducteur intrinsèque (non-intentionnellement dopé) entre les deux semiconducteurs dopés. La structure ainsi créée est la diode P-i-N. Celle-ci permet d'avoir des dopages élevés dans les zones P et N (et ainsi diminuer la résistance d'accès) sans que ceux-ci

ne diminuent la ZCE [5]. La largeur de la ZCE est environ égale à l'épaisseur de la couche intrinsèque si celle-ci reste relativement large (>1µm).

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés au domaine spectrale allant de 0,85µm à 2,6µm. C'est d'ailleurs cette plage de longueurs d'onde qui va dicter le choix des matériaux semi-conducteurs que nous allons utiliser.

II. Choix du matériau semi-conducteur

Le coefficient d'absorption des semi-conducteurs dépendant fortement de la longueur d'onde, il est donc souhaitable de choisir un matériau semi-conducteur dont la bande interdite est légèrement inférieure à l'énergie du photon correspondant à la longueur d'onde de fonctionnement. Cette démarche permet de concilier un coefficient de réponse élevé et un temps de réponse court. Un des critères de choix du matériau semi-conducteur sera donc un coefficient d'absorption élevé dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. Les composés III-Sb et leurs alliages présentent un coefficient d'absorption élevé dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. Les composés III-Sb et leurs alliages présentent un coefficient d'absorption élevé dans la gamme de longueur d'onde envisagé dans ce travail. Les éléments déterminants pour le choix d'un type d'alliage dans le but d'un usage optoélectronique sont le paramètre de maille cristalline et la largeur de la bande interdite [6]. En effet, les techniques de croissance et l'obtention de bonnes performances exigent d'utiliser des composés adaptés en maille. La longueur d'onde détectée dépend directement du gap E_e .

Les efforts actuels de recherche sont orientés sur l'utilisation de composés III-V présentant les avantages suivants:

- Possibilité de réaliser des hétérojonctions de bonne qualité, ce qui donne une grande souplesse dans la conception des composants, et permet l'optimisation des divers paramètres de la structure indépendamment des uns et des autres. Les photodiodes élaborées à partir des composés ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ (dont le domaine spectral s'étend de 0,85 à 2,6µm sont déposées sur un substrat *GaSb* et leurs mailles sont parfaitement adaptées.
- Les transitions entre bande de valence et bande de conduction sont directes : les variations des coefficients d'absorption en fonction de la longueur d'onde sont donc très rapides autour de la longueur d'onde correspondant à la hauteur de la bande interdite.
- Les propriétés cristallographiques et optiques de ces matériaux peuvent être exploitées pour obtenir des courants d'obscurité très faibles.

Les antimoniures sont des matériaux semi-conducteurs à petit gap $(0,17eV \le E_g \le 1,62eV)$ qui fonctionnent dans la gamme de longueurs d'onde située dans le domaine du proche infrarouge [7]. Par conséquent, en combinant ces types de matériaux dans les alliages ternaires (*GaInSb* et *GaAlSb*), on peut non seulement balayer la majeure partie du spectre solaire allant du visible jusqu'au proche infrarouge et aussi profiter de nombreux avantages des ces familles de semiconducteurs. On peut ainsi améliorer les propriétés optiques, électriques et structurales de nos dispositifs.

III. Caractéristiques des dispositifs photodétecteurs

Tous les photons qui pénètrent dans le matériau semi-conducteur ne seront pas automatiquement photodétectés. Pour qu'un photon soit absorbé, il doit posséder une énergie E_{photon} égale ou supérieure à la hauteur de la bande interdite E_g pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. Cela implique une longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le matériau devient transparent au rayonnement. La longueur d'onde λ_c est déterminée par l'énergie de bande interdite du semi-conducteur selon la relation suivante [8] :

$$E_{photon} = \frac{hc}{\lambda} \ge E_g \Longrightarrow \lambda_c = \frac{hc}{E_g} , \text{ soit } \lambda_c (\mu m) = \frac{1,24}{E_g (eV)}$$
(I.2)

Si l'énergie du photon E_{photon} est inférieure au gap E_g du matériau, alors le photon peut traverser le photodétecteur sans être absorbé. Le coefficient d'absorption du sémiconducteur est donc un facteur essentiel qui va déterminer le rendement du photodétecteur.

Parmi les grandeurs qui caractérisent le comportement d'un photodétecteur, nous nous sommes intéressés au coefficient d'absorption, au rendement quantique interne et à la sensibilité.

1. Coefficient d'absorption

Dans le domaine de l'optoélectronique, l'un des paramètres essentiels à la compréhension des phénomènes de génération-recombinaison de porteurs, est la notion de coefficient d'absorption. Ainsi pour une énergie incidente inférieure à l'énergie de la bande interdite, le matériau reste transparent au rayonnement incident, et le coefficient d'absorption est faible. Le coefficient d'absorption dépend du matériau utilisé et de la longueur d'onde.

Si la surface d'un semi-conducteur reçoit un flux de photon Φ_0 d'énergie incidente E_i et si R est le coefficient de réflexion du semi-conducteur alors le flux transmis est $\Phi_i = (1 - R)\Phi_0$.

Pour une longueur d'onde donnée, le coefficient d'absorption α du matériau est défini comme étant la variation relative de la densité de rayonnement par unité de longueur, ce qui conduit à la relation suivante:

$$\alpha = -\frac{1}{dx} \frac{d\Phi(x)}{\Phi(x)} \tag{I.3}$$

 $\Phi(x)$ est la densité de flux lumineux à une distance x de la surface du semi-conducteur.

Après la traversée de la surface du photodétecteur, le flux de photons d'énergie E se propage à l'intérieur du semi-conducteur et décroit suivant la loi exponentielle proportionnellement à la distance parcourues x et décrite par :

$$\Phi(x) = (1 - R)\Phi_0 \exp(-\alpha x). \tag{I.4}$$

 α : coefficient d'absorption du matériau

R : coefficient de réflexion

Si α est nul, le rayonnement d'énergie E traverse le matériau sans atténuation, le matériau est transparent à ce rayonnement. Si par contre α n'est pas nul, le matériau absorbe le rayonnement qui s'atténue alors exponentiellement au cours de sa propagation. Cette absorption se traduit par la création de paires électron-trou. Chaque photon absorbé crée une paire électron-trou, de sorte qu'en un point d'abscisse x, le nombre de paires électron-trou créées par unité de temps est égale au nombre de photon disparus par unité de temps. Par conséquent le taux de génération de paires électron-trou est égal au taux de disparition de photons. Soit $g(x) = (1-R)\alpha \Phi_0 \exp(-\alpha x)$. Mais il y a d'autres propriétés encore qui caractérisent un photodétecteur.

2. Rendement quantique interne

L'absorption lumineuse est le phénomène de base qui gouverne la dépendance de la réponse spectrale d'un photodétecteur de l'énergie des photons incidents. Les semi-conducteurs à bande interdite directe présentent une transition abrupte de la réponse spectrale de part et d'autre de la bande interdite caractéristique du matériau semi-conducteur.

Le rendement quantique interne η est défini comme le rapport du nombre de paires de porteurs photocréés et collectées au nombre de photons absorbés dans la même période, il est toujours inférieur à l'unité. Le rendement quantique interne est donné par la relation [9]:

$$\eta = \frac{J_{Ph}}{q(1-R)\Phi_0} \tag{I.4}$$

 J_{Ph} : la densité de courant totale des porteurs générés dans les différentes zones du dispositif.

q: la charge élémentaire de l'électron

Pour un coefficient d'absorption donné, la zone d'absorption doit donc être suffisamment épaisse et pure pour obtenir un rendement optimal.

Les porteurs libres peuvent se déplacer sans se recombiner pour atteindre les zones de contact. On dit, dans ce cas, que leurs durées de vie sont élevées. Lorsque les durées de vie des porteurs dans la zone absorbante sont supérieures aux durées de leurs trajets vers les zones de contact, appelées temps de transit, chaque photon absorbé sera à l'origine d'une charge envoyée dans le circuit extérieur. Le but est d'extraire au maximum et le plus rapidement possible les porteurs photogénérés dans les zones absorbantes avant qu'ils ne se recombinent.

Dans le cas où il est impossible d'augmenter leurs durées de vie, nous pouvons réduire le temps de transit en augmentant le champ électrique appliqué ou le potentiel de polarisation.

Le rendement quantique interne dépend de la longueur d'onde du rayonnement et des paramètres géométriques et photoélectriques du composant, il va définir le domaine spectral d'utilisation du photodétecteur.

3. La sensibilité

Une des caractéristiques principales des photodétecteurs est la sensibilité [10 ; 11]. Elle caractérise la conversion optique-électrique du photodétecteur. La sensibilité du photodétecteur exprimée en ampère par watt (A/W) définit le rapport du photocourant I_{Ph} au flux énergétique reçu. Au point de vue optique, elle est liée au rendement quantique interne η par la relation :

$$S = \eta \cdot \frac{\lambda(\mu m)}{1,24} \tag{I.5}$$

L'évolution de la sensibilité S est donc fonction de la longueur d'onde λ ou de l'énergie du photon E_{photon} et du rendement quantique interne η . Pour chaque type de photodétecteur, le constructeur spécifie la sensibilité spectrale d'une part au moyen de la courbe de réponse spectrale d'où la particularité et l'intérêt de notre travail.

L'ultime limite à la vitesse de réponse d'un photodétecteur est fixée par le temps de transit des porteurs minoritaires dans la zone désertée. Le champ électrique régnant dans cette zone est élevé et les porteurs atteignent vite leur vitesse limite d'entrainement.

Lorsque les photons sont absorbés dans les zones électriquement neutres, la vitesse de réponse est limitée par le temps de diffusion des porteurs minoritaires jusqu'à la zone de charge d'espace. Ce phénomène peut être analysé aussi à partir de la longueur de diffusion qui

caractérise la distance que peuvent atteindre les porteurs minoritaires photogénérés ou injectés avant de se recombiner.

La sensibilité du photodétecteur reste une des caractéristiques importantes dans l'amélioration des performances des dispositifs photodétecteurs.

Du fait de leur dépendance à la longueur d'onde du rayonnement et donc de l'énergie, les caractéristiques des dispositifs photodétecteurs définissent la gamme de longueurs d'onde d'utilisation des photodétecteurs. Comme nous nous sommes intéressés à la détection dans le domaine du proche infrarouge, il est donc judicieux d'étudier les propriétés physiques des matériaux III-Sb permettant une détection dans ce domaine spectral.

IV. Propriétés physiques des matériaux semi-conducteurs III-Sb et leurs alliages

En effet, la nature nous offre différents types d'atomes et de structures cristallines mais il faut l'intelligence humaine pour les assembler artificiellement afin d'élaborer de nouvelles structures pour de nouvelles applications. Les matériaux de choix pour l'optoélectronique sont les semi-conducteurs III-V [12] et les percées récentes en technique de fabrication et de caractérisation ont mis l'ingénierie électronique à un niveau sans précédent, créant des détecteurs de lumière sur une large gamme spectrale. Dans ce contexte, les photodétecteurs à base de *GaSb* sont au centre des efforts de développement considérable en raison de leur efficacité de conversion élevée et le potentiel d'amélioration de leurs performances. Les III-antimoniures constituent une très bonne solution technique pour la photodétection proche infrarouge et sont en même temps flexibles, fiables et très bien adaptés à toute la gamme d'application proche infrarouge.

Les semi-conducteurs de la famille des antimoniures III-Sb sont constitués d'un élément de la colonne III et de l'antimoine (Sb)qui appartient à la colonne V du tableau périodique de Mendeleïev, regroupant un extrait de cette classification en tableau 1 (les chiffres en haut et en bas représentent respectivement le numéro atomique et la masse atomique). Ainsi de nombreux composés binaires peuvent être réalisés.

III	IV	V
$^{10,81}_{5}B$	$^{12,01}_{6}C$	$^{14,01}_{7}N$
$^{26,98}_{13}Al$	$^{28,09}_{14}Si$	${}^{30,97}_{15}P$
$^{69,94}_{31}Ga$	$^{72,59}_{32}Ge$	$^{74,92}_{33}As$
^{114,82} ₄₉ In	$^{118,69}_{50}Sn$	$^{121,75}_{51}Sb$

Tableau 1 : Extrait du tableau de la classification périodique [13].

Dans cette partie, nous nous intéressons aux propriétés physiques des binaires III-Sb particulièrement le composé *GaSb* utilisé comme substrat et aux propriétés physiques du ternaire $Ga_{1-x}In_xSb$ qu'on utilisera comme matériau intrinsèque dans les dispositifs P-i-N et du ternaire $Ga_{1-x}Al_xSb$ utilisé comme couche fenêtre. Parmi ces propriétés nous étudierons les paramètres de maille, les structures de bande d'énergie interdite, le taux de désaccord de maille, l'affinité électronique et leur évolution en fonction de la composition x en indium ou en aluminium.

1. Les composés binaires III-Sb

En combinant les éléments de la colonne III et ceux de la colonne V, il est possible de former des composés binaires dont les propriétés physiques sont diverses et peuvent être ajustées avec le choix des éléments. L'étude de leurs structures de bandes d'énergie montre toutefois, que les éléments les plus légers donnent des composés dont la bande interdite est large et indirecte. Des matériaux, comme les composés contenant du bore ou de l'aluminium, sont ainsi moins intéressant pour l'électronique rapide qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité des porteurs ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [14]. Parmi ces composés binaires, les semi-conducteurs de la famille des antimoniures sont l'antimoniure de gallium *GaSb*, l'antimoniure d'indium *InSb* et l'antimoniure d'aluminium *AlSb*. Le tableau 2 résume quelques paramètres de ces composés binaires d'antimoniure.

	InSb GaSb		aSb	AlSb		
T(K)	0	300	0	300	0	300
a(Å)	6,469	6,479	6,082	6,096	6,128	6,135
[15 ; 16]						
$e\chi(eV)$		3,80		4,10		4,90
		[17]		[18]		[19]
$E_g^{\Gamma}(eV)$	0,235	0,174	0,812	0,727	2,386	2,300
[15 ; 16]						
$E_g^X(eV)$	0,630	0,569	1,141	1,033	1,696	1,616
[15;16]						
$E_g^L(eV)$	0,930	0,870	0,875	0,753	2,329	2,210
[15 ; 16]						

 Tableau 2 : Paramètres physiques des composés binaires III-Sb

L'interaction entre la lumière et les matériaux sémiconducteurs constituant le dispositif photodétecteur s'accompagne par différents phénomènes physiques telles que la génération et la recombinaison. Ces phénomènes dépendent fortement de la structure cristalline, de l'affinité électronique et de la structure de bandes d'énergie interdite ou gap.

1.1 Structure cristallines des composés binaires III-Sb.

Les matériaux semi-conducteurs d'antimoniures III-Sb tels que *GaSb* cristallisent suivant la structure sphalérite aussi appelée structure Zinc-Blende (ZB). Cette configuration consiste en deux sous-réseaux cubiques à face centrée (cfc) décalés l'un par rapport à l'autre d'une translation de (a_4', a_4', a_4') suivant la diagonal de direction $\{111\}$ [20]. La constante *a* est le paramètre de maille défini comme étant la distance séparant deux mailles consécutives.

Chaque sous-réseau est constitué d'atomes de la colonne du groupe III ou de Sb du groupe V (Tableau 1). La stœchiométrie est donc un atome du groupe III pour un atome d'antimoine (Sb). Les liaisons chimiques entre les atomes sont fortement covalentes avec une mise en commun d'électron entre les atomes du groupe III et l'antimoine Sb.



Figure 3 : *Structure cristalline du composé binaire GaSb dans la configuration Zinc-Blende* [21].

Il existe un faible caractère ionique dans ces liaisons en raison de la différence d'électronégativité entre les éléments du groupe III et l'antimoine. Nous avons représenté sur la Figure 3 une maille élémentaire dans la configuration Zinc-Blende du binaire *GaSb*.

1.2 L'affinité électronique

L'affinité électronique $e\chi$ est définie comme étant l'énergie nécessaire pour extraire un électron de la bande de conduction du matériau pour l'envoyer dans le vide (Figure 4). Ce paramètre est très important surtout dans la représentation des diagrammes énergétiques des hétérojonctions. Il caractérise, en général, les discontinuités (Figure 4) des diagrammes d'énergie au niveau des interfaces, qui peuvent être à l'origine de plusieurs phénomènes. On considère que la jonction est abrupte c'est-à-dire qu'il y a passage abrupt du matériau 1 de type P au matériau 2 de type N de l'hétérojonction PN (Figure 4).

Le schéma montre la présence de discontinuités qui affecte les bords Ec et Ev de la bande de conduction et de la bande de valence à l'abscisse de la jonction (Figure 4).



Figure 4 : *Diagramme de bandes à l'équilibre thermique d'une hétérojonction abrupte du type « matériau de grand gap dopé P/matériau gap réduit dopé n »*

Le sens des inégalités entre les gaps et entre les affinités électroniques des deux matériaux, associe à la discontinuité du niveau de la bande de valence Ev, un minimum aigu (figure 4) appelé « **Spike** » et une dépression appelée « **Notch** ». On la qualifie de discontinuité forte car elle influence sous polarisation, la nature du déplacement des trous dans la bande de valence. Au contraire, la discontinuité du niveau de la bande de conduction Ec n'introduit pas une rupture de monotonie (Figure 4) et n'est donc pas de nature à modifier les mécanismes de déplacement des électrons dans la bande de conduction. On la qualifie de quasi-continuité.

L'importance de l'effet de barrière du Spike dépend de la région dans laquelle s'étend préférentiellement la zone de charge d'espace. Si le dopage de la région P est faible devant celui de la région N, la zone de transition qui correspond à la zone de courbure des bandes (Figure 4) s'étend préférentiellement dans la région P. Dans ces conditions, le Spike dont l'amplitude ne dépend pas des niveaux de dopage ne dépasse pas le niveau du gap et la barrière de potentiel s'opposant au passage des trous de la région P vers la région N s'identifie au décalage des niveaux d'énergie Ev_1 et Ev_2 .

Le Notch, quant à lui, crée une zone d'accumulation de trous (un puits de charges positives). Il tend à renforcer l'activité de recombinaison et donc de dégrader les performances statiques et dynamiques du dispositif. L'effet est d'autant plus prononcé que le Notch est proche du niveau de Fermi.

On note que la polarisation n'a d'effet ni sur l'amplitude du Spike ni sur l'amplitude de la quasi-continuité. L'amplitude du Spike est directement fixée par la différence des affinités électroniques des deux matériaux constituant la jonction PN.

Pour donc réduire au minimum des phénomènes liés à ces discontinuités, il est judicieux d'élaborer des jonctions avec des alliages d'antimoniures dont les affinités électroniques sont très proches.

1.3 Structure de bandes d'énergie des composés binaires III-Sb

La compréhension de la structure de bandes d'un semi-conducteur est essentielle pour toute éventuelle réalisation de dispositif photodétecteur à base de semi-conducteur d'intérêt. Un des points importants est la bande interdite E_g appelé gap qui est la valeur de l'énergie séparant le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence.

Les antimoniures III-Sb possèdent en général un gap direct car le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont pour un même point k de la zone de Brillouin. Ce gap correspond à l'énergie nécessaire au système pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. L'apport énergétique nécessaire à la transition est le plus souvent fourni par un photon ou une excitation électrique. Un gap direct favorise les phénomènes de génération et de recombinaison des porteurs et donc il est à la base, l'intérêt de ces matériaux pour l'optoélectronique.

La description la plus significative des surfaces d'énergie offertes aux électrons s'effectue dans l'espace réciproque ou espace des vecteurs d'onde k [22]. On simplifie généralement cette description en considérant les variations de l'énergie E en fonction de k selon les directions de plus haute symétrie de cet espace. Dans ces directions, et en se limitant à la première zone de Brillouin, la structure des bandes dans les composés III-Sb, qui nous intéressent, présente l'allure typique de la figure 4 représentant la structure de bandes d'énergie des composés binaires *InSb*, *GaSb* et *AlSb* en fonction du vecteur d'onde \vec{k} suivant les directions à la température ambiante 300 K.



Figure 5 : Diagramme de bandes d'énergie des composés binaires III-Sb

On note que les composés InSb et GaSb sont caractérisés par un gap direct avec $E_g(InSb) = 0,174eV$ et $E_g(GaSb) = 0,727eV$ tandis que le composé AlSb possède un gap indirect X-vallée dans la direction {100}. D'après ce diagramme des bandes d'énergie, il apparait clairement que GaSb est le candidat le plus adapté pour d'éventuelles applications de type photodétecteur dans le proche infrarouge. Il est également le meilleur candidat pour être utilisé comme substrat dans de tels systèmes car il possède des propriétés thermiques très intéressantes et il peut facilement être dopé par diffusion de zinc pour le type P ou de Tellure pour le type N [23]. La largeur de la bande interdite directe de ces composés binaires varie en fonction de la température et du paramètre de maille.

1.3.1 Variation du gap en fonction de la température

La température entraine une variation du gap des matériaux semi-conducteurs III-V selon la loi de Varshni [24]. Elle est donnée par :

$$E_g(T) = E_g(0) + \frac{\alpha T^2}{\beta + T}$$
(I.6)

Où ; $E_g(T)$ est la valeur du gap à une température T donnée, $E_g(0)$ celle à la température T=0K et α et β (Tableau3) appelés paramètres de Varshni, sont des valeurs empiriques déterminées expérimentalement pour chaque semi-conducteur.

		InSb [15]	GaSb [15]	AlSb [15]
Γ-Vallée	$\alpha (10^{-4}.eV.K^{-1})$	3,2	4,17	4,2
	$\beta(K)$	170	140	140
X-Vallée	$\alpha (10^{-4}.eV.K^{-1})$		4,75	3,9
	$\beta(K)$		94	140
L-Vallée	$\alpha (10^{-4}.eV.K^{-1})$		5,97	5,8
	$\beta(K)$		140	140

 Tableau 3 : Paramètres de Varshni des composés binaires III-Sb suivant les vallées.

La figure 6 présente les variations des bandes interdites en fonction de la température des composés binaires GaSb et AlSb. L'analyse de la variation des bandes d'énergie interdite montre que la valeur du gap du matériau AlSb, suivant la vallée Γ , reste supérieure aux gaps suivant les vallées X et L et cela quelque soit la température. La variation des bandes interdites en fonction de la température vérifie ainsi la nature indirecte du composé binaire AlSb et la nature directe du binaire GaSb pour des températures inférieures à 428K. Au-delà de cette température le matériau GaSb apparaît comme un matériau à gap indirect (figure 6a) car le minimum de sa bande de conduction se retrouve dans la vallée L.



Figure 6: Variations de l'énergie des bandes interdites en fonction de la température des composés binaires GaSb et AlSb.

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

On note que pour des températures inférieures à 100K, la valeur du gap est pratiquement constante alors qu'au-delà de cette température, elle décroit linéairement avec la température avec une pente de plus en plus importante.

La diminution de la valeur du gap direct en particulier nécessite le contrôle de la température de fonctionnement des dispositifs à base de ces binaires car plus la valeur du gap est faible plus les processus de génération recombinaison par centre profond et bande à bande sont probables. Ces processus augmentent, dans une photodiode, le courant d'obscurité ce qui n'est pas souhaitable au sens de la détectivité.

1.3.2 Variation de l'énergie du gap en fonction des paramètres de maille.

La figure 7 montre l'évolution des bandes interdites E_g et des paramètres de mailles des principaux composés III-V pouvant servir à la réalisation des dispositifs photodétecteurs.

Les points du graphe représentent la position des composés binaires stœchiométriques et les lignes l'évolution du gap E_g et du paramètre cristallin a, en fonction de la composition des alliages.



Figure 7 : Variation de l'énergie du gap en fonction des paramètres de maille des composés *III-V* [25].

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

Certaines lignes présentent un point anguleux qui dénote une transition entre un gap direct et un gap indirect. Sur cette figure on observe trois familles de matériaux, selon qu'ils soient épitaxiables sur substrats disponible : *GaSb*, *GaAs InP* et *InAs*. Ce diagramme est donc très important, car il permet de connaitre la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé, en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme *GaSb*, *GaAs* et *InP* afin d'obtenir le gap désiré.

Pour pouvoir détecter dans la gamme de longueurs d'onde allant du visible au moyen infrarouge en passant par le proche infrarouge, il est nécessaire d'utiliser des matériaux à plus faibles énergies de bandes interdites. Ceci a nécessité la mise en œuvre de photodétecteurs à base d'antimoniures III-Sb pour atteindre des longueurs d'onde situées entre 0,85 et 2,6 µm qui est la gamme d'intérêt de notre travail.

Le diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de la bande interdite et donc les propriétés optiques, varient dans une large gamme. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété de composition permettant de modifier leurs propriétés électroniques.

Il existe, cependant, une contrainte importante pour la fabrication de ces matériaux qui sont réalisés en couches minces par croissance épitaxie sur un substrat binaire car le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat. On note que les alliages dont le paramètre cristallin est proche de 6,1Å peuvent être formés à base des antimoniures et peuvent être déposés en quasi-accord de maille sur le substrat *GaSb*. Les systèmes de matériaux d'antimoniures dont le paramètre de maille est proche de 6,1Å ont déjà suscité un grand intérêt pour leurs applications en électronique notamment pour la réalisation de composants optoélectroniques fonctionnant dans le domaine allant du visible au moyen infrarouge en passant par le proche infrarouge grâce à leur très grande mobilité électronique [26].

Ce diagramme nous montre entre autre la possibilité de réaliser des alliages ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ de maille proche de 6,1Å et donc en accord avec le substrat GaSb selon la composition x en indium ou en aluminium.

2. Les composés ternaires à base d'antimoniures III-Sb

L'étude des alliages des semi-conducteurs III-Sb connaît un très grand intérêt dans le développement des photodétecteurs. Les alliages ternaires de type III-III'-Sb sont constitués de deux binaires antimoniures III-Sb et III'-Sb. Ils cristallisent dans la phase chalcopyrite qui est une double structure Zinc-Blende.

L'intérêt des antimoniures est encore renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments de la colonne III par un élément de la même colonne du tableau de classification périodique (Tableau1).

Dans ce mémoire de thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux alliages ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ qui sont de par leurs propriétés physiques de très bons candidats à la photodétection. Les composants optoélectroniques à base de ces alliages ternaires couvrent une large gamme du spectre d'absorption (Figure7) et présentent plusieurs applications et intérêt technologique dans le domaine du proche infrarouge à cause de leurs propriétés. L'identification des propriétés des ces alliages ternaires ($Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$) devient nécessaire et indispensable pour une meilleure exploitation des caractéristiques de ces matériaux. Les propriétés de ces alliages comme le paramètre de maille, l'énergie de bandes interdites et l'affinité électronique dépendent en générale de la composition x en indium (In) ou en aluminium (Al) des ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$.

2.1 Evolution du paramètre de maille des ternaires Ga_{1-x}In_xSb et Ga_{1-x}Al_xSb

Le paramètre de maille, défini comme étant la distance séparant deux mailles consécutives, est noté a. Lors de la réalisation des alliages ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ les paramètres de maille a_{GaInSb} et a_{GaAlSb} peuvent être considérés comme évoluant linéairement en fonction de la composition x des binaires *InSb*, *GaSb* et *AlSb* suivant la loi de Vegard [16]. Pour ces types d'alliages les paramètres de maille s'écriront ainsi :

$$a_{GaInSb} = a_{InSb} \times x + (1 - x) \times a_{GaSb}$$
(I.7)

$$a_{GaAlSb} = a_{AlSb} \times x + (1 - x) \times a_{GaSb} \tag{18}$$

Cette loi possède, cependant, une limite d'applicabilité car il est nécessaire qu'aucun des binaires impliqués ne soit en trop faible proportion (moins de 4%) [1].

Sur la figure 6 nous notons que le paramètre de maille de *AlSb* est proche de celui de *GaSb*, mais tous les deux très différents de celui de *InSb*. Il est reconnu que la différence de paramètre de maille se traduit par une contrainte interne qui apparaît à l'interface entre les différents matériaux lors de la fabrication des hétérostructures. Cette contrainte est, en général,

proportionnelle au taux de désaccord de maille relatif noté $\frac{\Delta a}{a}$.

2.1.1 Le taux de désaccord de maille $\frac{\Delta a}{a}$

Comme nous utilisons, dans ce travail, le binaire *GaSb* comme substrat, il serait donc intéressant d'étudier l'évolution du taux de désaccord de maille en fonction de la composition x des alliages ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ des hétérostructures $Ga_{1-x}In_xSb/GaSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb/GaSb$. Le taux de désaccord de maille d'un alliage ternaire par rapport au substrat GaSb est par définition [27] :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a(alliage) - a(GaSb)}{a(GaSb)}$$
(I.9)

Ainsi pour :

l'hétérostructure
$$Ga_{1-x}In_xSb/GaSb$$
, $\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{GaSb}(1-x) + a_{InSb} \times x - a_{GaSb}}{a_{GaSb}}$ (I.10)

l'hétérostructure
$$Ga_{1-x}Al_xSb/GaSb$$
, $\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{GaSb}(1-x) + a_{AlSb} \times x - a_{GaSb}}{a_{GaSb}}$ (I.11)

Sur la figure 8 nous présentons la variation du taux de désaccord de maille $\frac{\Delta a}{a}$ en fonction de la composition x en indium (In) ou en aluminium (Al) des hétérostructures $Ga_{1-x}In_xSb/GaSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb/GaSb$.

L'analyse théorique du taux de désaccord de maille, nous montre que l'alliage $Ga_{1-x}In_xSb$ est très fortement désaccordé par rapport à GaSb avec $\left|\frac{\Delta a}{a}\right| \ge 2\%$ pour une composition en indium supérieure à 32%. Lorsque la valeur absolue du taux de désaccord de maille dépasse une valeur critique (généralement $\left|\frac{\Delta a}{a}\right| \ge 2\%$) [28], il apparaît des contraintes internes à l'interface lors de la croissance de couche épitaxie de $Ga_{1-x}In_xSb$.



Figure8 : Variation du taux de désaccord de maille en fonction de la composition x en indium (In) ou en aluminium (Al).

Au-delà de cette limite, la couche épitaxie produit des défauts indésirables qui détériorent la qualité de la couche jouant le rôle de centres de recombinaison tueurs de porteurs photogénérés dans le dispositif.

Les valeurs positives du taux de désaccord de maille traduisent une compression des liaisons chimiques de l'alliage $Ga_{1-x}In_xSb$ lors d'une épitaxie sur le substrat GaSb. En effet le substrat GaSb tend à imposer une distance interatomique plus faible que celle de l'alliage $Ga_{1-x}In_xSb$ à l'état libre.

L'alliage $Ga_{1-x}Al_xSb$, quant à elle, est peu désaccordé de maille par rapport à *GaSb* avec $\left|\frac{\Delta a}{a}\right| \leq 1\%$, par conséquent l'épitaxie de cet alliage peut en principe ne pas créer de défauts cristallins dans la couche déposée. On pourrait donc négliger tout phénomène de recombinaison à l'interface entre le $Ga_{1-x}Al_xSb$ et le *GaSb*.

2.1.2 L'épaisseur critique W_c

L'épaisseur critique d'une couche épitaxiée est l'épaisseur à partir de laquelle la contrainte contenue dans la couche devient trop importante et la couche se relaxe plastiquement en créant des défauts structuraux.

Pour un taux de désaccord de maille $\frac{\Delta a}{a}$ donné, lorsque l'épaisseur de la couche épitaxiée est inférieure à une épaisseur limite appelée épaisseur critique W_c , les angles entre les liaisons chimiques se réadaptent. Le cristal conserve sa cohérence.

Pour un taux de désaccord de maille $\left|\frac{\Delta a}{a}\right| \prec 3\%$, la valeur de W_c peut être estimée par la relation semi-empirique suivante:

$$W_{c}(nm) = \frac{0.003 \times a^{2}}{(\Delta a)^{2}}$$
(I.12)

Sur la figure 9, nous présentons la variation de l'épaisseur critique des couches $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ en fonction de la composition x en indium ou en aluminium.



Figure 9 : Evolution de l'épaisseur critique des couches épitaxiées $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ en fonction de la composition x en indium ou en aluminium.

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

On note une diminution de l'épaisseur critique en fonction de la composition x. Toutefois, cette diminution est beaucoup plus importante avec la couche de $Ga_{1-x}In_xSb$ qui est de l'ordre de $0,025\mu$ m pour x égale à 18% alors que la couche de $Ga_{1-x}Al_xSb$ peut atteindre une épaisseur égale à 6,4µm pour une composition en aluminium $x \le 10\%$. On remarque que l'épaisseur de la couche $Ga_{1-x}Al_xSb$ vaut 10µm pour une composition en aluminium x = 8% et 40µm pour x = 4% tandis que l'épaisseur de la couche $Ga_{1-x}In_xSb$ ne peut pas dépasser les 2µm quelque soit la composition x en indium. Les faibles valeurs de l'épaisseur critique de l'alliage ternaire $Ga_{1-x}In_xSb$ montrent toute la complexité de réalisation de cette couche.

2.2 Variation de l'affinité électronique pour les alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$.

L'affinité électronique est l'un des paramètres essentiels pour une meilleure exploitation des diagrammes de bandes des hétérojonctions à base des antimoniures III-Sb. A cause de la complexité des alliages III-III'-Sb, certains de leurs paramètres restent inconnus, ce qui nécessite des approximations mathématiques. L'interpolation est l'une des méthodes qui donne de bonnes estimations pour ces paramètres.

A partir des affinités électroniques des composés binaires InSb, GaSb et AlSb (Tableau2), Il est possible d'obtenir les affinités électroniques des matériaux $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ selon la loi de Vegard [29]:

$$\chi_{GaInSb} = \chi_{InSb} \times x + (1 - x) \times \chi_{GaSb}$$
(L13)

$$\chi_{GaAISb} = \chi_{AISb} \times x + (1 - x) \times \chi_{GaSb}$$
(I.14)

La figure 10 nous montre la variation de l'affinité électronique pour les deux alliages en fonction de la composition x en indium ou en aluminium.

Nous remarquons l'effet de la composition en indium et en aluminium dans les deux alliages respectifs $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$. L'affinité électronique de $Ga_{1-x}In_xSb$ augmente avec la composition x en indium par contre celle de $Ga_{1-x}Al_xSb$ diminue avec la composition x en aluminium.
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES DISPOSITIFS PHOTODETECTEURS À BÀSE DES ANTIMONIURES III-SB.



Figure 10: Variation de l'affinité électronique pour les deux ternaires en fonction de la composition en indium ou en aluminium.

Toutefois la différence d'affinité électronique entre ces trois matériaux $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ et GaSb est pratiquement nulle pour une composition x en indium ou en aluminium inférieure à 20% ce qui nous permettra de négliger les effets liés au Spike, par conséquent aux discontinuités, dans nos modélisations (Chapitre II).

2.3 Variation des bandes interdites des alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$.

Pour pouvoir détecter dans la gamme de longueurs d'onde allant du visible au proche infrarouge, il est nécessaire d'utiliser des matériaux à plus faible énergie de bande interdite. Ceci a nécessité la mise en œuvre de photodétecteurs à base d'antimoniures III-Sb pour atteindre des longueurs d'onde situées entre 0,5µm et 2,6µm.

A partir des gaps des composés binaires GaSb, InSb et AlSb, il est possible de déterminer les bandes interdites des alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ en utilisant la loi de Vegard. La loi de Vegard est une loi empirique indiquant que les valeurs des énergies des bandes interdites peuvent être déterminées par une interpolation linéaire des valeurs des bandes interdites impliquées dans l'alliage.

CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES DISPOSITIFS PHOTODETECTEURS À BÀSE DES ANTIMONIURES III-SB.

Cependant, les valeurs mesurées peuvent dévier de l'interpolation linéaire à cause de la taille relative des constituants, du volume relatif par électron de valence, des zones de Brillouin, et des différences électrochimiques entre les éléments [30]. Il a donc été nécessaire d'introduire un paramètre de courbure dans l'expression afin de suivre les données expérimentales [15]. Pour les composés ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ la loi de Vegard avec paramètre de courbure C est définie par:

$$E_g(Ga_{1-x}In_xSb) = E_g(InSb) \times x + (1-x) \times E_g(GaSb) - C_{GaInSb} \times (1-x) \times x$$
(I.15)

$$E_g(Ga_{1-x}Al_xSb) = E_g(AlSb) \times x + (1-x) \times E_g(GaSb) - C_{GaAlSb} \times (1-x) \times x$$
(I.16)

Où C représente le paramètre de courbure décrivant l'inclinaison de la variation de la bande interdite avec la composition x [31]. Les paramètres de courbure relatifs aux bandes interdites des matériaux ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ exprimant l'écart à la linéarité sont donnés dans le tableau 4.

	$Ga_{1-x}In_xSb$	$Ga_{1-x}Al_{x}Sb$
E_{g}^{Γ}	0,415 [15]	0,47[32;33]
<i>E</i> ^X _g [15]	0,33	0
<i>E</i> ^{<i>L</i>} _{<i>g</i>} [15]	0,40	0

Tableau 4 : Paramètre de courbure des composés ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$.

Il est important de noter que le sommet de la bande de valence se situe au point Γ qui est le centre de la zone de Brillouin, une propriété commune à tous les semi-conducteurs à structure cubique. Compte tenu de l'unicité du point Γ dans la première zone de Brillouin, le maximum de la bande de valence est unique. De ce fait, la nature du gap de l'alliage considéré peut donc être connue à partir de l'énergie minimale des différentes vallées de la bande de conduction. Sur la figure 11, nous présentons les variations des bandes interdites des matériaux ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ suivant les directions en fonction de la composition x en Indium ou en Aluminium.



Figure 11: Variation des énergies des bandes interdites des ternaires $Ga_{1-x}In_xSb(a)$ et $Ga_{1-x}Al_xSb(b)$ en fonction de la composition x en Indium ou en Aluminium.

La figure 11 nous permet de remarquer que :

- L'alliage ternaire $Ga_{1-x}In_xSb$ (figure10a) présente un gap direct $0,174 \le E_g^{\Gamma} \le 0,727eV$ dans toute la gamme de composition x en indium. C'est donc un matériau très intéressant pour les applications optoélectroniques et en particulier en tant que photodétecteur.
- L'alliage ternaire Ga_{1-x}Al_xSb, quant à lui, la nature de sa transition énergétique change avec la composition x en aluminium. Il ne présente un gap direct que pour des valeurs x de la composition en aluminium inférieur à 28,5% avec des énergies comprises dans le domaine 0,727 ≤ E^Γ_g ≤ 1,06eV. Par contre lorsque le taux d'aluminium devient supérieur à 28,5%, la transition devient indirecte car le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X (figure 11(b)). Pour une meilleure efficacité des photodétecteurs à base de cet alliage, il est nécessaire d'avoir un faible taux d'aluminium afin d'assurer que les transitions soient directes.

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons étudié le principe de fonctionnement des photodétecteurs et le choix des matériaux semi-conducteurs. Ce qui nous a permis d'identifier les matériaux d'intérêt dans le domaine allant du visible au proche infrarouge. Les matériaux antimoniures possèdent un large domaine d'application dans l'optoélectronique. Nous avons évoqué les caractéristiques des dispositifs photodétecteurs utiles dans la modélisation et pouvant permettre une meilleure compréhension de leur performance.

L'étude des propriétés physiques des antimoniures III-Sb et les alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ a montré la possibilité d'obtenir les paramètres de ces ternaires à partir de ceux des binaires impliqués dans l'alliage. Cependant, les paramètres des alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ dépendent fortement de la composition x en indium ou en aluminium. L'évolution du taux de désaccord de maille nous a montré que le binaire GaSb reste un bon substrat pour les ternaires $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-x}Al_xSb$ avec des compositions x en indium ou en aluminium inférieurs à 30%.

L'alliage ternaire $Ga_{1-x}Al_xSb$, vue la nature directe et la valeur de son gap d'énergie pour $x \le 28,5\%$, peut donc être utilisé comme couche fenêtre dans le domaine allant du visible au proche infrarouge.

L'intérêt pratique des hétérostructures à base de ces matériaux, réside dans le bon contrôle non seulement de la largeur du gap voulu, l'élargissement du spectre d'absorption, mais également et surtout du bon paramètre de maille qui permet de réduire les désaccords de maille et, par conséquent les contraintes qui en résultent.

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous cherchons à définir des modèles théoriques du rendement quantique interne des dispositifs photodétecteurs faisant intervenir les paramètres caractéristiques des phénomènes de transport dans les différentes parties du composant électronique. La modélisation des dispositifs photodétecteurs ne serait donc pas simple car elle dépend fortement de plusieurs propriétés optoélectroniques intrinsèques du matériau utilisé, telles que la vitesse de recombinaison, la longueur de diffusion des photoporteurs, l'énergie de la bande interdite, l'affinité électronique et la mobilité des porteurs minoritaires. Le nombre élevé de ces paramètres complique la résolution des équations analytiques. Cependant, de nombreuses simplifications et hypothèses sont utilisées à cet effet et ont permis d'adopter des modèles de calcul conduisant à des solutions analytiques satisfaisantes. Ces modélisations font appel aux différentes lois physiques et permettent de prédire les caractéristiques optoélectroniques qui sont associées à des hétérostructures. Parmi ces modélisations nous nous intéressons à la simulation des phénomènes de diffusion appliquée aux modèles de jonction en absence de polarisation et à celle de dérive-diffusion appliquée aux modèles de jonction sous polarisation.

I. Calcul du rendement quantique interne des dispositifs photodétecteurs en absence de polarisation.

Dans chaque dispositif, une analyse théorique de la détermination du rendement quantique est basée sur les influences des paramètres géométriques et photoélectriques et les effets de recombinaison en surface et en volume des porteurs de charge générés par illumination. Chaque photon absorbé crée une paire électron-trou et les porteurs minoritaires se diffusent vers la région où ils sont majoritaires avant d'être collectés. Afin d'obtenir des résultats rapides et permettre d'étudier l'influence de certains paramètres sur le fonctionnement des dispositifs photodétecteurs, une méthode de calcul analytique sur les phénomènes de diffusion a été développée. En absence de polarisation, les résultats donnent des solutions analytiques permettant d'analyser les comportements des composants électroniques. La méthode adoptée s'appuie notamment sur les équations de courant des électrons et des trous et les équations de continuité. Le rendement quantique interne tel que défini dans le chapitre I sera déduit des densités de courant des porteurs minoritaires qui sont

régies par les équations de continuité. Des hypothèses et simplifications seront présentées tout au long des calculs. Tout d'abord nous supposons qu'il n'existe pas de discontinuité d'énergie due à la différence des affinités électroniques des matériaux constituant le dispositif photodétecteur. Les régions de part et d'autre de la jonction sont uniformément dopées, alors il n'y a pas de champ électrique à l'extérieur de la zone de charge d'espace.

1. Le modèle de jonction p-n déposé sur substrat de type N.

Dans le but de simuler un modèle correspondant à une structure p-n-N déposée sur substrat $GaSb_N$ (Figure12), nous supposons que la jonction se trouve entre les deux premières couches (p-type et n-type) et que l'épaisseur du substrat est infiniment grande par rapport aux autres paramètres géométriques.



Figure 12 :(*a*) Schéma d'une jonction p-n déposée sur substrat de type N et (b) diagramme d'une hétérojonction p-n déposé sur substrat de type N.

Luquet et al [34] ont utilisé un modèle similaire pour calculer le rendement quantique à la base. Les lettres majuscules (P et N) et minuscules (p et n) symbolisant le type de semiconducteur représentent respectivement les matériaux à grand gap et ceux à faible gap pour le même type de dopage. Nous allons déterminer les densités de courant dans chaque région afin de déduire le rendement quantique interne. Dans les calculs nous nous limiterons aux modèles d'hétérojonctions. Les paramètres géométriques sont donnés au niveau de la figure 12(b).

1.1 Calcul de la densité de courant résultant de la diffusion des électrons dans l'émetteur.

Nous nous plaçons dans le cadre d'une jonction abrupte : dopage uniforme dans les deux parties n et p avec un passage abrupte dans le plan de la jonction. On suppose qu'en x=0 (figure 12), le dispositif reçoit un flux lumineux stationnaire monochromatique dont les

rayons sont parallèles à la direction (Ox). Ce rayonnement est absorbé dans le matériau suivant la loi de Beer-Lambert [35] $\Phi(x) = (1 - R)\Phi_0 e^{-\alpha x}$.

 $\Phi(x)$ désigne le flux de photons à l'abscisse x, Φ_0 la densité du flux de photons incidents (nombre de photons d'énergie E_0 qui tombent sur une unité de surface du dispositif par unité de temps), R le coefficient de réflexion sur la surface de la couche frontale et α le coefficient d'absorption intrinsèque du matériau.

Le calcul de la densité de courant résultant de la diffusion des électrons générés dans l'émetteur se fait à partir de l'équation de continuité suivante [36]:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = Dn \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + G_n \tag{II.1}$$

Nous appelons Dn le coefficient de diffusion des électrons dans l'émetteur de type p, τ_n la durée de vie des électrons dans l'émetteur (temps moyen entre la création d'un électron et sa recombinaison), G_n le taux de génération de ces porteurs dans cette région et Δn la variation de la densité des électrons qui sont les porteurs minoritaires dans l'émetteur. Le taux de génération de paires électron-trou G_n est égal au taux de disparition des photons comme on l'a défini dans le premier chapitre et il est donné par :

$$G_n(x) = (1 - R)\alpha \Phi_0 e^{-\alpha x}$$
(II. 2)

Comme nous travaillons en régime stationnaire et en absence de champ électrique extérieur appliqué, la variation de la densité des électrons dans la région p sous l'action de flux de photons est régie par :

$$\frac{d^2\Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n Dn} + \frac{(1-R)\alpha_1 \Phi_0 e^{-\alpha_1 x}}{Dn} = 0$$
(II.3)

On pose $Ln = \sqrt{Dn\tau_n}$ la longueur de diffusion des électrons (distance moyenne parcourue par un électron avant de se recombiner). Si les électrons sont générés à moins de cette distance de la zone de charge d'espace, alors ils pourront être accélérés par le champ électrique de la ZCE et être collectés afin de contribuer au photocourant. On obtient une équation différentielle analytique de second ordre avec second membre qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{Ln^2} = -\frac{(1-R)\alpha_1 \Phi_0 e^{-\alpha_1 x}}{Dn}$$
(II. 4)

La résolution de cette équation (4) conduit à une solution analytique qui est sous la forme :

$$\Delta n(x) = A e^{-x'_{Ln}} + B e^{x'_{Ln}} + K_1 e^{-\alpha_1 x}$$
(II. 5)

Avec
$$K_1 = -\frac{(Ln_1)^2 \alpha_1 (1-R) \Phi_0}{Dn_1 [(\alpha_1)^2 (Ln_1)^2 - 1]}$$
 (II. 6)

Les constantes A et B de la solution analytique seront déterminées à partir des conditions aux limites suivantes :

$$\frac{d\Delta n_1}{dx} = \frac{Sn_1}{Dn_1}\Delta n_1 \qquad en \quad x = 0$$
(II. 7)

$$\Delta n_1 = 0 \qquad en \quad x = x_p \tag{II. 8}$$

Le déficit des porteurs à la surface d'un sémiconducteur, causé par les recombinaisons, donne naissance à un gradient de concentration et un courant de diffusion.

En effet, la surface d'un sémiconducteur, où on peut trouver de nombreux niveaux électroniques (état de surface), constitue un site privilégié pour la recombinaison. Le taux de recombinaison en surface Rs exprimé en $cm^{-2}s^{-1}$ est par définition supposé proportionnel à la concentration volumique des porteurs en excès $\Delta n(cm^{-3})$ juste sous la surface. Le coefficient de proportionnalité S, défini par $Rs = S\Delta n$ s'exprime en cm/s. Pour cela, on l'appelle vitesse de recombinaison en surface. Ce paramètre reste utile pour définir les conditions aux limites dans la résolution des équations relatives au mouvement des porteurs dans un milieu de dimensions finies comme c'est le cas dans notre étude.

En supposant, par exemple, une jonction p-n dont la surface libre de type p se trouve en x=0, la densité de courant de diffusion des électrons en ce point s'écrit :

$$Js = -eDn \frac{d\Delta n}{dx}\Big|_{x=0} = -eSn\Delta n \qquad \text{en} \qquad x=0 \qquad (\text{II. 9})$$

: ce qui constitue la première condition aux limites.

.

Sn est la vitesse de recombinaison en surface des électrons.

On suppose qu'il n'y ait pas de porteurs minoritaire à la limite entre l'émetteur et la zone de charge d'espace (figure 10) du fait de la présence du champ électrique qui propulse automatiquement les électrons vers la région de type n. Cette hypothèse nous donne la deuxième condition aux limites donnée par l'équation (II.8).

La densité de courant des électrons dans le cas ou le système présente uniquement un processus de diffusion s'écrit [37]. :

$$J_{n} = eDn \frac{d\Delta n}{dx} \bigg|_{x=x_{p}}$$
(II. 10)

Soit :

$$J_{n} = -\frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha Ln}{\left[Ln^{2}\alpha^{2}-1\right]} \left[\frac{Ln\alpha + \frac{SnLn}{Dn} - \left[\sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right) + \frac{SnLn}{Dn}\cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right)\right]e^{-\alpha x_{p}}}{\cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right) + \frac{SnLn}{Dn}\sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right)} - Ln\alpha e^{-\alpha x_{p}}\right]$$
(II. 11)

Ce photocourant J_n est dû à l'absorption de photons dans la couche p de profondeur x_p (zone AB de la figure 12). Ce photocourant est essentiellement un courant d'électrons dont la même expression est donnée par A. Joullié et al [38].

La réponse spectrale ou le rendement quantique interne d'un photodétecteur est définie comme étant le rapport du nombre des porteurs de charges collectés au nombre de photons absorbés. Elle s'exprime par [39 ; 40]:

$$\eta_T = \frac{J_{ph}}{q(1-R)\Phi_0} \tag{II. 12}$$

 η_T est le rendement quantique interne total, J_{ph} la densité de courant totale résultant de la contribution des différentes régions du dispositif et q la charge élémentaire du photoporteur. Pour chaque radiation, ce rendement quantique interne total résulte des différentes composantes générées à différentes profondeurs du dispositif. La contribution des électrons générés dans l'émetteur (zone AB figure 11) est décrite par l'équation (II.13).

$$\eta_{f} = \frac{\alpha Ln}{[Ln^{2}\alpha^{2} - 1]} \left[\frac{Ln\alpha + \frac{SnLn}{Dn} - \left[\sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right) + \frac{SnLn}{Dn} \cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right) \right] e^{-\alpha x_{p}}}{\cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right) + \frac{SnLn}{Dn} \sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln}\right)} - Ln\alpha e^{-\alpha x_{p}} \right]$$
(II. 13)

Cette expression est pratiquement identique à celle obtenue par Le Nam, M. Rodot and al [40].

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

1.2 Calcul de la densité de courant résultant de la diffusion des trous dans la base.

L'absorption de photon dans la base donne naissance à la génération de trous qui vont se diffuser vers la jonction et être collectés si leur longueur de diffusion est supérieure à la distance qui sépare l'endroit où ils sont générés et la zone de charge d'espace. De cette diffusion résulte une densité de courant régie par les équations de continuité suivantes [41] :

$$\frac{d^{2}\Delta p_{2}}{dx^{2}} - \frac{\Delta p_{2}}{(L p_{2})^{2}} = -\frac{\alpha_{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-\alpha_{2}x}}{Dp_{2}}$$
(II. 14)

$$\frac{d^{2} \Delta p_{3}}{dx^{2}} - \frac{\Delta p_{3}}{(L p_{3})^{2}} = -\frac{\alpha_{3}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-(\alpha_{2}-\alpha_{3})x_{t}}e^{-\alpha_{3}x}}{Dp_{3}}$$
(II. 15)

où Lp_2 et Lp_3 sont les longueurs de diffusion des trous respectivement dans les régions 2 et 3, w_1 l'épaisseur de l'élargissement de la zone charge d'espace dans le matériau de type p, α_2 et α_3 sont les coefficients d'absorption des couches 2 et 3, Dp_2 et Dp_3 les coefficients de diffusion des trous dans les régions 2 et 3, et Δp_2 et Δp_3 les variations de la densité des trous dans les régions 2 et 3 (Figure 12). Les solutions de ces équations sont sous la forme :

$$\Delta p_2(x) = C e^{-x/Lp_2} + D e^{x/Lp_2} + K_2 e^{-\alpha_2 x}$$
(II. 16)

avec
$$K_2 = -\frac{(Lp_2)^2 \alpha_2 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)(x_p + w_1)}}{Dp_2 [(\alpha_2)^2 (Lp_2)^2 - 1]}$$
 (II. 17)

$$\Delta p_3(x) = M \, e^{-x_{Lp_3}} + N \, e^{x_{Lp_3}} + K_3 \, e^{-\alpha_3 x} \tag{II. 18}$$

avec
$$K_3 = -\frac{(Lp_3)^2 \alpha_3 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)(x_p + w_1)} e^{-(\alpha_2 - \alpha_3)x_t}}{Dp_3 [(\alpha_3)^2 (Lp_3)^2 - 1]}$$
 (II. 19)

Les constantes C, D, M, et N seront déterminées à partir des conditions aux limites suivantes [41]:

$$\Delta p_2 = 0 \qquad en \ x = x_p + w \tag{II. 20}$$

$$\Delta p_2 = \Delta p_3 \qquad en \ x = x_t \tag{II. 21}$$

$$Dp_2 \frac{d\Delta p_2}{dx} = Dp_3 \frac{d\Delta p_3}{dx} \qquad en \ x = x_i$$
(II. 22)

$$\Delta p_3 = 0 \qquad en \ x \approx \infty \tag{II. 23}$$

On rappelle qu'en régime permanent, la densité de courant de diffusion est conservative, par conséquent, les calculs ne dépendent pas de la position de x. En effet la densité de courant résultant de la diffusion des trous doit avoir la même valeur quelque soit x. On peut donc écrire [41] :

$$J_{p} = -eDp_{2} \frac{d\Delta p_{2}}{dx} \Big|_{x=x_{p}+w} \qquad \text{pour } x=x_{n}+w \qquad (\text{II. 24})$$

Soit

$$J_{p} = -\frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{2}Lp_{2}}{[(\alpha_{2})^{2}(Lp_{2})^{2}-1]}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})} \left[\frac{\left(\frac{\alpha_{2}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}} \right)e^{-\alpha_{2}x_{i}} + \left[\frac{\sinh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\cosh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) \right]}{\frac{\left[\cosh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\sinh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) \right]} \right]}{\left[-\alpha_{2}Lp_{2}e^{-\alpha_{2}(x_{p}+w)}} - \frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{3}Lp_{3}}{\left[(\alpha_{3})^{2}(Lp_{3})^{2}-1 \right]}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})} \right]}{\left[\cosh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\sinh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) \right]} \right]}$$
(II. 25)

A partir des équations (II. 12) et (II. 25), nous déduisons l'expression du rendement quantique interne dans la base (équation II. 26) qui décrit la contribution des trous générés dans la base et dans le substrat (figure 12 zone CD) et collectés par la jonction p-n.

$$\eta_{b} = -\frac{\alpha_{2}Lp_{2} \times e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{l})}}{[(\alpha_{2})^{2}(Lp_{2})^{2}-1]} \left[\frac{\left(\alpha_{2}Lp_{2} - \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\right)e^{-\alpha_{2}x_{l}} + \left[\frac{\sinh\left(\frac{x_{t} - (x_{p} + w)}{Lp_{2}}\right) + \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\cosh\left(\frac{x_{t} - (x_{p} + w)}{Lp_{2}}\right)\right]}{\left[\frac{\cosh\left(\frac{x_{t} - (x_{p} + w)}{Lp_{2}}\right) + \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\sinh\left(\frac{x_{t} - (x_{p} + w)}{Lp_{2}}\right)\right]} - \alpha_{2}Lp_{2}e^{-\alpha_{2}(x_{p}+w)}}{\left[\frac{\alpha_{3}Lp_{3}}{[(\alpha_{3})^{2}(Lp_{3})^{2}-1]}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{l})}\left[\frac{(1 - \alpha_{3}Lp_{3})e^{-\alpha_{2}x_{l}}}{[\cosh\left(\frac{x_{t} - (x_{p} + w)}{Lp_{2}}\right) + \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\sinh\left(\frac{x_{t} - (x_{p} + w)}{Lp_{2}}\right)]}\right]}\right]}$$

$$(II. 26)$$

Nous obtenons une expression avec deux termes. Le premier terme décrit la contribution des trous générés dans la base et le deuxième terme celle des trous générés dans le substrat au voisinage de l'interface entre le substrat et la base.

1.3 Calcul de la densité de courant créée dans la zone de charge d'espace J_{zce}

Dans la zone de charges d'espace (zone BC figure12), des paires électron-trou sont générées suite à l'absorption de photons et dissociées par le champ électrique interne. Les électrons sont envoyés vers la zone de type n et les trous vers la zone de type p.

En un point x quelconque de la zone de charge d'espace, on a une densité de courant qui est la somme de la densité de courant d'électrons générés entre x_p et x avec la densité de courant de trous générés entre x et x_p +w. La densité de photocourant totale dans la ZCE s'écrit [42].

$$J_{g\acute{en\acute{e}}}(x) = J_n[x_p; x] + J_p[x; x_p + w]$$
(II. 27)

En particulier, en x_p+w , seule la densité de courant d'électrons doit être prise en compte. Dans la zone de charge d'espace, en régime stationnaire et en l'absence de recombinaisons, et à une dimension, l'équation de continuité pour les électrons donne [41]:

$$\frac{1}{e}\frac{\partial J_n}{\partial x} + g_n(x) = 0 \tag{II. 28}$$

Soit:
$$J_n = -e \int_{x_p+w}^{x_p} g_n(x) dx$$
 (II. 29)

 $g_n(x)$ est le taux de génération des électrons sous l'action d'un flux de photons dans la zone de charge d'espace.

On suppose que le champ électrique présent dans la zone de transition est suffisamment important pour négliger toute densité de courant de recombinaison dans cette zone. Après intégration de l'équation (II. 25) on obtient :

$$J_{n} = -e(1-R)\Phi_{0}\left(1-e^{-\alpha_{1}w_{1}}e^{-\alpha_{2}w_{2}}\right)e^{-\alpha_{1}x_{p}}$$
(II. 30)

Nous négligeons la réflexion à l'interface (les constantes diélectriques des deux côtés de la jonction sont identiques).

Des équations (II. 12) et (II. 30) nous tirons l'expression du rendement quantique interne de la zone de charge d'espace (équation II. 31) qui décrit la contribution des porteurs générés dans cette zone (figure12) et collectés par la jonction p-n :

$$\eta_{zce} = \left(1 - e^{-\alpha_1 w_1} e^{-\alpha_2 w_2}\right) e^{-\alpha_1 x_p}$$
(II. 31)

2. Le modèle de jonction P-p-n déposée sur substrat GaSb_N avec couche fenêtre (P-type).

En fait, nous déposons une couche de type P à la surface de l'émetteur d'une homojonction p-n déposée sur substrat. Dans ce cas nous considérons que la jonction est localisée entre la couche dopée p et la couche dopée n. Les paramètres géométriques sont montrés au niveau de la figure13.



Figure 13: (a) Schéma d'une homojonction P-p-n déposée sur un substrat de type N et (b) diagramme d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ avec $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ comme couche fenêtre.

La densité de photocourant dans la zone de charge d'espace et celle à la base se calculent de la même façon que celles en I.1. Les résultats sont différents à un coefficient pré, dû à la présence de la première couche P utilisée comme couche fenêtre. Par contre les densités de

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

photocourant dans les régions 1 et 2 vont changer. Nous tiendrons compte, dans les calculs de la densité de photocourant dans ces deux régions, les recombinaisons en surface de la première couche et celles à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre.

2.1 Calcul de la densité de courant résultant de la diffusion des électrons générés dans les deux couches frontales.

En effet, la couche fenêtre reste transparente au flux de photons d'énergie inférieur à son énergie de gap. Mais pour une énergie de photons supérieure à son énergie de bande interdite il se produit une absorption de photons et par conséquent une génération d'électrons qui vont se diffuser vers la jonction et contribuer au photocourant.

Dans la région2 (zone FG figure 13), la densité de courant résultant de la diffusion des électrons s'écrit :

$$Jn_{2} = eDn_{2} \frac{d\Delta n_{2}}{dx} \bigg|_{x=x_{p}}$$
 pour x=x_p (II. 32)

Cette densité de courant se calcule en considérant les équations de continuité suivantes [41] :

$$\frac{d^{2} \Delta n_{1}}{dx^{2}} - \frac{\Delta n_{1}}{(L n_{1})^{2}} = -\frac{\alpha_{1}(1-R)\Phi_{0}e^{-\alpha_{1}x}}{Dn_{1}}$$
(II. 33)

$$\frac{d^{2} \Delta n_{2}}{dx^{2}} - \frac{\Delta n_{2}}{(L n_{2})^{2}} = -\frac{\alpha_{2} (1 - R) \Phi_{0} e^{-(\alpha_{1} - \alpha_{2})x_{d}}}{D n_{2}} e^{-\alpha_{2}x}$$
(II. 34)

où Ln_1 et Ln_2 sont les longueurs de diffusion des électrons respectivement dans les régions 1 et 2, α_1 et α_2 sont les coefficients d'absorption des couches 1 et 2, Dn_1 et Dn_2 les coefficients de diffusion des électrons dans les régions 1 et 2 et Δn_1 *et* Δn_2 les évolutions de la densité des électrons dans les régions 1 et 2.

Nous avons des équations différentielles analytiques de second ordre avec second membre dont les solutions sont sous la forme [41]:

$$\Delta n_1(x) = A_1 e^{-x/Ln_1} + B_1 e^{x/Ln_1} + K_1 e^{-\alpha_1 x}$$
(II. 35)

avec
$$K_1 = -\frac{(Ln_1)^2 \alpha_1 (1-R) \Phi_0}{Dn_1 [(\alpha_1)^2 (Ln_1)^2 - 1]}$$
 (II. 36)

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et Pa d'Energie Solaire (LASES)

Page 49

$$\Delta n_2(x) = A_2 e^{-x/Ln_2} + B_2 e^{x/Ln_2} + K_2 e^{-\alpha_2 x}$$
(II. 37)

avec
$$K_2 = -\frac{(Ln_2)^2 \alpha_2 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)x_d}}{Dn_2 [(\alpha_2)^2 (Ln_2)^2 - 1]}$$
 (II. 38)

Les constantes A₁, B₁, A₂, et B₂ seront déterminés à partir des conditions aux limites suivantes [41]:

$$\frac{d\Delta n_1}{dx} = \frac{Sn_1}{Dn_1} \Delta n_1 \qquad en \quad x = 0$$
(II. 39)

$$\Delta n_1 = 0 \qquad en \qquad x = x_d \tag{II. 40}$$

$$Dn_2 \frac{d\Delta n_2}{dx} = Dn_1 \frac{d\Delta n_1}{dx} + \Delta n_2 Sn_2 \qquad en \ x = x_d$$
(II. 41)

$$\Delta n_2 = 0 \qquad \qquad en \ x = x_p \tag{II. 42}$$

Le déficit des porteurs à la surface de la couche fenêtre causé par les recombinaisons en surface, après absorption des photons, donne naissance à un gradient de concentration et un courant de diffusion nous permettant de définir ainsi la première condition aux limites (équation II.39) comme on l'a fait dans le paragraphe **1.1**.

On suppose qu'il y ait un passage direct des électrons générés dans la couche fenêtre d'épaisseur x_d (Figure13) à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre. Ainsi il ne peut pas y avoir un excès d'électrons Δn_1 à l'interface ce qui justifie la deuxième condition aux limites.

En ce qui concerne la troisième condition, il est important de noter que le calcul de l'expression générale du rendement quantique interne de ce modèle doit tenir compte de l'existence des recombinaisons à l'interface des couches fenêtre et émetteur. En effet, les recombinaisons à l'interface entrainent un déficit de porteurs qui donne naissance à des gradients de concentration et des courants de diffusion au voisinage immédiat de l'interface.

En fin, comme nous l'avons supposé dans le paragraphe **1.1**, il ne peut y avoir d'électrons à la frontière entre la zone de charge d'espace et l'émetteur en x_p d'où la quatrième condition aux limites (équation II. 42).

La distribution de la densité de courant résultant de la diffusion des électrons est donnée par l'équation (II. 43).

$$Jn_{2} = -\frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{2}Ln_{2}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})x_{d}}}{[(\alpha_{2})^{2}(Ln_{2})^{2}-1]} \left[\frac{\left[\frac{Ln_{2}\alpha_{2}}{Dn_{2}} \right]e^{-\alpha_{2}x_{d}} - e^{-\alpha_{2}x_{p}} \left[\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) \right]}{\left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) \right]} \right] \\ - \frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln_{1}}{[(\alpha_{1})^{2}(Ln_{1})^{2}-1]} \left[\frac{Ln_{1}\alpha_{1} + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} - e^{-\alpha_{1}x_{d}} \left[\sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) \right]} - \frac{E(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} \sin\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) \right] \left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{2}}\right) \right] - \frac{E(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} \sin\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) \right] \left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{2}}\right) \right] - \frac{E(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} \sin\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) \right] \left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}} \sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{2}}\right) \right] - \frac{E(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} \sin\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) \right] \left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}} \sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{2}}\right) \right]$$

$$(II.43)$$

Des équations (II. 12) et (II. 43), nous tirons l'expression du rendement quantique interne de l'émetteur (équation II. 44) qui décrit la contribution des électrons générés dans l'émetteur et dans la couche fenêtre (zone FG et EF figure13) et collectés par la jonction P-n.

$$\eta_{F} = -\frac{\alpha_{2}Ln_{2}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})x_{d}}}{[(\alpha_{2})^{2}(Ln_{2})^{2}-1]} \begin{bmatrix} \left(Ln_{2}\alpha_{2} + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\right)e^{-\alpha_{2}x_{d}} - e^{-\alpha_{2}x_{p}}\left[\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ -\left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ -Ln_{2}\alpha_{2}e^{-\alpha_{2}x_{p}} \end{bmatrix} \\ -\left[\frac{Ln_{2}\alpha_{2}e^{-\alpha_{2}x_{p}}}{[(\alpha_{1})^{2}(Ln_{1})^{2}-1]} \left[\frac{Ln_{1}\alpha_{1} + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} - e^{-\alpha_{1}x_{d}}\left[\sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right)\right]}{\left[\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right)\right]\left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ -\frac{Ln_{1}\alpha_{1}e^{-\alpha_{1}x_{d}}}{\left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right]} \end{bmatrix}$$
(II. 44)

Dans cette expression, il apparaît deux termes. Le premier terme décrit la contribution en rendement quantique interne des électrons générés dans l'émetteur et le deuxième décrit la contribution des électrons générés dans la couche fenêtre.

II. Calcul du rendement quantique interne des dispositifs photodétecteurs sous polarisation inverse.

Certains dispositifs photodétecteurs, pour leur fonctionnement, nécessitent une source d'alimentation. Dans ces dispositifs photodétecteurs, les phénomènes à prendre en compte dans leur modélisation sont la diffusion et l'action du champ électrique appliqué. On rappelle que la modélisation analytique est la première approche de la simulation physique. C'est l'approche qui requiert le moins de ressources informatiques puis qu'elle cherche à approcher le phénomène et/ou la structure étudiés de façon à avoir un modèle le plus simple possible. L'objectif dans cette partie est de calculer le rendement quantique interne de quelques dispositifs photodétecteurs sous polarisation inverse. Pour déterminer le rendement quantique interne nous utiliserons les simulations analytiques de dérive-diffusion. En effet, les simulations de dérive-diffusion [43] sont très pratiques pour l'analyse du comportement des composants électroniques du fait de leurs performances de calcul. Ces calculs s'appuient sur les équations de courant et les équations de continuité.

1. Le modèle de jonction p-N sous polarisation inverse

Nous cherchons à calculer le rendement quantique interne du dispositif faisant intervenir les caractéristiques électriques et les paramètres géométriques et photoélectriques dans chaque région de la jonction.



Figure14 : (*a*) Schéma d'une jonction P-n polarisée en inverse et (b) diagramme de bandes d'énergie d'une jonction P-n sous polarisation inverse.

Le rendement quantique interne de chaque région sera déduit de l'expression de la densité de courant des porteurs de charge dans la région correspondante comme défini dans le chapitre I. Les paramètres géométriques sont définis dans la figure14.

1.1 Calcul de la densité de courant des électrons générés dans l'émetteur.

En 1962 Anderson [44] avait étudié un modèle semblable. Il supposa l'hétérojonction idéale, à savoir abrupte et dépourvue de charges d'interface, dues par exemple à un désaccord de maille cristalline. Dans ce modèle, nous considérons que le courant est dû à l'injection ou diffusion de porteurs au dessus des barrières de potentiel existantes dans les bandes de conduction et de valence après la formation de la jonction entre les deux semi-conducteurs. La densité de courant d'électrons J_n dans le cas où le système présente à la fois l'action d'un champ électrique \vec{E} et un processus de diffusion s'écrit [45] :

$$J_n = e\mu_n \Delta n \vec{E} + eDn \frac{d\Delta n}{dx}$$
(II. 45)

où μ_n est la mobilité des électrons et Δn est l'évolution de la densité des électrons en excès dans l'émetteur.

La variation de la densité des électrons dans l'émetteur dépend alors de la densité de courant ainsi que des phénomènes de génération (arrivée de flux de photons) et de recombinaison. Dans l'émetteur, en présence de la génération et de recombinaison, la distribution des électrons est régie par l'équation de continuité donnée par l'équation II.46 [43]:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{e} div \overrightarrow{J_n} + g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n}$$
(II. 46)

avec g_n le taux de génération des électrons dans l'émetteur et τ_n la durée de vie des électrons.

Il en résulte qu'en régime stationnaire et en présence d'un champ électrique extérieur, l'équation de continuité peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \frac{\mu_n E}{Dn} \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{Ln^2} = \frac{-\alpha_1 (1 - R) \Phi_0 e^{-\alpha_1 x}}{Dn}$$
(II. 47)

Page 53

Cette équation est celle d'un modèle de dérive-diffusion [43] et en posant $2\lambda_n = \frac{\mu_n E}{Dn}$ on peut

écrire :

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + 2\lambda_n \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{Ln^2} = \frac{-\alpha_1 (1 - R) \Phi_0 e^{-\alpha_1 x}}{Dn}$$
(II. 48)

La résolution de cette équation nous donne une solution analytique sous la forme :

$$\Delta n(x) = \left[Ae^{\delta_n x} + Be^{-\delta_n x}\right]e^{-\lambda_n x} + Ke^{-\alpha_1 x}$$
(II. 49)

avec
$$\delta_n = \sqrt{\lambda_n^2 + \frac{1}{Ln^2}}$$
 et $K = -\frac{\alpha_1 Ln^2 (1-R) \Phi_0}{Dn [Ln^2 \alpha_1^2 - 2\lambda_n \alpha_1 Ln^2 - 1]}$ (II. 50)

Les constantes A et B sont déterminées à partir des conditions aux limites suivantes :

$$\frac{d\Delta n}{dx} = \frac{Sn}{Dn}\Delta n + \frac{\mu_n E}{Dn}\Delta n \quad \text{en } x = 0 \tag{II. 51} [46]$$

$$\Delta n = 0 \qquad \qquad \text{en } x = x_p \qquad \qquad (\text{II. 52})$$

On rappelle qu'en régime permanent, la densité de courant qui est la somme de deux termes J_n et J_p , est conservative. Par conséquent, le calcul ne dépend pas de x. En effet, la densité de ce courant doit avoir la même valeur quelque soit x. A la position x_p , cette densité de courant est égale à celle des électrons J_n . Compte tenue de la deuxième condition aux limites (équation II. 52), on peut écrire :

$$J_{n} = eDn \frac{d\Delta n}{dx} \bigg|_{x=x_{p}} \qquad \text{pour } x=x_{p} \qquad (\text{II. 53})$$

Soit :

$$J_{n} = \frac{-e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln^{2}}{Ln^{2}\alpha_{1}^{2} - 2\lambda_{n}\alpha_{1}Ln^{2} - 1} \begin{cases} \alpha_{1} + 2\lambda_{n} + \frac{Sn}{Dn} e^{-\lambda_{n}x_{p}} - \left[\frac{\delta_{n}\sinh(\delta_{n}x_{p}) + (3\lambda_{n} + \frac{Sn}{Dn})\cosh(\delta_{n}x_{p}) \right] e^{-\alpha_{1}x_{p}} \\ \delta_{n} \frac{\delta_{n}\cosh(\delta_{n}x_{p}) + (3\lambda_{n} + \frac{Sn}{Dn})\sinh(\delta_{n}x_{p})}{\delta_{n}\cosh(\delta_{n}x_{p}) + (3\lambda_{n} + \frac{Sn}{Dn})\sinh(\delta_{n}x_{p})} - (\alpha_{1} - \lambda_{n})e^{-\alpha_{1}x_{p}} \end{cases}$$

(II. 54)

Des équations (II. 12) et (II. 54), nous tirons l'expression du rendement quantique interne de l'émetteur (équation II. 55) qui décrit la contribution des électrons générés dans l'émetteur (zone AB figure14) et collectés par la jonction P-n.

$$\eta_{n} = \frac{\alpha_{1}Ln^{2}}{Ln^{2}\alpha_{1}^{2} - 2\lambda_{n}\alpha_{1}Ln^{2} - 1} \begin{cases} \sigma_{n} \left(\frac{\alpha_{1} + 2\lambda_{n} + \frac{Sn}{Dn} \right)e^{-\lambda_{n}x_{p}} - \left[\frac{\delta_{n}\sinh(\delta_{n}x_{p}) + \left[3\lambda_{n} + \frac{Sn}{Dn} \right]\cosh(\delta_{n}x_{p}) \right]e^{-\alpha_{1}x_{p}}}{\delta_{n}\cosh(\delta_{n}x_{p}) + \left(3\lambda_{n} + \frac{Sn}{Dn} \right)\sinh(\delta_{n}x_{p})} - (\alpha_{1} - \lambda_{n})e^{-\alpha_{1}x_{p}} \end{cases}$$

(II. 55)

1.2 Calcul de la densité de courant dans la zone de charge d'espace $J_{\rm zce}$.

En régime stationnaire et en absence de recombinaison, dans le zone de charge d'espace, l'équation de continuité régissant la densité de courant des électrons est donnée par :

$$\frac{dJ_n}{dx} + eg_n = 0 \tag{II. 56}$$

Le taux de génération g_n est défini par :

$$g_{n} = \begin{cases} \alpha_{1}(1-R)\Phi_{0}e^{-\alpha_{1}x} \Big|_{0 \le x \le x_{p}+w_{1}} \\ \alpha_{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-\alpha_{2}x} \Big|_{x_{p}+w_{1} \le x \le x_{t}} \end{cases}$$
(II. 57)

or de l'équation II. 56 on peut tirer $J_{zce} = e \int_{x_p+w_1}^{x_p} g_n dx + e \int_{x_p+w_1}^{x_p+w_1} g_n dx$ (II. 58)

Après intégration on obtient l'expression de la densité de courant dans la zone de charge d'espace :

$$J_{zce} = -e(1-R)\Phi_0 \left[1 - e^{-\alpha_1 w_1} e^{-\alpha_2 w_2}\right] e^{-\alpha_1 x_p}$$
(II. 59)

Des équations (II. 12) et (II. 59), nous tirons l'expression du rendement quantique interne de l'émetteur (équation II. 60) qui décrit la contribution des photoporteurs générés dans la zone de charge d'espace (zone BC figure14) et collectés par la jonction P-n.

$$\eta_{zce} = \left[1 - e^{-\alpha_1 w_1} e^{-\alpha_2 w_2}\right] e^{-\alpha_1 x_p}$$
(II. 60)

Mr DIAMamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs etPagd'Energie Solaire (LASES)

Page 55

1.3 Calcul de la densité de courant des trous générés dans la base.

La densité de courant des trous généré dans la base est régie par l'équation de continuité suivante :

$$\frac{d^2\Delta p}{dx^2} + \frac{\mu_p E}{Dp} \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{Lp^2} = \frac{-\alpha_2 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)(x_p + w_1)} e^{-\alpha_2 x}}{Dp}$$
(II. 61)

Cette équation est celle d'un modèle de dérive-diffusion et en posant $2\lambda_p = \frac{\mu_p E}{Dp}$ on peut

écrire :

$$\frac{d^{2}\Delta p}{dx^{2}} + 2\lambda_{p}\frac{d\Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{Lp^{2}} = \frac{-\alpha_{1}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-\alpha_{2}x}}{Dp}$$
(II. 62)

La résolution de cette équation nous donne une solution analytique sous la forme :

$$\Delta p(x) = \left[Ae^{\delta_p x} + Be^{-\delta_p x}\right]e^{-\lambda_p x} + K'e^{-\alpha_2 x}$$
(II. 63)

avec
$$\delta_p = \sqrt{\lambda_p^2 + \frac{1}{Lp^2}}$$
 et $K' = -\frac{\alpha_2 Lp^2 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)(x_p + w_1)}}{Dp [Lp^2 \alpha_2^2 - 2\lambda_p \alpha_2 Lp^2 - 1]}$ (II. 64)

Les constantes A et B sont déterminées à partir des conditions aux limites suivantes :

$$\Delta n = 0 \qquad \qquad \text{en } x = x_p + w \qquad (\text{II. 65})$$

$$\frac{d\Delta p}{dx} = -\frac{Sp}{Dp}\Delta p + \frac{\mu_p E}{Dp}\Delta p \quad \text{en } x = x_t$$
(II. 66)

On rappelle qu'en régime permanent, la densité de courant qu'on appelle densité de courant de diffusion qui est la somme de deux termes J_n et J_p , est conservative. Par conséquent, le calcul ne dépend pas de x. En effet, la densité de ce courant doit avoir la même valeur quelque soit x.

En x égal x_p+w , cette densité de courant est égale à celle des trous J_p . Compte tenue de la première condition aux limites (équation II. 64), on peut écrire :

$$J_{p} = -eDp \frac{d\Delta p}{dx} \bigg|_{x=x_{p}+w} \qquad \text{pour } x=x_{p}+w \qquad (\text{II. 67})$$

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES) Page 56

Soit :

$$J_{p} = \frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{2}Lp^{2}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}}{Lp^{2}\alpha_{2}^{2}-2\lambda_{p}\alpha_{2}Lp^{2}-1} \begin{cases} \delta_{p} \frac{\Pi}{\delta_{p}\cosh\delta_{p}[x_{t}-(x_{p}+w)] - (3\lambda p - \frac{Sp}{Dp})\sinh\delta_{p}[x_{t}-(x_{p}+w)]} \\ -(\alpha_{2}-\lambda_{p})e^{-\alpha_{2}(x_{p}+w)} \end{cases}$$

$$\operatorname{Avec} \Pi = \left(\alpha_{2} + 2\lambda_{p} - \frac{Sp}{Dp}\right)e^{-\alpha_{2}x_{t}}e^{\lambda_{p}\left[x_{t}-(x_{p}+w)\right]} + \left[\left(3\lambda_{p} - \frac{Sp}{Dp}\right)\cosh \delta_{p}\left[x_{t}-(x_{p}+w)\right]\right]e^{-\alpha_{2}\left(x_{p}+w\right)}$$
(II. 69)

Des équations (II. 12) et (II. 68), nous tirons l'expression du rendement quantique interne de la base (équation 70) qui décrit la contribution des trous générés dans la base (zone CD figure14) et collectés par la jonction P-n.

$$\eta_{b} = \frac{\alpha_{2}Lp^{2}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}}{Lp^{2}\alpha_{2}^{2}-2\lambda_{p}\alpha_{2}Lp^{2}-1} \left\{ \delta_{p} \frac{\Pi}{\delta_{p}\cosh\delta_{p}\left[x_{t}-(x_{p}+w)\right] - \left(3\lambda p - \frac{Sp}{Dp}\right)\sinh\delta_{p}\left[x_{t}-(x_{p}+w)\right]} - \left(\alpha_{2}-\lambda_{p}\right)e^{-\alpha_{2}\left(x_{p}+w\right)}\right\}$$

(II. 70)

(II. 68)

2. Le modèle de jonction P-n déposée sur substrat en polarisation inverse

Dans le but de simuler un modèle correspondant à une structure P-n-N (figure15) déposée sur substrat $GaSb_N$ (l'indice N indique le type de dopage du matériau) en polarisation inverse. Nous supposons que la jonction se trouve entre les deux premières couches (P-type et n-type) et que l'épaisseur du substrat de type N est infiniment grande par rapport aux autres paramètres géométriques. Les lettres majuscules représentent les matériaux à grand gap et celles minuscules les matériaux à faible gap. Les paramètres géométriques sont donnés sur la figure 15.

Les calculs de la densité de courant dans l'émetteur et dans la zone de charge d'espace se font de la même façon que ceux du modèle précédent. Pour ce modèle, nous calculons uniquement la densité de courant des trous générés dans la base et au niveau du substrat pour déduire la contribution en rendement quantique de la base.



Figure15: Schéma (a) et diagramme de bande d'énergie (b) d'une hétérojonction P-n déposée sur substrat de type N en polarisation inverse.

La densité de courant des trous générés dans la base et au niveau du substrat est régie par les équations de continuité données par les équations (II.71) et (II.72) :

$$\frac{d^{2}\Delta p_{2}}{dx^{2}} + \frac{\mu_{p}E}{Dp}\frac{d\Delta p_{2}}{dx} - \frac{\Delta p_{2}}{Lp_{2}^{2}} = \frac{-\alpha_{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-\alpha_{2}x}}{Dp}$$
(II. 71)
$$\frac{d^{2}\Delta p_{3}}{dx^{2}} + \frac{\mu_{p}E}{Dp}\frac{d\Delta p_{3}}{dx} - \frac{\Delta p_{3}}{Lp_{3}^{2}} = \frac{-\alpha_{3}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-(\alpha_{2}-\alpha_{3})x_{t}}e^{-\alpha_{3}x}}{Dp}$$
(II. 72)

 α_2 et α_3 sont les coefficients d'absorption des couches 2 et 3, et Δp_2 et Δp_3 les évolutions de la densité des trous en excès dans les régions 2 et 3 (figure 15).

En posant $2\lambda_p = \frac{\mu_p E}{Dp}$ on peut écrire :

$$\begin{cases} \frac{d^{2}\Delta p_{2}}{dx^{2}} + 2\lambda_{p} \frac{d\Delta p_{2}}{dx} - \frac{\Delta p_{2}}{Lp_{2}^{2}} = \frac{-\alpha_{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-\alpha_{2}x}}{Dp} \\ \frac{d^{2}\Delta p_{3}}{dx^{2}} + 2\lambda_{p} \frac{d\Delta p_{3}}{dx} - \frac{\Delta p_{3}}{Lp_{3}^{2}} = \frac{-\alpha_{3}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-(\alpha_{2}-\alpha_{3})x_{t}}e^{-\alpha_{3}x}}{Dp} \end{cases}$$
(II. 73)

Nous supposons que le coefficient de diffusion des trous Dp est le même dans les zones GH et HI (Figure 15).

La résolution de ces équations conduit aux solutions analytiques qui sont sous la forme :

$$\Delta p_2(x) = \left[A e^{\delta p_2 x} + B e^{-\delta p_2 x} \right] e^{-\lambda_p x} + K_1 e^{-\alpha_2 x}$$
(II. 74)

$$\Delta p_3(x) = \left[M e^{\hat{\sigma}_3 x} + N e^{-\hat{\sigma}_3 x} \right] e^{-\lambda_p x} + K_2 e^{-\alpha_3 x}$$
(II. 75)

avec
$$\begin{cases} \delta p_{2} = \sqrt{\lambda_{p}^{2} + \frac{1}{Lp_{2}^{2}}} e \\ \delta p_{3} = \sqrt{\lambda_{p}^{2} + \frac{1}{Lp_{3}^{2}}} e \\ \delta p_{3} = \sqrt{\lambda_{p}^{2} + \frac{1}{Lp_{3}^{2}}} e^{t} \end{cases} \begin{cases} K_{2} = -\frac{\alpha_{2}Lp_{2}^{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}}{Dp[Lp_{2}^{2}\alpha_{2}^{2} - 2\lambda_{p}\alpha_{2}Lp_{2}^{2} - 1]} \\ K_{3} = -\frac{\alpha_{3}Lp_{3}^{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-(\alpha_{2}-\alpha_{3})x_{t}}}{Dp[Lp_{3}^{2}\alpha_{3}^{2} - 2\lambda_{p}\alpha_{3}Lp_{3}^{2} - 1]} \end{cases}$$
(II. 76)

Les constantes A, B, M et N sont déterminées à partir des conditions aux limites suivantes :

$$\Delta p_2 = 0 \qquad \qquad en \ x = x_p + w \tag{II. 77}$$

$$\Delta p_2 = \Delta p_3 \qquad \qquad en \ x = x_t \tag{II. 78}$$

$$\frac{d\Delta p_2}{dx} = \frac{d\Delta p_3}{dx} \qquad en \ x = x_t$$
(II. 79)

$$\Delta p_3 = 0 \qquad \qquad en \ x \approx \infty \tag{II. 80}$$

En x égale x_p+w , la densité de courant est égale à celle des trous et compte de la première condition aux limites (équation II.77) et elle est définie par :

$$Jp_{2} = -eDp \frac{d\Delta p}{dx} \bigg|_{x=x_{p}+w}$$
(II. 81)

Le calcul de cette densité de courant nous a permis de déduire l'expression du rendement quantique interne décrivant la contribution des trous. Cette expression est donnée par l'équation II. 82.

$$\eta_{b} = \frac{\alpha_{2}Lp_{2}^{2}e^{-\alpha_{1}(x_{p}+w)}}{Lp_{2}^{2}\alpha_{2}^{2} - 2\lambda_{p}\alpha_{2}Lp_{2}^{2} - 1} \left\{ \delta p_{2} \frac{(\alpha_{2} - \lambda_{p} - \delta p_{3})e^{-(\alpha_{2} - \lambda_{p})[x_{t} - (x_{p}+w)]} + \left[\frac{\delta p_{3} \sinh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]}{-\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]}{bp_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w)]} - \left[\frac{\alpha_{2} - \lambda_{p}}{\delta p_{2} \cosh \delta p_{2}[x_{t} - (x_{p}+w$$

Cette expression montre la contribution des trous générés dans la base décrite par le premier terme et la contribution des trous générés dans le substrat décrite par le deuxième terme.

3. Le modèle de jonction P-i-N sous polarisation inverse

Il est reconnu que le type de structure utilisée pour la fabrication des composants est un élément indispensable pour réaliser un bon dispositif électronique. Les structures anciennes telles que les homojonctions p-n ou les hétérojonctions que nous avons déposés sur substrat sont toujours d'actualité. Ces structures sont des jonctions de deux matériaux sémiconducteurs dopés différemment. Les recherches ont montré que ces structures seraient plus performantes si le maximum de porteurs sont générés dans la zone de charge d'espace d'où l'idée d'élargir cette zone. Pour élargir la zone de charge d'espace, les chercheurs ont suggéré d'insérer une couche intrinsèque non intentionnellement dopée entre les deux couches dopées de type P et de type N pour obtenir la structure P-i-N. Le P majuscule et le N majuscule modélisent que le gap de ces matériaux est supérieur au gap de la couche intrinsèque i.



Figure 16 : *Schéma (a) et diagramme de bandes d'énergie (b) d'une hétérojonction P-i-N en polarisation inverse.*

La structure P-i-N est obtenue par la croissance d'une couche non intentionnellement dopé (NID) de largeur de bande interdite E_g et d'épaisseur w_2 entre une couche dopées P et le substrat de type N (figure 16). La photodiode P-i-N peut être éclairée par la face P qui peut être absorbante ou transparente à la longueur d'onde de travail, ou par le substrat si celui-ci est transparent [47].

Pour modéliser tout photodétecteur, il est nécessaire de résoudre les différentes équations qui régissent le transport de charge dans le semi-conducteur. La variation de la densité de porteurs minoritaires est régie par les équations de continuité. Les calculs des densités de courant des porteurs photocréés dans l'émetteur et dans la zone de charge d'espace se font de la même façon que dans le cas du modèle de jonction p-n classique polarisée en inverse. De ce fait, nous allons uniquement nous limiter au calcul de la densité de courant des trous photocréés dans la base. Le substrat nous sert comme base et nous supposons que son épaisseur est infiniment grande par rapport aux autres paramètres géométriques de la structure et que la structure est éclairée par la face de type P (figure15).

Le calcul de la densité des trous photocréés dans la base, par le modèle de dérive-diffusion, est régi par l'équation de continuité donnée par l'équation (II.83).

$$\frac{d^{2}\Delta p}{dx^{2}} + \frac{\mu_{p}E}{Dp}\frac{d\Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{Lp^{2}} = \frac{-\alpha_{3}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-(\alpha_{2}-\alpha_{3})(x_{p}+w)}}{Dp}$$
(II. 83)

 α_2 est le coefficient d'absorption de la couche intrinsèque et α_1 et α_3 sont respectivement les coefficients d'absorption des couches P et N, et Δp la variation de la densité des trous en excès dans la base (Figure 16).

La solution de cette équation est sous la forme :

$$\Delta p(x) = \left[Ae^{\delta_p x} + Be^{-\delta_p x}\right]e^{-\lambda_p x} + \beta e^{-\alpha_3 x}$$
(II. 84)

avec
$$\delta_p = \sqrt{\lambda_p^2 + \frac{1}{Lp^2}}$$
 et $\beta = -\frac{\alpha_3 Lp^2 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)(x_p + w_1)} e^{-(\alpha_2 - \alpha_3)(x_p + w)}}{Dp [Lp^2 \alpha_3^2 - 2\lambda_p \alpha_3 Lp^2 - 1]}$ (II. 85)

Les constantes A et B sont déterminées par :

Dans le cas d'une polarisation inverse la densité des porteurs minoritaires est considérée nulle à la frontière entre les zones neutres et la zone de charge d'espace. Ceci revient à considérer que les porteurs, en entrant dans la zone de charge d'espace, puissent acquérir instantanément une vitesse infinie. Nous supposons qu'il n'y ait pas de porteurs minoritaires à la surface arrière du substrat. Ces deux hypothèses conduisent aux conditions aux limites suivantes :

$$\Delta p = 0 \qquad en \ x = x_p + w \tag{II. 86}$$

$$\Delta p = 0 \qquad en \ x \approx \infty \tag{II. 87}$$

Nous supposons que le courant de déplacement $e \frac{\partial E}{\partial x}$ est négligeable dans les zones neutres et que la densité de courant $J = J_n + J_p$ est indépendante de la position (modèle unidimensionnel) [48]. En x égal x_p+w, cette densité de courant est égale à celle due à la contribution des trous et elle est définie par :

$$J_{p} = -eDp \frac{d\Delta p}{dx}\Big|_{x=x_{p}+w}$$
(II. 88)

Le calcul de cette densité de courant nous a permis de déduire l'expression du rendement quantique interne donnée par l'équation II. 89 :

$$\eta_{b} = \frac{\alpha_{3}Lp_{3}^{2}e^{-\alpha_{1}(x_{p}+w)}}{Lp_{3}^{2}\alpha_{2}^{2} - 2\lambda_{p}\alpha_{3}Lp_{3}^{2} - 1} (\delta_{p} + \lambda_{p} - \alpha_{3})e^{-\alpha_{2}w_{2}}$$
(II. 89)

Cette expression décrit la contribution des trous photocréés dans la base et collectés par la jonction.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié différents modèles théoriques de dispositifs photodétecteurs. Cette étude nous a permis de calculer le rendement quantique interne dans chaque région du composant électronique selon le modèle défini. La résolution des équations de continuité et des équations de courant nous a permis d'obtenir des solutions analytiques satisfaisantes faisant intervenir l'essentiel des paramètres géométriques et photoélectriques des structures étudiées. Les expressions du rendement quantique interne décrivant la contribution de chaque région feront l'objet d'une simulation à travers un logiciel Mathcad pour mieux apprécier le comportement et la performance des différents modèles de dispositifs photodétecteurs à base des antimoniures III-Sb et leurs alliages.

CHAPITRE III : SIMULATION DE LA REPONSE SPECTRALE DES DISPOSITIFS PHOTODETECTEURS & BASE DES ANTIMONIURES III-SB ET LEURS ALLIAGES

INTRODUCTION

La famille des matériaux semi-conducteurs à base des antimoniures III-Sb impliquant GaSb, AlSb, InSb et leurs alliages permet une grande flexibilité dans la conception de nouveaux matériaux et dispositifs fonctionnels [49]. Les propriétés de surface et d'interface dont sont constitués des composants électroniques peuvent significativement affecter leur comportement. Ces propriétés tendent à réduire leurs performances en dessous des limites attendues dans le cas idéal.

Dans ce chapitre, nous cherchons à simuler la réponse spectrale des modèles d'hétérostructures à base de GaInSb, GaAlSb et GaSb utilisé comme substrat. Les simulations analytiques à partir du logiciel Mathcad nous permettrons d'apprécier le comportement des différentes hétérostructures en fonction de leurs paramètres photoélectriques (longueur de diffusion, vitesse de recombinaison), géométriques (épaisseur de l'émetteur, de la couche fenêtre et de la couche intrinsèque) et électriques (champ électrique appliqué) et d'identifier les photodétecteurs les plus performants pour la détection dans le domaine du proche infrarouge. La réponse spectrale ou rendement quantique interne est définie comme le rapport entre le nombre de porteurs de charge (électron ou trou) collectés et le nombre de photons absorbés. La simulation de la réponse spectrale décrit le comportement du dispositif correspondant au modèle de structure étudiée sous l'action d'un flux lumineux dans la gamme de longueur d'onde de travail et éventuellement sous l'action d'un champ électrique extérieur. La même information est fournie par la simulation de la sensibilité spectrale, qui, elle s'exprime en ampère par watt (A/W). Nous présentons les résultats sur l'évolution de la réponse spectrale en fonction des paramètres photoélectriques, géométriques et électriques et la sensibilité des différents modèles d'hétérostructures étudiées. Puis nous faisons une simulation des caractéristiques courant-tension des modèles de photodiodes sous éclairement afin d'extraire les paramètres caractéristiques. Le travail est consacré sur les hétérostructures à base de $Ga_{1-x}In_xSb$, $Ga_{1-y}Al_ySb$ déposées sur substrat GaSb avec x = 18% et y = 8%.

I. Simulation de la réponse spectrale des hétérostructures en absence de polarisation.

L'utilisation des outils de simulation a permis de mieux prévoir le comportement et les performances des dispositifs photodétecteurs. Dans cette partie, nous simulons la réponse spectrale des homojonctions et hétérojonctions classiques déposées sur substrat sous l'action d'un flux lumineux stationnaire, monochromatique et à rayons parallèles à la direction (Ox). La principale préoccupation est d'analyser et de raffiner la compréhension des paramètres qui limitent les performances des dispositifs électroniques. Comme le problème de ces structures réside dans les phénomènes de recombinaison en surfaces et interfaces, nous allons donc déposer une couche fenêtre à la surface de l'émetteur et apprécier la sensibilité de ce modèle par rapport aux hétérostructures classiques. Notre objectif est d'améliorer les performances des dispositifs photodétecteurs en identifiant les paramètres qui limitent leurs performances.

1. Les modèles d'homojonction p-n et d'hétérojonction P-n déposées sur substrat GaSb_N.

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux deux structures, l'homojonction p-n et l'hétérojonction P-n déposées sur substrat. Les simulations seront portées sur les modèles $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ et $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (les indices p et n indiquent le type de dopage du matériau considéré) déposés sur substrat GaSb pour apprécier l'influence des vitesses de recombinaison et des épaisseurs de l'émetteur sur la réponse spectrale.

1.1 L'influence de la vitesse de recombinaison en surface sur la réponse spectrale.

La figure 17 montre l'évolution du rendement quantique interne pour différentes valeurs de vitesse de recombinaison en surface en fonction de l'énergie du photon pour une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (figure 17a) et pour une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (figure 17b). On note une forte diminution du rendement quantique interne avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison pour des valeurs de Sn allant de 5.10³ cm/s à 2.10⁶ cm/s.



Figure 17: Variation du rendement quantique interne pour différentes valeurs de vitesse de recombinaison en surface en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (Figure 17a) et d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (Figure 17b) déposées sur substrat $GaSb_N$ ($Ln_1=0.5\mu m$, $Lp_2=5\mu m$, $Lp_3=6\mu m$, $x_p=1.2\mu m$, $x_t=7\mu m$, $w=0.7\mu m$).

En deçà de 5.10^3 cm/s et au-delà de 2.10^6 cm/s, les recombinaisons en surface n'ont pratiquement pas d'influence sur la réponse spectrale. Ce phénomène est lié au fait que pour ces valeurs, l'effet de la recombinaison en surface n'est plus prépondérant sur celui de la recombinaison en volume dont la valeur est de l'ordre de Dn/Ln [2]. Ce résultat nous donne une information sur les valeurs limites possibles des vitesses de recombinaison en surfaces et interfaces pour ces modèles de dispositifs. Sur la figure17b on observe deux pics dont le premier correspond à l'absorption au niveau de la base et le second à celle de l'émetteur. Cette observation est illustrée par la figure 18. Sur cette figure on aperçoit la contribution des différentes régions de l'hétérojonction Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n déposée sur substrat GaSb. En effet, le matériau $Ga_{1-y}Al_ySb_p$, ayant une énergie de gap supérieure à celle du matériau $Ga_{1-x}In_xSb_n$, reste transparent pour des valeurs d'énergie inférieures à son énergie de gap permettant ainsi au matériau $Ga_{1-x}In_xSb_n$ d'absorber en premier. Cette propriété du matériau $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ justifie la forte contribution de la base. La faible contribution de la zone de charge d'espace (figure17) est liée à la faible valeur de son épaisseur.



Figure 18 : Contribution des différentes parties d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat $GaSb_N$ ($Ln_1=0.5\mu m$, $Lp_2=5\mu m$, $Lp_3=6\mu m$, $x_p=1.2\mu m$, $x_t=7\mu m$, $w=0.7\mu m$).

La diminution du rendement quantique, juste après le maximum du second pic (figure 17b), est liée aux phénomènes de recombinaison en surface qui empêchent une partie des électrons générés au voisinage de la surface de l'émetteur de contribuer au photocourant. Ce phénomène de recombinaison en surface est dû à un grand nombre de centres recombinants, à une densité importante d'état d'interfaces liés aux défauts de structure et d'impuretés.

1.2 L'influence de l'épaisseur de l'émetteur sur la réponse spectrale.

La figure 19 montre la variation du rendement quantique interne pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'émetteur en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat $GaSb_N$ (figure 19a) et d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat $GaSb_N$ (figure 19b).

Quelque soit le modèle considéré, on observe une augmentation du signal lorsqu'on diminue l'épaisseur de l'émetteur. Toutefois, on remarque que pour des épaisseurs plus faibles les

maximums sont obtenus à des énergies élevées pour l'homojonction (figure 19a) alors que pour le modèle d'hétérojonction (figure 16b) les maximums sont obtenus avec de faibles énergies correspondant à des longueurs d'onde de l'ordre de 1,75µm.



Figure 19 : Variation du rendement quantique interne pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'émetteur en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (Figure 19a) et d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ (Figure 19b) déposées sur substrat $GaSb_N(S_{n1}=2.10^6 \text{ cm/s}, Ln_1=0.5\mu m, Lp_2=5\mu m, Lp_3=6\mu m, x_t=7\mu m, w=0.7\mu m).$

Pour le modèle $Ga_{1-x}In_xSb_p / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$ cette diminution du rendement est liée au fait, qu'à des épaisseurs élevées, seuls les porteurs (électrons) générés près de la jonction parviennent à la jonction et contribuent au photocourant alors que pour des faibles épaisseurs l'essentiel des porteurs générés près de la surface contribue au photocourant. Le phénomène observé avec le modèle $Ga_{1-y}Al_ySb_p / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$ est dû au fait que la couche $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ reste transparente aux faibles énergies permettant ainsi une forte génération de trous au niveau de la base et qui vont contribuer au photocourant tandis que dans le modèle d'homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$ peu de photons parviennent à la base. La légère diminution du signale observée immédiatement après les maximums est attribuée aux phénomènes de recombinaison.

2. Le modèle de jonction P-p-n déposée sur substrat GaSb_N avec couche fenêtre (P-type).

Avec l'effet dégradant des phénomènes de recombinaison en surface de l'émetteur, nous avons proposé de déposer une couche fenêtre de type P à la surface de l'émetteur d'une homojonction p-n déposée sur substrat GaSb. La couche fenêtre, comme son nom l'indique, a un gap supérieur à celui de l'émetteur de l'homojonction. Nous avons utilisé comme couche fenêtre, l'alliage ternaire GaAlSb car son gap est supérieur à celui de GaInSb et que le taux de désaccord de maille est très faible pour une composition en aluminium (Al) et en indium (In) inférieure à 30% (chapitre1).

2.1 L'influence de l'épaisseur de la couche fenêtre et celle de l'émetteur sur la réponse spectrale.

La figure 20 montre la variation de la sensibilité pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche fenêtre (Figure 20a) et de celle de l'émetteur (Figure 20b) en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_P/Ga_{1-x}In_xSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_P$ déposée sur substrat $GaSb_N$ avec $Ga_{1-y}Al_ySb_P$ comme couche fenêtre.



Figure 20 : L'évolution de la sensibilité pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche fenêtre (a) et celle de l'émetteur (b) en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat $GaSb_N$ ($S_{n1}=2.10^6$ cm/s, $S_{n2}=2.10^3$ cm/s, $Ln_1=0.5\mu m$, $Ln_2=1\mu m$, $Lp_3=5\mu m$, $Lp_4=6\mu m$, $x_p=0.4\mu m$, $x_t=7\mu m$, $w=0.7\mu m$).

L'analyse de la sensibilité pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche fenêtre montre une nette amélioration de la sensibilité du dispositif avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche fenêtre (Figure 20a) aux faibles énergies inférieur à 0,72eV correspondant à l'énergie du gap de GaSb.

Cette augmentation suggère toutefois une faible valeur de l'épaisseur de l'émetteur (Figure 20b). On peut en effet atteindre une sensibilité de l'ordre de 1,35A/W pour une épaisseur de la couche fenêtre de l'ordre de 0,12µm et celle de l'émetteur de l'ordre de 0,48µm. Pour ces valeurs d'épaisseur, le rendement quantique interne est de l'ordre de 96% pour une énergie de photon de 0,71eV soit dans le spectre d'absorption du proche infrarouge. Cependant, on observe une augmentation de la sensibilité avec l'épaisseur de la couche fenêtre pour des énergies d'absorption supérieures à 0,73eV. Ce phénomène est lié aux propriétés des matériaux relatives à leur énergie de bandes interdites comme on a pu le voir au chapitre I.

En effet, l'énergie du gap de GaAlSb étant supérieure à celui de GaSb (0,72eV), la couche fenêtre (GaAlSb) reste transparente au flux de photon d'énergie inférieur à son gap. Ce qui permet d'assister à une forte absorption au niveau de la base d'où la nette contribution des trous générés à ce niveau. Aux faibles énergies, le matériau GaAlSb laisse passer l'essentiel des photons qui pénètrent à sa surface et en augmentant son épaisseur on réduit les fuites à la surface de cette couche fenêtre. Les photons qui arrivent au niveau de la base et de la zone de charge d'espace génèrent des porteurs libres qui vont à leur tour contribuer au photocourant d'où la nette amélioration de la sensibilité du dispositif aux faibles énergies.

Par contre, à des énergies supérieures à 0,73eV, le matériau GaAlSb absorbe et le flux de photon arrivant au niveau de l'émetteur diminue entrainant une diminution de photogénération d'électrons contribuant au photocourant. L'augmentation de l'épaisseur de la couche fenêtre fait que l'essentiel des électrons seront générés loin de la jonction et ne pourront donc pas parvenir à la jonction pour être collectés d'où la diminution de la sensibilité du dispositif.

2.2 L'influence de la longueur de diffusion des électrons générés dans l'émetteur.

La longueur de diffusion des porteurs minoritaires caractérise la distance que peuvent atteindre les porteurs photogénérés ou injectés avant de se recombiner. La longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans un matériau semi-conducteur est l'un des paramètres les plus importants permettant de contrôler la qualité du matériau dont dépendent les performances électriques des composants [50].

La figure 21 montre la variation du rendement quantique interne pour différentes valeurs de la longueur de diffusion des électrons générés dans l'émetteur en fonction de l'énergie du photon pour une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat GaSb avec $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ comme couche fenêtre.



Figure 21: L'évolution du rendement quantique interne pour différentes valeurs de la longueur de diffusion des électrons générés dans l'émetteur en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat $GaSb_N$ $(S_{n1}=2.10^6 \text{ cm/s}, S_{n2}=2.10^3 \text{ cm/s}, Ln_1=0.5\mu m, Lp_3=5\mu m, Lp_4=6\mu m, x_d=0.1\mu m, x_p=1.2\mu m, x_t=7\mu m, w=0.7\mu m).$

On note que pour des faibles valeurs d'énergie inférieure à 0,58 eV, le rendement quantique est pratiquement le même et pour des énergies supérieures à 0,62 eV il croît avec la longueur de diffusion pour atteindre le maximum égal à 81,2% pour Ln=2µm. Cette augmentation du rendement quantique en fonction de la longueur de diffusion est liée au fait que les grandes valeurs de Ln donnent aux électrons générés près de la surface la possibilité de se diffuser jusqu'à la jonction et de contribuer au photocourant. La diminution du rendement quantique juste après les maximums est liée à une vitesse de recombinaison élevée en surface

 $Sn_1=2.10^6$ cm/s. Cette diminution est plus significative pour des longueurs de diffusion plus faibles. Ceci est dû à l'augmentation des pertes par recombinaison des porteurs participants au photocourant. Cette variation montre que l'effet de recombinaison est faible par rapport à celui de la longueur de diffusion des électrons.

3. Etude comparative de la sensibilité des différents modèles de dispositifs photodétecteurs étudiés

La figure 22 montre la sensibilité des dispositifs photodétecteurs en fonction de l'énergie du rayonnement. Le front de montée des courbes de sensibilité est abrupt. Ce résultat est dû à l'augmentation rapide du coefficient d'absorption avec l'énergie du photon, typique d'un matériau à gap direct.



Figure 22: La Sensibilité des différents modèles hétérostructures étudiées en fonction du rayonnement ($S_{n1}=2.10^6$ cm/s, $S_{n2}=2.10^3$ cm/s, $Ln_1=0.5\mu$ m, $Ln_2=1\mu$ m, $Lp_3=5\mu$ m, $Lp_4=6\mu$ m, $x_d=0.1\mu$ m, $x_p=1.2\mu$ m, $x_t=7\mu$ m, $w=0.7\mu$ m).

La diminution du signal observée immédiatement après le maximum est attribuée aux phénomènes de recombinaison en surface. On note que la position du maximum de sensibilité
des photodétecteurs dépend du modèle; c'est-à-dire de l'énergie de transition de bande interdite des couches qui les composent. Cette position du maximum se situe pratiquement à une énergie $E_0=0,72$ eV correspondant à une longueur d'onde $\lambda_{max}=1,75\mu$ m légèrement inférieure à la longueur d'onde de coupure définie par λc (μ m)=1,24/ E_0 (eV). Cette énergie ($E_0=0,72$ eV) est celle du binaire GaSb qui est la frontière entre l'énergie du gap de $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ et celle de $Ga_{1-x}In_xSb_p$ matérialisée par les deux pics observé avec le modèle d'hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat GaSb où le premier correspond à l'absorption de $Ga_{1-x}In_xSb_p$ et le second à celle de $Ga_{1-y}Al_ySb_p$.

L'analyse de la sensibilité montre que la contribution de l'émetteur est plus importante à travers l'homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$ qu'à travers l'hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$ (Figure20).

L'étude de la sensibilité de ces modèles de photodétecteurs montre que le modèle $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposé sur substrat GaSb a une sensibilité maximale de l'ordre de 0,907A/W correspondant à un rendement quantique interne de 81,2%. La sensibilité du modèle avec couche fenêtre est largement supérieure à celle des modèle $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ (0,593A/W) et $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ (0,84A/W). Cette différence est liée à la présence de la couche fenêtre $Ga_{1-y}Al_ySb_p$, qui dans le premier temps reste transparent aux faibles énergies permettant une meilleure absorption dans l'émetteur et dans la base. La couche fenêtre $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ joue un rôle important dans la réduction des pertes par recombinaison en surface et à l'interface permettant ainsi au maximum de porteurs d'être collectés.

II. Simulation de la réponse spectrale des modèles d'hétérostructures sous polarisation inverse.

Certains dispositifs photodétecteurs, pour leur fonctionnement, ont besoin d'une source d'alimentation contrairement aux cellules solaires photovoltaïques. La simulation présentée dans cette partie a été utilisée pour apprécier l'influence des paramètres électriques et géométriques sur la réponse spectrale des hétérostructures sous polarisation inverse. Le logiciel Mathcad utilisé permet, à partir des résultats de calculs du second chapitre, de simuler le comportement des modèles de dispositifs photodétecteurs et d'évaluer leurs performances. Nous nous intéressons particulièrement au modèle de structure P-i-N sous polarisation inverse

et nous comparons sa réponse spectrale avec celle des modèles de jonction classiques déposée sur substrat en polarisation inverse.

1. Contribution des différentes régions d'une hétérojonction P-n déposée sur substrat et d'une jonction P-i-N sous polarisation inverse.

Sur la figure 23, nous présentons les contributions en réponse spectrale des différentes régions d'une hétérojonction $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$ (figure23b) et d'une jonction P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ (Figure 23a) sous polarisation inverse. On observe une contribution importante de la base du modèle $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposé sur substrat GaSb comparée à celui d'une photodiode $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ (P-i-N).



Figure 23: Contribution en réponse spectrale des différentes zones d'une jonction P-i-N GaSb_p / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N (a) et d'une hétérojonction GaSb_p / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N (b) en polarisation inverse ($E=2.10^{3}$ V/cm, S_n=2.10⁶cm/s, Ln=0.8µm, Lp=5µm, z=0.5µm, x_p=0.1µm, w=1µm).

Dans les deux cas, la contribution de l'émetteur reste très faible. La contribution de la zone de charge d'espace, quant à elle, est plus significative pour le modèle de jonction $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ que celui du modèle $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$. Avec le modèle de jonction P-i-N, on aperçoit que l'essentiel de l'absorption s'est produit dans la zone de charge d'espace. L'élargissement de la zone de charge d'espace avec l'insertion de la couche intrinsèque $Ga_{1-x}In_xSb_i$ a donc permis au maximum de photoporteurs d'être générés

dans la zone de charge d'espace et de contribuer au photocourant. La forte contribution notée de la base d'une hétérojonction $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat GaSb est liée au fait que le matériau GaSb de l'émetteur reste transparent au flux de photons d'énergie inférieure à son énergie de gap, permettant ainsi d'assister à une forte génération de trous au niveau de la base et qui vont par la suite se diffuser vers la jonction et contribuer au photocourant. Pour générer le maximum de photoporteurs dans la zone de charge d'espace, il est judicieux d'adopter le modèle de photodiode P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$.

2. Le modèle de jonction P-i-N sous polarisation inverse.

Il s'agit d'une photodiode P-i-N adaptée pour la détection dans le domaine du proche infrarouge. La zone intrinsèque (i) est constituée par le ternaire $Ga_{1-x}In_xSb$ avec 18% d'indium, non intentionnellement dopée [5 ; 6], comprise entre deux couches GaSb dont l'une est dopée P et l'autre (la base) est fortement dopée N soit le modèle $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/GaSb_N$.

2.1 Influence du champ électrique sur la réponse spectrale

Nous présentons sur la figure 24 l'évolution de la réponse spectrale pour différentes valeurs du champ électrique d'une photodiode P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$.

On assiste à une forte augmentation du rendement quantique interne aux faibles énergies lorsqu'on augmente le champ électrique extérieur alors que le phénomène inverse est observé à des énergies supérieures à 0,75eV. Cette inversion du rendement quantique interne est liée à la diminution de la contribution des électrons photogénérés dans l'émetteur lorsqu'on augmente le champ électrique appliqué. En effet, une augmentation du champ électrique entraîne un fort élargissement de la zone de charge d'espace du coté de l'émetteur conduisant à la réduction du nombre d'électrons générés dans l'émetteur et pouvant contribuer au photocourant. Vue la mobilité élevée des électrons liée au champ électrique, une diminution d'électrons photogénérés dans l'émetteur serait vite ressentie sur le rendement quantique interne.



Figure 24: Variation du rendement quantique interne pour différentes valeurs du champ électrique en fonction de l'énergie du photon d'une jonction P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ en polarisation inverse $(S_n=2.10^6 \text{ cm/s}, Ln=0.8\mu\text{m}, Lp=5\mu\text{m}, z=0.5\mu\text{m}, x_n=0.1\mu\text{m}, w=1\mu\text{m}).$

Par contre, pour les trous photogénérés dans la base, une augmentation du champ électrique extérieur permettrait d'améliorer leur mobilité et d'assister à une forte diffusion des trous vers la zone de charge d'espace. A cet effet, une augmentation du champ électrique permet au maximum de trous d'atteindre la zone de charge d'espace et de contribuer au photocourant d'où la nette amélioration de la réponse spectrale observée aux faibles énergies lorsqu'on augmente le champ appliqué.

2.2 Influence de l'épaisseur z de la couche intrinsèque i sur la réponse spectrale.

La figure 24 montre la variation de la sensibilité pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche intrinsèque en fonction de l'énergie du photon pour une photodiode P-i-N en polarisation inverse. On observe une augmentation abrupte de la sensibilité du dispositif pour des énergies inférieures à 0,71eV pour atteindre un maximum de l'ordre de 1,37A/W avant de décroître progressivement pour des énergies élevées. Cette variation abrupte de la sensibilité est liée à la nature directe des transitions des matériaux composant la photodiode P-i-N.



Figure 25: Variation de la sensibilité pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche intrinsèque en fonction de l'énergie du photon d'une jonction P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ en polarisation inverse $(S_n=2.10^6 \text{ cm/s}, Ln=0.8\mu m, Lp=5\mu m, E=2.10^3 V/\text{cm}, x_p=0.1\mu m, w=1\mu m).$

Toutefois, la valeur maximale varie légèrement avec l'épaisseur (z) de la couche intrinsèque. La faible augmentation de la sensibilité avec l'épaisseur (z) de la couche intrinsèque est liée à son épaisseur critique. En effet, comme on a pu le voir au premier chapitre, l'épaisseur critique de GaInSb est très faible. Cette propriété du matériau fait que, lorsqu'on dépasse la valeur de cette épaisseur, il se produit des dislocations qui détériorent la qualité de la couche en jouant le rôle de centres de recombinaison tueurs de porteurs photocréés. Une augmentation accrue de cette couche peut détruire carrément la couche [28], d'où une nécessité de trouver un compromis entre l'augmentation de la zone de charge d'espace et la valeur limite de l'épaisseur (z) de la couche intrinsèque de ces modèles de dispositifs P-i-N. Bien que l'insertion d'une couche intrinsèque reste une bonne solution pour

une forte absorption dans la zone de charge d'espace, l'épaisseur de cette couche constitue une contrainte pour une meilleure efficacité de la photodiode.

3. Etude comparative de la sensibilité des hétérojonctions Ga_{1-y}Al_ySb_P/GaSb_n et Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N sous polarisation inverse.

La figure 25 montre l'évolution de la sensibilité d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/GaSb_n$ et d'une hétérojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N$ en fonction de l'énergie du rayonnement. On observe que la sensibilité du modèle de dispositif $Ga_{1-y}Al_ySb_p/GaSb_n$ est nettement supérieure à celui de $Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N$.



Figure 26: Variation de la sensibilité en fonction de l'énergie du photon d'une hétérojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p$ / $GaSb_N$ et d'une hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ / $GaSb_n$ en polarisation inverse ($S_n=2.10^6$ cm/s, $Ln=0.8\mu m$, $Lp=5\mu m$, $E=3.10^3$ V/cm, $x_p=0.1\mu m$, $w=0,7\mu m$).

En effet, le gap de GaAlSb étant supérieur à celui de GaSb, le matériau GaAlSb reste transparent aux faibles énergies permettant le maximum de trous d'être générés dans la base et de contribuer au photocourant. Par contre, le matériau GaInSb ayant un gap inférieur, le maximum de photons sont alors absorbés au niveau de l'émetteur et on assiste à une faible

contribution de la base et de la zone de charge d'espace. En plus, les pertes par recombinaison à la surface de l'émetteur sont plus importantes pour le modèle $Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N$ que pour le modèle $Ga_{1-y}Al_ySb_p/GaSb_n$.

On retient, pour qu'une hétérojonction soit plus performante il faut que le matériau de l'émetteur ait un gap supérieur à celui de la base.

4. Etude comparative de la réponse spectrale d'une jonction P-i-N et d'une hétérojonction P-n déposée sur substrat sous polarisation inverse.

La figure 26 montre l'évolution du rendement quantique interne d'une hétérojonction $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat GaSb et d'une photodiode P-i-N $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/GaSb_N$ en fonction de l'énergie du photon. On note que pour des énergies de photon inférieures à 0,72eV, correspondant au gap de GaSb, le rendement quantique interne d'une jonction P-i-N est inférieur à celui d'une hétérojonction P-n déposée sur substrat GaSb.



Figure 27: Variation du rendement quantique interne en fonction de l'énergie du photon d'une hétérojonction $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_n / GaSb_N$ et d'une jonction P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ en polarisation inverse $(S_n=2.10^6 \text{ cm/s}, Ln=0.8\mu\text{m}, Lp=5\mu\text{m}, E=3.10^3 \text{ V/cm}, x_p=0.1\mu\text{m}, x_t=7\mu\text{m} \text{ w}=0,7\mu\text{m}).$

Par contre, pour des énergies supérieures à 0,743eV, le rendement quantique interne de la photodiode P-i-N est plus important et est pratiquement constant avec une valeur maximale de 96,6%. Les légères diminutions des rendements quantiques internes peuvent être attribuées aux phénomènes de recombinaison en surface des matériaux. L'intérêt qu'on porte sur le modèle à prendre réside donc dans la gamme de longueur d'onde de travail. La performance d'un dispositif, en dehors des paramètres électriques et géométriques, dépend du modèle de jonction et du spectre d'absorption. La photodiode P-i-N $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/GaSb_N$ présente un réel intérêt dans le spectre d'absorption du proche infrarouge notamment dans la gamme de longueur comprise entre 0,8µm et 1,7µm incluant les deux fenêtres utilisées dans les systèmes de télécommunication optique [1].

III. Optimisation des caractéristiques électriques des photodiodes à base des antimoniures III-Sb.

La capacité d'optimiser la conversion d'un signal optique en signal électrique des photodiodes est un des éléments clés dans les recherches sur les matériaux semi-conducteurs à applications photovoltaïques. Ces recherches s'appuient sur l'analyse théorique de la conversion photovoltaïque des photodiodes adaptées à l'ensemble du spectre solaire. Dans cette partie, nous cherchons à optimiser les caractéristiques électriques des photodiodes à base des antimoniures fonctionnant dans le spectre du proche infrarouge.

1. Modélisation électrique d'une photodiode sous éclairement.

La compréhension de la configuration physique des éléments d'une cellule photovoltaïque est nécessaire pour modéliser un circuit électrique d'une photodiode sous éclairement. En effet, pour calculer le courant I réellement délivré sur une charge R_{ch} du circuit extérieur, nous devons tenir compte de l'essentiel des phénomènes qui régissent le fonctionnement d'une photodiode sous éclairement. Pour cela, nous introduisons dans le modèle de cellule idéale (figure 26) deux résistances dont l'une en série R_s et l'autre en parallèle R_{sh} . Le modèle obtenu est représenté par le schéma électrique de la figure 28. Ce modèle est le plus courant et est utilisé par de nombreux auteurs pour obtenir des valeurs de certains paramètres de la caractéristique d'une cellule solaire par des méthodes d'approximations [51].



Figure 28 : Schéma électrique d'une photodiode sous éclairement.

Le circuit électrique d'une photodiode sous éclairement est ainsi composé d'une source de courant I_{ph} , d'une diode en parallèle D, d'une résistance R_s en série et d'une résistance R_{sh} en parallèle.

La source de courant modélise le courant photogénéré lors d'une absorption de photons incidents.

Les pertes de courant liées aux phénomènes de génération/recombinaison dans la base et dans l'émetteur sont modélisées par la diode en parallèle.

La résistance R_{sh} en parallèle représente les courants de fuite qui existent dans la structure. Ces courants de fuite peuvent avoir lieu le long de la périphérie de la surface de la cellule et à travers l'émetteur. Ces courants de fuite deviennent significatifs quant la jonction P-n est placée proche de la surface [52]. La valeur de cette résistance doit être aussi élevée que possible. Une photodiode de bonne qualité a une résistance shunt supérieure à $10^4\Omega$ [53].

Les pertes résistives dans le matériau semi-conducteur et les résistances de contact aux interfaces métal/semi-conducteur sont modélisées par la résistance R_s en série. Il est possible de minimiser l'influence de cette résistance sur le courant délivré par la cellule en optimisant les contacts métal/semi-conducteur en diminuant la résistivité du matériau semi-conducteur. Pour une cellule de bonne qualité, R_s doit être inférieure à 1 Ω [54].

Ainsi l'équation caractéristique courant-tension d'une photodiode sous éclairement est donnée par l'équation (III.1) [55] :

$$I = I_{ph} - Is.\left\{ \exp\left[\frac{q}{KT} \times \left(V + I.R_s\right)\right] - 1 \right\} - \frac{V + I.R_s}{R_{sh}}$$
(III.1)

Cette équation décrit le comportement statique d'une photodiode sous éclairement. Elle est obtenue à partir des équations de Boltzmann.

I : le courant délivré par la cellule solaire sous éclairement.

V : la tension au borne de la résistance de charge R_{ch} du circuit extérieur.

I_{ph}: Le photocourant généré suite à une absorption de photons.

R_s: La résistance série

R_{sh}: La résistance shunt ou résistance parallèle

Is : correspond au courant de saturation qui est le courant des porteurs minoritaires de la jonction D.

2. Description du dispositif expérimental pour mesurer la réponse spectrale d'une photodiode.

Pour mesurer la réponse spectrale d'un échantillon de photodiode nous avons besoin des instruments essentiels suivants :

- Une source d'alimentation EL302D [56]. C'est un appareil d'alimentation de tension continue double sortie. Il permet d'alimenter une source de lumière blanche. La tension délivrée par cet appareil peut varier entre 0 et 30V avec un courant ne dépassant pas 2A. On est tenu à appliquer une tension supportable par la source de lumière. En fait, le modèle EL302D est bien adapté pour des applications de système aux faibles exigences en tension. Les principales applications incluent les mesures I-V des LED et les tests d'efficacité des cellules photovoltaïques. Le prix du modèle EL302D est estimé à 450€ soit 292.500 FCFA [57].
- Un pico-ampèremètre Keithley 6485. Cet instrument est un appareil de mesure de courant de très faibles intensités. Il mesure des courants allant entre 20fA à 20mA. Le modèle pico-ampèremètre Keithley 6485 est un instrument de courant sensible avec une meilleure vitesse et une conception robuste. Le prix du modèle pico-ampèremètre Keithley 6485 est estimé à 2450€ soit 1.592.500 FCFA [57].
- Un monochromateur Oriel Cornerstone 260 [58] qui permet, à partir d'une lumière blanche, d'avoir la lumière monochromatique souhaitée. C'est un modèle double réseau doté de doubles sorties et offrant des performances optiques exceptionnelles.

Le Cornerstone 260 dispose deux ports de sorties, une sortie latérale et une sortie axiale.

Le dispositif expérimental est illustré par la figure 29.



Figure 29 : Dispositif expérimentale pour mesurer la réponse spectrale d'une photodiode.

En effet, on alimente la source de lumière blanche avec une tension correspondante au courant que peut supporter la source. La source émet une lumière blanche qu'on focalise sur la fente d'entrée du monochromateur. Puis on utilise le monochromateur pour faire varier la longueur d'onde dans la gamme du spectre de proche infrarouge. A la sortie du monochromateur, on place l'échantillon de photodiode qui sera illuminé par une lumière monochromatique. Ainsi la photodiode sera excitée par différentes longueurs d'onde du proche infrarouge choisies. A aide du pico-ampèremètre Keithley 6485, on mesure le photocourant correspondant à chaque longueur d'onde. En traçant la courbe de photocourant obtenu en fonction de la longueur d'onde λ ou de l'énergie correspondante, on obtient la réponse spectrale de la photodiode.

3. Réponse spectrale en densité de photocourant J_{ph} (mA/cm²)

Comme il nous est impossible de réaliser expérimentalement les mesures de la densité de photocourant de nos modèles de dispositifs, nous allons donc faire une simulation de la réponse spectrale de nos modèles de photodiodes sous éclairement. A partir des résultats de calcul obtenus au chapitre II, nous utilisons le logiciel Mathcad pour simuler la réponse

spectrale en densité de photocourant d'un modèle de cellule classique et un modèle de cellule avec couche fenêtre.

3.1 Influence des phénomènes de recombinaison en surface sur la densité de photocourant du modèle d'homojonction Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb.

La figure 30 montre l'influence des vitesses de recombinaison en surface de l'émetteur sur la réponse spectrale en densité de photocourant.



Figure 30 : *L'influence des vitesses de recombinaison en surface de l'émetteur sur la réponse* spectrale en densité de photocourant J_{ph} .

On observe une augmentation rapide de la densité de photocourant aux faibles énergies de photons. La densité de photocourant atteint un maximum pour des énergies de photons supérieures à 0,906eV. Toutefois on note une forte diminution de la densité de photocourant lorsqu'on augmente la valeur des vitesses de recombinaison en surface Sn. D'une manière générale, la densité de photocourant reste quasiment constante aussi bien pour les faibles valeurs que pour les fortes valeurs de vitesse de recombinaison en surface S_n. Tant que la valeur de Sn est inférieure à 10^3 cm/s l'effet de recombinaison en surface sur la densité de photocourant reste négligeable et sa valeur est pratiquement constante.

Cette analyse confirme les observations notées sur l'influence des vitesses de recombinaison sur le rendement quantique interne du dispositif. Les phénomènes de recombinaison limitent considérablement les performances de ces modèles de dispositifs photodétecteurs. Une amélioration de la surface de l'émetteur par des traitements de surface adéquats demeure nécessaire pour une meilleure optimisation de ces types de photodiodes.

3.2 Etude comparative de la réponse spectrale en densité de photocourant de deux modèles de photodiodes.

La figure 31 présente l'évolution de la densité de photocourant en fonction de l'énergie du photon d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ et d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ avec $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ comme couche fenêtre.

Ces deux cellules présentent pratiquement les mêmes variations pour des énergies inférieures à 0,65eV. Par contre, pour des énergies supérieures à 0,906eV, la densité de photocourant reste pratiquement constante pour la cellule optimisée (modèle avec couche fenêtre) mais diminue considérablement pour la cellule classique.



Figure 31: Variation de la densité de photocourant des modèles de photodiode $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ et $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ en fonction du rayonnement.

Sur tout le spectre d'absorption comprise entre $0,78\mu m$ et $2,6\mu m$, le modèle de cellule avec couche fenêtre produit une densité de photocourant supérieure à celle produit par le modèle de cellule classique. En effet, la densité de photocourant de l'homojonction déposée sur substrat passe de $0,34mA/cm^2$ à une densité de l'ordre $0,713mA/cm^2$ pour l'homojonction avec

couche fenêtre déposée sur substrat GaSb. Le fait d'ajouter une couche fenêtre à la surface de l'émetteur est donc une bonne solution pour optimiser la performance des cellules classiques.

4. Caractéristique courant-tension J_{ph}=f(V_{ph}).

La caractéristique courant-tension d'une photodiode est un critère d'appréciation très important. La technique la plus importante pour caractériser une photodiode est de présenter la caractéristique courant-tension sous éclairement de cette photodiode. Le modèle classique d'une homojonction Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n déposées sur substrat GaSb et celui d'une homojonction avec couche fenêtre Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N ont été utilisés pour simuler les caractéristiques courant-tension à partir du logiciel Mathcad.

4.1 Etude comparative des caractéristiques courant-tension J_{ph}-V_{ph} des deux modèles de photodiode sous éclairement.

Une comparaison de la caractéristique courant-tension des deux modèles est obtenue par simulation. La figure 32 présente les caractéristiques $J_{ph}-V_{ph}$ d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ et d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposées sur substrat GaSb avec $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ comme couche fenêtre. L'analyse de la caractéristique courant-tension montre que celle du modèle de cellule avec couche fenêtre est nettement supérieure à celle du modèle de cellule classique.

On note que quelque soit le modèle de cellule considéré, la caractéristique J_{ph} - V_{ph} montre trois zones de fonctionnement de la cellule (figure 32).

La zone I où la densité de photocourant est pratiquement constante alors que la phototension augmente. Pour cette région, la cellule fonctionne comme un générateur de courant. Cette densité de photocourant maximale correspond au courant de court-circuit I_{cc} de la cellule.

La zone II correspondant au coude de la caractéristique, la zone intermédiaire entre les deux zones, représente la région préférée pour le fonctionnement de la cellule. C'est dans cette zone où on peut déterminer le point de fonctionnement optimal caractérisé par une densité de puissance maximale P_{max} de coordonnées (J_{max} ; V_{max}).

La zone III se distingue par une variation de la densité de photocourant pour une phototension presque constante. Dans cette région, la cellule se comporte comme un générateur de tension. La phototension maximale notée dans cette région correspond à une tension de circuit-ouvert V_{co} de la cellule.



Figure 32 : Caractéristique courant-tension J_{ph} - V_{ph} de deux modèles de photodiode sous éclairement.

Ces trois zones de fonctionnement justifient l'essentiel des caractéristiques qui apparaissent sur le circuit électrique d'une cellule photovoltaïque et qu'il est pratiquement impossible d'obtenir un fonctionnement idéal de la cellule quelque soit sa conception.

4.2 Détermination des paramètres caractéristiques des deux modèles de photodiode sous éclairement.

Les paramètres caractéristiques des photodiodes extraits des caractéristiques courant-tension permettent de comparer différentes photodiodes sous les mêmes conditions d'éclairement. Les principaux paramètres sont la tension en circuit ouvert V_{co}, la densité de courant de court-circuit J_{cc}, la densité de puissance maximale P_{max}, le facteur de forme FF et le rendement de conversion η_{conv} . La figure 33 montre la caractéristique courant-tension d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ et celle d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_P/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-y}Al_ySb_P$ comme couche fenêtre.

A partir de la caractéristique courant-tension de chaque modèle, nous avons extrait les paramètres caractéristiques de chacun des deux modèles de photodiode.

Tension en circuit ouvert V_{co}: c'est la tension maximale que peut générer une photodiode sous éclairement constant, sans aucun récepteur à ses bornes. En pratique on mesure cette tension à l'aide d'un voltmètre qu'on place en parallèle aux bornes de la cellule. En général, cette tension est de l'ordre de 700mV [59]. Dans le cas de nos deux modèles, nous obtenons pratiquement la même tension en circuit ouvert V_{co}=583mV. Toutefois, l'analyse des caractéristiques J_{ph}-V_{ph} nous montre que pour des tensions supérieures aux V_{co} respectives des deux modèles de photodiode sous éclairement, aucune des deux cellules ne débite du courant et ne peut donc alimenter aucun récepteur. Par conséquent, c'est sous une tension inférieure à la tension en circuit ouvert une photodiode sera utilisée, afin qu'elle débite une tension et un courant pour alimenter un récepteur.



Figure 33 : caractéristique courant- tension d'une homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ et celle d'une homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb$ avec $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ comme couche fenêtre.

Densité de courant de court-circuit J_{cc}: C'est la densité de courant qui circule à travers une jonction sous éclairement sans application de tension. Cette densité de courant dépend entre autres, de la mobilité des porteurs et de la longueur d'onde du rayonnement par conséquent du spectre d'absorption du matériau semi-conducteur. La caractéristique du modèle d'homojonction classique donne une densité de courant de court-circuit J_{cc}=0,34mA/cm² alors que celle d'une homojonction avec couche fenêtre fournit une densité de l'ordre de 0,7mA/cm². On assiste à une nette amélioration de ce paramètre pour le modèle Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N par rapport au modèle d'homojonction classique.

- **4** Point de puissance maximale PPM : c'est le point d'utilisation optimale d'une photodiode. Ce point consiste à alimenter une charge sous une tension maximale et à un courant maximal. En effet, suivant la formule P=IV, pour que la puissance soit maximale, il est nécessaire que la cellule fonctionne dans les conditions où le produit I*V est maximal. Ces conditions correspondent à un point de charge idéal de la cellule où point de puissance maximale. Ce point P_{max} a pour coordonnées V_{max} et I_{max} (figure 33). La caractéristique courant-tension de chacun des deux modèles de photodiode sous éclairement donne une densité de puissance maximale $P_{max}=167 \mu W/cm^2$ pour l'homojonction classique (figure 33a) et une densité de puissance maximale P_{max} =300 μ W/cm² pour l'homojonction avec couche fenêtre (figure 33b). On se rend compte que la cellule optimisée produit presque deux fois plus de puissance que le modèle de cellule classique. L'analyse de la caractéristique courant-tension montre que pour des tensions supérieures à une tension maximale V_{max}, on assiste à une diminution de la densité de photocourant. Cette diminution liée aux phénomènes de recombinaison est modélisée par la résistance shunt R_{sh}. Dans le cas où la densité de photocourant est supérieure à J_{max}, ce sont les pertes par dissipation (effet joule) qui apparaissent. Ces pertes sont modélisées par la résistance série et sont à l'origine de la forte diminution de la phototension observée au niveau de la caractéristique couranttension (figure 33). La densité de puissance maximale caractérisée par la densité de photocourant maximale et la phototension maximale reste un paramètre déterminant pour une utilisation optimale d'une photodiode.
- Facteur de forme FF: C'est un paramètre important qu'on utilise à partir de la caractéristique courant-tension pour qualifier la qualité de la photodiode. Ce facteur représente le rapport entre la puissance maximale P_{max} que peut délivrer une cellule et la puissance formée par le rectangle J_{cc}_V_{co}. La puissance exploitable d'une cellule sera plus importante si la valeur du facteur de forme est plus grande. Le nom facteur de forme (fill factor) dérive de la représentation graphique. Il est défini par la relation donnée par l'équation (III.2) [60] :

$$FF = \frac{P_{\max}}{V_{co} \times J_{cc}} = \frac{J_{\max} \times V_{\max}}{J_{cc} \times V_{co}}$$
(III.2)

La caractéristique courant-tension du modèle $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ donne un facteur de forme FF=0,72 et celle du modèle de cellule avec couche fenêtre donne un facteur de forme FF=0,74. On trouve que le modèle, avec couche fenêtre, a une

meilleure efficacité de conversion mais légèrement supérieure à celle du modèle classique. Ce résultat montre justement qu'il est possible d'avoir une cellule de qualité supérieure mais de performance limitée. D'autant plus que même dans le cas idéal, le facteur de forme ne peut pas dépasser 0,89 [61] du fait du terme exponentiel des équations de Boltzmann qui régissent les équations courant-tension. En effet, le facteur de forme FF est un paramètre caractéristique qui dépend de la conception de la cellule, de la qualité de la jonction p-n, du matériau utilisé, de la résistivité des contacts métalliques etc...[62].

Rendement de conversion η_{conv} : c'est un paramètre essentiel pour caractériser une photodiode. La seule connaissance de la valeur de ce paramètre nous permet d'apprécier les performances de la cellule. Il est obtenu à partir des paramètres électriques extraits des caractéristiques courant-tension. On définit le rendement de conversion comme étant le rapport entre la densité de puissance maximale P_{max} délivrée par la cellule et la densité de puissance lumineuse incidente, P_{in} . Ce paramètre est donné par l'équation (III.3) [63]:

$$\eta_{conv} = \frac{P_{\max}}{P_{in}} = \frac{V_{\max} \times J_{\max}}{P_{in}} = FF. \frac{V_{co} \times J_{cc}}{P_{in}}$$
(III.3)

Pour une densité de puissance lumineuse de 600μ W/cm², le modèle de cellule classique (Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N) donne un rendement de conversion de l'ordre de 27,8% alors que le modèle d'homojonction avec couche fenêtre (Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N) permet d'atteindre un rendement optimal de 50%. La présence de la couche fenêtre, de gap supérieur, sur l'émetteur a donc permis d'optimiser le rendement de conversion de la cellule classique. Vue l'expression de ce paramètre, il est possible de l'améliorer en augmentant le facteur de forme FF, la densité de photocourant de court-circuit J_{cc}, ou la tension en circuit ouvert V_{co}.

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de simulation des modèles de dispositifs photodétecteurs sous éclairement utilisés dans les applications de type photovoltaïque et des modèles de dispositifs photodétecteurs sous polarisation inverse. L'analyse théorique de la réponse spectrale de ces modèles de photodétecteurs a permis de comprendre leurs mécanismes de conduction et les limites de leurs performances.

L'amélioration de la réponse spectrale nécessite une augmentation de la longueur de diffusion et l'utilisation d'un émetteur de faible épaisseur. Cependant, on remarque que pour obtenir un rendement important pour des faibles énergies (longueurs d'onde élevées comprises entre 0,78µm et 2,6µm) avec les photodétecteurs en absence de polarisations, il faut des épaisseurs moyennes autour de 1,2µm.

L'analyse des résultats montre que, pour des faibles énergies de photons, la sensibilité est beaucoup plus importante à travers l'hétérojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ qu'à travers l'homojonction $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$. Les recombinaisons en surface et en volume limitent considérablement les performances des modèles $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ déposées sur substrat $GaSb_N$. La couche fenêtre du modèle $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ déposées sur substrat $GaSb_N$ joue un rôle important dans la réduction de ces recombinaisons permettant ainsi d'obtenir une meilleure sensibilité autour de 0,907 A/W (Ln=2µm, $x_p=1,2µm$ et $x_d=0,1µm$). En définitive, la performance d'un dispositif photodétecteur dans le proche infrarouge, au-delà de ses paramètres photoélectriques et géométriques, dépend du modèle correspondant et par conséquent l'homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ déposé sur substrat $GaSb_N$ déposé sur substrat $GaSb_N$ déposé sur substrat $GaSb_N$ is performance d'un dispositif photodétecteur dans le proche infrarouge, au-delà de ses paramètres photoélectriques et géométriques, dépend du modèle correspondant et par conséquent l'homojonction $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ déposé sur substrat $GaSb_N$ set le modèle permettant d'obtenir une meilleure détection dans la gamme de longueurs d'onde [0,78µm-2,6µm].

L'étude des modèles de dispositifs photodétecteurs sous polarisation inverse nous a permis de comprendre comment les paramètres électriques et géométriques limitent leurs performances. La comparaison de la réponse spectrale des modèles de dispositifs nous renseigne que la performance d'un photodétecteur dépend à la fois du modèle et du spectre d'absorption d'intérêt.

L'analyse de la réponse spectrale montre que la photodiode P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ est plus performante dans le spectre d'absorption de longueur d'ondes comprises entre 0,8µm et 1,7µm incluant les deux fenêtres utilisées (1,3µm, 1,55µm) dans les systèmes de télécommunications optiques [1].

Pour finir, nous avons effectué une simulation des caractéristiques courant-tension de deux modèles de photodiode sous éclairement. Ce qui nous a permis de montrer que la présence d'une couche fenêtre permet de faire passer la densité de photocourant de court-circuit d'une cellule classique de $0,34\text{mA/cm}^2$ à une densité de l'ordre de $0,713\text{mA/cm}^2$. Le calcul du rendement de conversion η_{conv} de chacun des deux modèles, sous les mêmes conditions d'éclairement, nous donne un rendement de l'ordre 27,8% pour la cellule classique alors que le modèle de cellule avec couche fenêtre donne un rendement de 50%. Ainsi, nous avons montré que la présence d'une couche fenêtre à la surface de l'émetteur d'une photodiode est une bonne solution pour optimiser la performance des cellules classiques. Cependant les faibles dimensions de ces modèles font qu'il est difficile, voir impossible, d'utiliser les matériaux semi-conducteurs de la filière des antimoniures III-Sb pour des applications de type photovoltaïque.

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce travail était d'étudier des modèles théoriques de dispositifs photodétecteurs de la filière des antimoniures fonctionnant dans le proche infrarouge afin d'identifier les limites de leurs performances et de proposer des pistes d'amélioration de leurs performances.

Dans ce manuscrit, nous avons tout d'abord passé en revue les généralités des dispositifs photodétecteurs à base des antimoniures III-Sb et leurs alliages. Nous avons évoqué le principe de fonctionnement des dispositifs photodétecteurs et le choix des matériaux semiconducteurs. Nous avons noté que les éléments déterminants pour le choix d'un type d'alliage dans le but d'un usage optoélectronique sont les paramètres de maille cristalline et la largeur de la bande interdite. Un autre critère de choix du matériau est un coefficient d'absorption élevé dans la gamme de longueur d'onde d'intérêt d'où notre choix des antimoniures dans le proche infrarouge. Les propriétés physiques des antimoniures ont été étudiées, notamment, les ternaires $Ga_{1-y}Al_ySb$ utilisé comme couche fenêtre et $Ga_{1-x}In_xSb$ utilisé comme matériau intrinsèque et le binaire GaSb utilisé comme substrat. L'analyse du taux de désaccord de maille de ces ternaires par rapport au binaire GaSb a permis de justifier le choix de GaSbcomme substrat dans nos simulations.

Le chapitre II est consacré à la modélisation des dispositifs photodétecteurs permettant la résolution des équations de courant et de continuité à une dimension. On entend par modélisation, une représentation abstraite et géométrique des dispositifs photodétecteurs afin d'émettre des hypothèses simplificatrices permettant la résolution des équations différentielles analytiques et d'obtenir des solutions analytiques satisfaisantes. A chaque dispositif, est associé un modèle théorique approprié, et une analyse théorique de la détermination du rendement quantique interne est basée sur les influences des paramètres géométriques et photoélectriques ainsi que les effets de recombinaison en surface et en volume des porteurs de charge générés par illumination ou/et par polarisation. Cette approche nous a permis d'accéder à la contribution en photocourant des porteurs minoritaires dans chaque région du modèle de dispositif étudié et de simuler son comportement.

Dans le chapitre III, nous avons présenté les résultats de simulation de la réponse spectrale des photodétecteurs à base des alliages $Ga_{1-x}In_xSb$ et $Ga_{1-y}Al_ySb$ du binaire GaSb qui ont

permis d'analyser l'évolution du rendement quantique interne en fonction des paramètres géométriques et photoélectriques. L'analyse de la réponse spectrale des hétérostructures $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ et $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposé sur substrat GaSb pour différentes valeurs de vitesse de recombinaison en surface de l'émetteur a permis de comprendre combien les phénomènes de recombinaison en surface limitent les performances des dispositifs. L'étude comparative de la sensibilité de ces modèles avec un modèle d'homojonction $Ga_{1-v}Al_vSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat GaSb avec $Ga_{1-\nu}Al_{\nu}Sb$ comme couche fenêtre montre que la présence de la couche fenêtre permet une nette amélioration de la sensibilité en réduisant considérablement les pertes par recombinaison. Il faut noter que certains dispositifs photodétecteurs, pour leur fonctionnement, ont besoin de source d'alimentation contrairement aux cellules solaires photovoltaïques. Le logiciel Mathcad nous a permis à partir des résultats de calcul du chapitre II de simuler le comportement des modèles d'hétérojonctions à base de $Ga_{1-x}In_xSb$, de GaSbet de $Ga_{1-\nu}Al_{\nu}Sb$ sous polarisation inverse et d'évaluer leurs performances. La simulation de la réponse spectrale des modèles $GaSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ déposée sur substrat GaSb et d'une photodiode P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-r}In_rSb_i / GaSb_N$ sous polarisation inverse renseigne que la performance du dispositif dépend à la fois du modèle et du spectre d'absorption. L'analyse de la réponse spectrale montre que la photodiode P-i-N $GaSb_P / Ga_{1-x}In_xSb_i / GaSb_N$ est plus performante dans le spectre d'absorption de longueur d'onde comprise entre 0,8µm et 1,7µm incluant les deux fenêtres utilisées dans les systèmes de télécommunications par fibres optiques et avec un rendement quantique interne pratiquement constant de l'ordre de 96%.

Pour finir, nous avons effectué une simulation des caractéristiques courant-tension de deux modèles de photodiode sous éclairement. Ce qui nous a permis de montrer que la présence d'une couche fenêtre permet de faire passer la densité de photocourant de court-circuit d'une cellule classique de $0,34\text{mA/cm}^2$ à une densité de l'ordre de $0,713\text{mA/cm}^2$. Le calcul du rendement de conversion η_{conv} de chacun des deux modèles, sous les mêmes conditions d'éclairement, nous donne un rendement de l'ordre 27,8% pour la cellule classique alors que le modèle de cellule avec couche fenêtre donne un rendement de 50%. Ainsi, nous avons montré que la présence d'une couche fenêtre à la surface de l'émetteur d'une photodiode est une bonne solution pour optimiser les performances des cellules photovoltaïques classiques.

CONCLUSION GENERALE

Cependant, vue les faibles valeurs des dimensions de ces dispositifs, il est difficile voir impossible de les utiliser pour des applications photovoltaïques. Ces dispositifs ne pourront donc être utilisés que pour des applications de détection proche infrarouge ou dans les systèmes de télécommunications par fibres optiques.

En perspective, il est possible d'effectuer une étude théorique de la réponse spectrale en régime variable des dispositifs photodétecteurs à base des antimoniures III-Sb. Cette étude permettra entre autre d'évaluer le temps de réponse des dispositifs et de voir s'il y a possibilité de l'améliorer pour une meilleure efficacité. On peut aussi effectuer la caractérisation des matériaux semi-conducteurs de la famille des antimoniures et l'élaboration des modèles de dispositifs étudiés afin de vérifier expérimentalement les résultats théoriques. On pourra aussi mener une étude théorique de la réponse spectrale des dispositifs photodétecteurs à base du germanium déposé sur substrat de silicium en utilisant les résultats de calcul du second chapitre II. Au regard de l'intérêt qu'on porte sur le germanium et la disponibilité de silicium, les résultats pourront être très prometteurs tant au niveau académique qu'industriel.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Remi Beneyton. «Sur l'Incorporation du Tallium dans une Matrice III-V : Préparation de GaTiAs et InTiAs par EJM ». Thèse de Doctorat Ecole Centrale de Lyon (16 Novembre 2004).
- [2] P. Victorovitch. Passivation des Sémiconducteurs III-V. Revue Phys. Appl. 25 pp 895-914 (1990).
- [3] J.P.Maury, «Une Histoire de la Physique Sans les Equations », in Vuibert, ISBN 2-7117-5269, Paris, (Oct. 2000).
- [4] E. Fourmont, «Développement de techniques de dépôt plasma et photo assistés pour la réalisation des couches antireflets passivantes en SiNx sur silicium multicristallin pour application photovoltaïque », Thèse, INSA de Lyon, (2002).
- [5] Léopold Virot. « Développement de photodiodes à avalanche eu Ge sur Si pour la détection faible signal et grade vitesse », Optique/Photonique, Université Paris Sud, Paris VI, 2014.
- [6] Joseph Harari. « Etudes Théoriques et Expérimentales de Photodiode à Avalanche Planaires GaInAs-InP ». Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandre Artois (18 Octobre 1991).
- [7] M. Razeghi. Opto-Electron. Rev. Vol.6, pp155, (1998).
- [8] Abderrahim El Abidi. «Modélisation et Caractérisation par le Transport Electronique des Semiconducteurs II-VI : Application à l'alliage ternaire Hg_{1-x}Cd_xTe et Superéseau HgTe/CdTe ». Thèse de Doctorat, Université IBN ZOHR (17 Juillet 2010).
- [9] S. N. Singh and P. K. Singh. Exact Calculation of Back Surface Recombinaison Velocity and its Influence on Quantum Efficiency of n⁺-p-p⁺ Surface Based Silicon Cells. Proc IEEE pp 1629-1631, (1988).
- [10] H. Morkoc, «Hanbook of Nitride Semiconductors and Devices, Vol.3: GaN-based Optical and Electronic Devices », Wiley-VCH (2009).
- [11] D. Decoster, J. Harri, «Détecteur Optoélectronique » Lavoisier Thermès Science (2002)
- [12] Chahira Hajlaoui. « Etude des Propriétés Structurales et Electroniques des Nanofil Sémiconducteurs III-V ». Physique [Physics]. INSA Rennes, 2014, Français.
- [13] A. EL Fatimy.«Détection et Emission Terahetz par les Ondes de Plasma dans les Transistors HEMT à Base d'Hétérostructures InGaAs/InAlAs », Thèse Doctorat, (Juin 2007).
- [14] Nicolas Trenado. « Modélisation et Simulation des Composants Optoélectroniques à puits quantiques». Thèse de Doctorat, Université de Rouen (2002)

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

- [15] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band Parameters for III-V Compound Semiconductors and their Alloys. Journal of Applied Physics, Vol.89, N°11, pp 5815-5876, (June 2001).
- [16] Sadao. Adachi. Properties of Semiconductor Alloys: Group III-V and II-VI Semiconductors. John Wiley & Sons, Ltd ISBN 978-0-470-74369-0 (2009).
- [17] Otfried Madelung Ed. Semiconductors-Basic Data, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, (1996).
- [18] Akio Sasaki. Effective Mass Superlatice, Phys. Rev. B, Vol.30, N°12, pp7016, (1984).
- [19] H. Ait. Kaci. «Etude des Hétérojonctions à GaAl(As)Sb et GaIn(As)Sb par la Methode des Variations Capacité-Tension : Application à la Photodétection ». Thèse de Magistère, Es-Senia (1994).
- [20] N. Bachir Dahmani.« Etude des Composés Ternaires à base de Nitrure en Utilisant la Méthode de Simulation Monte-Carlo », Thèse de Doctorat, Université Abou-Bakr Belkaid, Telemcen, (2010).
- [21] C. Kittel. « Introduction à la Physique de l'Etat Solide », 3^{ème} Edition, Dunod (1980).
- [22] Henri Alloul. « Physique des Electrons dans les Solides », de l'Ecole Polytechnique (Septembre 2007)
- [23] S. M. Sze, K. N. Kwok, Physics of Semicondutor Devices, Chapiter13, 3rd Edition, Johan Wiley & Sons, pp 663-741, INC (1981)
- [24] Y. P. Varshni. Temerature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors, Physica, vol.34, pp 149-154, (1967).
- [25] John. H. Davies. The Physics of low dimensional semiconductor, Cambridge University Press, (1998).
- [26] J. L. Reverchon, M. Carras, G. Marre, C. Renard, V. Berger, B. Vinter, X. Marcadet. Design and Fabrication on Infrared Detectors Based on Lattice-Matched InAsSb on GaSb. Physica E 20, pp 519-522, (2004).
- [27] Zenati Mohamed. Etude des Propriétés Optoélectroniques de Nanostructures GRINSCH à Base d'Antimoniures III-Sb et Application. Mémoire de Magister, Université d'ORAN (2010).
- [28] R. Castagne et al. Circuits Intégrés en Arséniure de Gallium. Physique Technologie et Règles de Conception. Masson, et CINET ENST Paris, (1989).
- [29] S. Adachi. Properties of Group IV, III-V and II-VI Semiconductors. Wiley Series in Materials for Electronic and Optoelectronic Application (2005)
- [30] M. Katsikini et al. Raman Study of Mg, Si, O and N implanted GaN. Journal of Applied Physics; Vol.94, pp 4389 (2003).

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

- [31] Stephane Turcotte. « Propriétés Electroniques d'Hétérostructures de Ga(In)AsN ». Thèse de Doctorat, Université de Montréal (Juillet 2008).
- [32] S. Adachi. Band gap and refractive indices of AlGaAsSb, GaInAsSb, and InPAsSb: Key properties for a variety of the 2-4μm optoelectronic device applications. J. Appl. Phys. Vol.61, N°10, pp 4869-4876,(1987).
- [33] J. L. Johnson, L. A. Samoska, A. C. Gossard, J. L. Merz, M. D. Jack, G. R. Chapman, B. A. Baumgratz, K. Kosai, S. M. Johnson. Electrical and Optical Properties of Infrared Photodiodes Using the InAs/Ga_{1-x}In_xSb Superlatice in Heterojunctions with GaSb. J. Appl. Phys. Vol.80, pp 1116-1127, (1996).
- [34] H. Luquet, M. Pérotin, L. Gouskov, C. Llinares, H. Archidi, M. Lahbibi, M. Karim, and B. Mbow. Ionisation Coefficients in Ga_{0,96}Al_{0,04}Sb. J. Appl. Phys. 68 (8), (15 Octobre 1990).
- [35] A. Chovet, P. Masson. « Physique des Sémiconducteurs » (2004)
- [36] Amadou Diao. «Etude en Modélisation d'une Photopile Bifaciale au Silicium Monocristallin en Régime Dynamique Fréquentiel sous Eclairement Multispectral et Sous l'Effet d'un Champ Magnétique ». Thèse de Doctorat, Université Cheikh Anta Diop de Dakar (15, Janvier 2005).
- [37] B. Mbow, A. Mezerreg, N. Rezzoug and C. Llinares. Spectral Responses in Near Infrared of III-V Photodetectors. Phys. Sat. Sol (a) 141, pp 511-525 (1994).
- [38] A. Jouillé, F. De. Anda, P. Salsac. Diffusion du Zinc dans GaAlSb et Application à Photodétection Infrarouge. Revue Phys. Appl. Vol 19 pp 223- 230 (1984)
- [39] C. Touzi, Z. Chine, T. Boufaden, B. El. Jani. Etude de la Réponse Spectrale des Cellules Photovoltaïques à Base de GaN. Phys, Chem. New Vol 1, pp 69-72, (2001).
- [40] L. Nam, M Rodot et al. Réponse Spectrale de Photopiles de Haut Rendement au Silicium Multicristallin. Journal de Physique III EDP Sciences. 2 (7) pp 1305-1316 ; (2001).
- [41] Mamadou Dia, Babacar Mbow, El Hadji Mamadou Keita, Abdoul Aziz Correa, Mamadou Lamine Sow. Theoritical Study of the Spectral Response in Near Infrared of III-VPhotodetectors Based on Al, Ga, In and Sb:The Window Layer Effect. International Journal of Materials Science and Applications. Vol6, N°1, pp 45-53 (2017).
- [42] H. Mathieu & H. Fanet. « Physique des Sémiconducteurs et des Composants Electroniques ». 6^{ème}Edition, Dunod.
- [43] Djamel Hadji. « Modélisation et Simulation Tridimensionnelle des Composants à Sémiconducteurs de Taille Submicronique ». Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble INPG, (08 Juillet 1999).
- [44] R. L. Anderson. Experiment on Ge-GaAs Heterojunction, Solid State Electronics Vol 1 N°5, pp 341-351 (1962).

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

- [45] David Ankri. « Contribution à l'Etude des Phénomènes de Transport Electronique dans les Transistors Bipolaires à Hétérojonction GaAlAs-GaAs ». Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille, (06 Septembre 1983).
- [46] Alain Ricaud. « Photopiles Solaires de la Physique, de la Conversion Photovoltaïque aux Filières, Matériaux et Procédés. (16 Mai 1997)
- [47] Samir Abdoulhouda. « Contribution à l'Etude des Photodétecteurs Rapides : Application aux Photodétecteurs Résonnants Micro-ondes». Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandre Artois (30 Mai 1990).
- [48] Rémi Gaillard. « Photocourants Induits par une Impulsion de Rayonnement dans les Dispositifs Sémiconducteurs ». Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, (15 Juin 1973).
- [49] J. Chen, Y. Zhou, Z Xu, J. Xu, H. Chen, L. He. InAs/GaSb Type-II Superlatice Midewavelength Infrared Focal plane array detectors grown by molecular beam epitaxy. Journal of Crystal Growth, pp 378-599 (2013).
- [50] J. Bozec et G. Roland. Evaluation de la Longueur de Diffusion par la Méthode EBIC dans les Piles Solaires à l'AsGa et Application à l'Environnement Spatial. Revue de Physique Appliquée, vol 21 N°8 pp 509-514, (1986).
- [51] W. C. Benmoussa, S. Amara, et A. Zerga. Etude Comparative des Modèles de la Caractéristique Courant-Tension d'une Cellule Solaire au Silicium Monocristallin. Revue des Energies Renouvelables ICRESD-07 Tlemcen (2007).
- [52] J. E. Sutherland and J. R. Hauser. A Computer Analysis of Heterojunction and Graded Composition Solar Cell. IEEE. Trans. Electron. Dev, ED-24 Vol 4, pp 363-372, (1997).
- [53] A. Mc Evoy, T. Markvart and L. Castaner. «Pratical Handbook of Photovoltaics Fundamentals and Applications, Second Edition». Elsevier Ltd, (2012) INSB: 978-0-12-3859334-1.
- [54] H. Mathieu. « Physique des Sémiconducteurs et des Composants Electroniques », 4^{ème} Edition, Masson Paris 1998.
- [55] I. Mekkaoui Alaoui. « Etude Comparative des Méthodes de Détermination des Paramètres de Caractérisation I(V) des Photopiles Solaires ». Thèse de Doctorat 3^{ème} Cycle, Université de Montpellier, (1984).
- [56] Tabbi Hadjer. « Caractérisation Automatisée des Diodes Electroluminescentes ». Mémoire de Masters, Université Med Khider Biska, (2014).
- [57] <u>http://fr.rs-online.com/web/p/multimetres-numeriques/7600307/</u>
- [58] http://pdf.directindustry.fr/pdf/micro-controle-spectra-physics/oriel-cornerstone-260
- [59] Yezid Ali. Optimisation des Cellules Solaires Conventionnelles à Base de Silicium de Type N ». Mémoire de Magistère, Université Abou-Bekr Belkaid (2011).

Mr DIA Mamadou : Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [60] Abderrezek Mahfoud. « Modélisation des Cellules Solaires Tandem à Couches Minces et à Haut Rendement ». Thèse de Doctorat, Université de Sétif 1, (18 Février 2015).
- [61] M. A. Green, J. Zhao, A. Wang, S. R. Wenham. Very High Efficient Silicon Solar Cell. Science and Technology. IEEE, Transactions on Electron Devices, Vol.46 N°10, pp 1940-1947, (1999).
- [62] A. Kaminski. « Etude des Etapes Technologiques Critiques dans la Production des Cellules Solaires en Silicium Monocristallin ». Thèse de Doctorat, EEA Lyon, INSA Lyon, p 165, (1997).
- [63] Roshanak Radbeh. « Réalisation et Caractérisation des Cellules Solaires Organiques à Couche Composites Polymères Incluant des Nanotubes de Carbones ». Thèse de Doctorat, Université de Limoges, (1^{er} Décembre 2008)

International Journal of Materials Science and Applications 2017; 6(1): 45-53 http://www.sciencepublishinggroup.com/j/ijmsa doi: 10.11648/j.ijmsa.20170601.17 ISSN: 2327-2635 (Print); ISSN: 2327-2643 (Online)



Theoretical Study of the Spectral Response in Near Infrared of III-V Photodetectors Based on Al, Ga, In, and Sb: The Window Layer Effect

Mamadou Dia, Babacar Mbow, EL Hadji Mamadou Keita, Abdoul Aziz Correa, Mamadou Lamine Sow

Laboratory of Semiconductors and Solar Energy, Physics Department, Faculty of Science and TechnologyUniversity Cheikh Anta DIOP, Dakar, Senegal

Email address:

diamohamed186@gmail.com (M. Dia), bbmbow@gmail.com (B. Mbow)

To cite this article:

Mamadou Dia, Babacar Mbow, EL Hadji Mamadou Keita, Abdoul Aziz Correa, Mamadou Lamine Sow. Theoretical Study of the Spectral Response in Near Infrared of III-V Photodetectors Based on Al, Ga, In, and Sb: The Window Layer Effect. *International Journal of Materials Science and Applications*. Vol. 6, No. 1, 2017, pp. 45-53. doi: 10.11648/j.ijmsa.20170601.17

Received: December 8, 2016; Accepted: December 20, 2016; Published: January 18, 2017

Abstract: The spectral responses are particularly important for the design of photodetectors operating in the wavelength range between $0,78\mu$ m to $2,6\mu$ m. To elaborate each device; we purpose a theoretical model to calculate the internal quantum efficiency. The theoretical curves of the internal quantum efficiency are obtained, by simulation to define the geometrical and photoelectric parameters, of the photodetectors devices. The modelling of the various devices allows us to analyze the situation at surface and in volume of each model. The results and the theoretical models, of the heterostructures based on Ga_{1-x}In_xSb, Ga_{1-y}Al_ySb grown on GaSb substrate, with window layer are shown after simulation of the internal quantum efficiency and sensitivity of each model. Analysis of these results allowed us to appreciate which of these models is more efficient and to identify the photoelectric parameters to improve for better internal quantum efficiency. We found that the presence of the window layer significantly reduces the losses by recombination thereby improving the photodetector performance.

Keywords: III-V Photodetectors, Heterostructures, Near-Infrared, Quantum Efficiency, Spectral Response, Window Layer

1. Introduction

The GaSb-based semiconductors materials family including GaSb, InSb and AlSb, permits large flexibility in the design of novel functional materials and devices [1]. Several III-V semiconductors materials currently hold the attention for the development of photodetectors in near-infrared [2]. Among them, the heterostructures based on antimony had attracted great attention, to develop infrared detectors. Very promising prospects offer, to these semiconductors, particularly GaSb, GaInSb, GaAlSb and associated materials, because of their outstanding intrinsic properties. They are in fact endowed a high electronic mobility and, often, a direct bandgap energy [3] making them components of choice for optoelectronic devices. In some of earth observation satellites from space, imaging in the infrared band medium allows monitoring the spread of wetlands, desertification and maturity of crops. Due to the current trend to reducing the dimensions of the devices, the

surfaces and interfaces have influence increasingly predominant on their performances.

In this work, we seek to develop photodetectors that enable better detection in the wavelength range $0,78\mu$ m to $2,6\mu$ mby determining the geometrical parameters (thicknesses of the various regions) and the photoelectric parameters (recombination velocities and diffusion length) of each model adapted to the design of the photodetector. For this, we use the analysis of the internal quantum efficiency and of the sensitivity to study the photoelectric properties. The geometrical and photoelectric parameters of each photodetector are defined by simulation by adopting appropriate theoretical models.

Models of photodetector devices used in this work are the heterostructures $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ grown on $GaSb_N$ substrate, $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n$ grown on $GaSb_N$ substrate and, $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/Ga_{1-x}In_xSb_n$ deposited on $GaSb_N$ substrate, with $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ as window layer and x equal to

18%, y equal to 8%.

2. Modelling

For each device, a theoretical analysis of the determination of the quantum efficiency is based upon the influence of geometrical and photoelectric parameters, and recombination effects at surface, and in volume of the minority carriers generated by illumination. Each absorbed photon creates an electron-hole pair and, the minority carriers diffuse to the region where they are majority, before being collected. We assume that there is no energy discontinuity due to electronic affinity of GaInSb, GaAISb and GaSb in the material. The two regions on either side of the junction are uniformly doped then, there is no electric field outside the space charge zone.

2.1. The P-N Heterojunction Grown on GaSb Substrate

In order, to simulate a model corresponding to a p-n structure deposited on GaSbN substrate (Figure 1), we assume that the junction is located between the first two layers (p-type and n-type Figure 1), and that the thickness of substrate is infinitely greater than the other geometrical parameters. Luquet et al and Laugier have used a similar model to calculate the efficiency in the base [4]. The capital letters (P, N) represent the large-gap materials and the lowercase letters (p, n) the low-gap materials, for the same type of doping [5]. We will determine the current densities in each region to deduce the internal quantum efficiency. In the calculations, we will limit ourselves to heterojunction models. The geometrical characteristics are given by the Figure 1.



Figure 1. Energy band diagram of p-n-N heterojunction grown on $GaSb_N$ substrate.

2.1.1. Calculation of the J_n Current Density of Electron Diffusion in Front Layer

This current density is obtained from the following continuity equation [4]:

$$\frac{d^{2}\Delta \boldsymbol{n}_{1}}{dx^{2}} - \frac{\Delta \boldsymbol{n}_{1}}{\left(L\boldsymbol{n}_{1}\right)^{2}} = -\frac{\boldsymbol{\alpha}_{1}(1-R)\boldsymbol{\Phi}_{0}\boldsymbol{e}^{-\boldsymbol{\alpha}_{1}\boldsymbol{x}_{p}}}{D\boldsymbol{n}_{1}}$$
(1)

where Φ_0 is the incident photon flux density at the surface of

the front layer (area AB Figure 1), R is the reflection coefficient at the surface of the front layer, Ln_1 the electron diffusion length, α_1 the absorption coefficient of the front layer, Dn_1 the electron diffusion coefficient in the region1 and Δn_1 the electron charge density evolution in the AB area.

The solution of this equation is in the form:

ľ

$$\Delta n_1(x) = A e^{-x/L n_1} + B e^{x/L n_1} + K_1 e^{-\alpha_1 x}$$
(2)

With
$$K_1 = -\frac{(Ln_1)^2 \alpha_1 (1-R) \Phi_0}{Dn_1 [(\alpha_1)^2 (Ln_1)^2 - 1]}$$
 (3)

The constants A and B are obtained from the following boundary conditions

$$\frac{d\Delta n_1}{dx} = \frac{Sn_1}{Dn_1} \Delta n_1 \quad for \quad x = 0 \tag{4}$$

$$\Delta n_1 = 0 \quad for \quad x = x_p \tag{5}$$

The current density of electron diffusion in region 1 (zone AB Fig 1) is defined by [4]:

$$J_n = eDn_1 \frac{d\Delta n_1}{dx} \bigg|_{x=x_p}$$
(6)

$$J_{n} = -\frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[\left(\alpha_{1}\right)^{2}\left(Ln_{1}\right)-1\right]}$$

$$\begin{bmatrix} Ln_{1}\alpha_{1} + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} - \\ \frac{\left[\sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right)\right]e^{-\alpha_{1}x_{p}}}{\cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right)}$$

$$(7)$$

This photocurrent is due to the absorption of photons in the layer P of x_p depth (area AB in Figure 1). This photocurrent is essentially an electron current whose the same expression is given by A. Joullie et al [6].

The spectral response or the internal quantum efficiency of a photodetector is defined as the ratio of the number of collected charge carriers to the number of absorbed photons. It is expressed by [4], [6 - 8]:

$$\eta_T = \frac{J_{ph}}{q(1-R)\Phi_0} \tag{8}$$

where q is the elementary charge of the minority carrier, J_{ph} the density of the total photocurrent of the detector. For each radiation, this internal quantum efficiency, results to components generated at different depths. The contribution of electrons generated in the transmitter (Figure 1 area AB), and collected by the p-n junction (Figure 1) is described by the formula (9).

$$\eta_{f} = \frac{\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[\left(\alpha_{1}\right)^{2}\left(Ln_{1}\right)-1\right]}$$

$$\begin{bmatrix} Ln_{1}\alpha_{1} + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} - \\ \frac{\left[\sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right)\right]e^{-\alpha_{1}x_{p}}}{\cosh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\sinh\left(\frac{x_{p}}{Ln_{1}}\right)} \end{bmatrix}$$

$$(9)$$

This expression is almost identical to that of Le Nam, M. Rodot and al [9]

2.1.2. Calculation of the J_p Hole Diffusion Current Density in Base (Region 2)

This current density is obtained from the following continuity equations [4]:

$$\frac{d^{2}\Delta p_{2}}{dx^{2}} - \frac{\Delta p_{2}}{(Lp_{2})^{2}} = \frac{\alpha_{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-\alpha_{2}x}}{Dp_{2}}$$
(10)

$$\frac{d^{2}\Delta p_{3}}{dx^{2}} - \frac{\Delta p_{3}}{(Lp_{3})^{2}} = -\frac{\alpha_{3}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-(\alpha_{2}-\alpha_{3})x_{t}}e^{-\alpha_{3}x}}{Dp_{3}}$$
(11)

where Lp_2 and Lp_3 are the diffusion lengths of holes, respectively in the regions 2 and 3, α_2 and α_3 are the absorption coefficients of the layers 2 and 3 and Dp_2 and Dp_3 , are the diffusion coefficients of the holes in regions 2 and 3, and Δp_2 and Δp_3 are the evolutions of the charge density of the holes in the regions 2 and 3.

The solutions of these equations are in the form:

$$\Delta p_{2}(x) = C e^{-x/L_{p_{2}}} + D e^{x/L_{p_{2}}} + K_{2} e^{-\alpha_{2}x}$$
(12)

with
$$K_2 = -\frac{(Lp_2)^2 \alpha_2 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)(x_p + w_1)}}{Dp_2 [(\alpha_2)^2 (Lp_2)^2 - 1]}$$
 (13)

$$\Delta p_3(x) = M e^{-x/L_{p_3}} + N e^{x/L_{p_3}} + K_3 e^{-\alpha_3 x}$$
(14)

$$(Lp_{3})^{2} \alpha_{3} (1-R) \Phi_{0}$$

with $K_{3} = -\frac{e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}e^{-(\alpha_{2}-\alpha_{3})x_{t}}}{Dp_{3} [(\alpha_{3})^{2} (Lp_{3})^{2} - 1]}$ (15)

The constants C, D, M and N are obtained from the

following boundary conditions: [4]

$$\Delta p_2 = 0 \quad for \quad x = x_p + w \tag{16}$$

$$\Delta p_2 = \Delta p_3 \ for \ x = x_t \tag{17}$$

$$Dp_2 \frac{d\Delta p_2}{dx} = Dp_3 \frac{d\Delta p_3}{dx} \text{ for } x = x_t$$
(18)

$$\Delta p_3 = 0 \quad for \quad x \approx \infty \tag{19}$$

The diffusion current density of the holes in region 2 (zone CD Figure 1) is defined by [4]:

$$J_{p} = -eDp_{2} \left. \frac{d\Delta p_{2}}{dx} \right|_{x=x_{p}+w}$$
(20)

$$J_{p} = -\frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{2}Lp_{2}}{\left[(\alpha_{2})^{2}(Lp_{2})^{2}-1\right]}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}$$

$$\begin{bmatrix} \left(\alpha_{2}Lp_{2}-\frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\right)e^{-\alpha_{2}x_{i}} + \\ \frac{sinh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \\ \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}cosh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) \end{bmatrix}}e^{-\alpha_{2}(x_{p}+w)}$$

$$\begin{bmatrix} cosh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \\ \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}sinh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) \end{bmatrix}$$

$$-\alpha_{2}Lp_{2}e^{-\alpha_{2}(x_{p}+w)}$$

$$\begin{bmatrix} (1-\alpha_{3}Lp_{3})e^{-\alpha_{2}x_{i}} \\ \hline (\alpha_{3})^{2}(Lp_{3})^{2}-1 \end{bmatrix}}e^{-(\alpha_{i}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{i})}$$

$$\begin{bmatrix} (1-\alpha_{3}Lp_{3})e^{-\alpha_{2}x_{i}} \\ \hline cosh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \\ \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}sinh\left(\frac{x_{i}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) \end{bmatrix}$$
(21)

From equations (8) and (21), we get the expression of the

(22)

internal quantum efficiency of the base (formula 22), which describes the contribution of holes generated in base (CD areaFigure1) and collected by the p-n junction:

$$\eta_{b} = -\frac{\alpha_{2}Lp_{2}}{\left[\left(\alpha_{2}\right)^{2}\left(Lp_{2}\right)^{2}-1\right]}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})}$$

$$\begin{bmatrix} \left(\alpha_{2}Lp_{2}-\frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\right)e^{-\alpha_{2}x_{1}} + \\ \frac{\left[\sinh\left(\frac{x_{t}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \\ \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\cosh\left(\frac{x_{t}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right)\right] \\ \frac{\left[\cosh\left(\frac{x_{t}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) + \\ \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\sinh\left(\frac{x_{t}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right)\right] \\ -\alpha_{2}Lp_{2}e^{-\alpha_{2}(x_{p}+w)} \\ -\frac{\alpha_{3}Lp_{3}}{\left[\left(\alpha_{3}\right)^{2}\left(Lp_{3}\right)^{2}-1\right]}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})(x_{p}+w_{1})} \\ \begin{bmatrix} \left(1-\alpha_{3}Lp_{3}\right)e^{-\alpha_{2}x_{t}} \\ \frac{\left(1-\alpha_{3}Lp_{3}\right)e^{-\alpha_{2}x_{t}}}{Lp_{2}} + \\ \frac{Dp_{3}Lp_{2}}{Dp_{2}Lp_{3}}\sinh\left(\frac{x_{t}-(x_{p}+w)}{Lp_{2}}\right) \\ \end{bmatrix}$$

2.1.3. Calculation of the Diffusion Current Density in the Space Charge Zone (Jzce)

In the region of space charge (area BC Figure1), the electron-hole pairs are generated by the interaction with photons and dissociated by the electric field. Electrons are sent to the n region, and the holes to the p area.

At any point x of the space-charge area, there is a current density which is the sum of the electron current density generated between x_p and x with the current density of holes generated between x and $x_p + w$ [10].

The contribution of the current density in space-charge area is given by [10]:

$$J_{g^{2}} = J \begin{bmatrix} x \\ p \end{bmatrix} + J_{p} \begin{bmatrix} x, x + w \end{bmatrix}$$
(23)

In particular, at $x_p + w$, only the electron current density

must be taken into account. In the space charge zone, in stationary regime and in the absence of recombination, and to one dimension, for the electrons, the continuity equation is given by [10]:

$$\frac{1}{e}\frac{\partial J_n}{\partial x} + g_n(x) = 0 \tag{24}$$

$$J_n = -e \int_{x_p+w}^{x_p} g_n(x) dx$$
(25)

After integration we get:

$$J_{n} = -e(1-R)\Phi_{0}\left(1-e^{-\alpha_{1}w_{1}}e^{-\alpha_{2}w_{2}}\right)e^{-\alpha_{1}x_{p}}$$
(26)

we ignore the reflection at the interface (the dielectric constants of both sides of the junction are identical at the junction [4]).

From the equations (8) and (26), we get the expression of the internal quantum efficiency of the space charge zone (formula 27), which describes the contribution of the carriers generated in this zone (figure1) and collected by the p-n junction:

$$\eta_{zce} = \left(1 - e^{-\alpha_1 w_1} e^{-\alpha_2 w_2}\right) e^{-\alpha_1 x_p}$$
(27)

2.2. Structure of a Homojunction P-p-n Grown on Substrate with Window Layer (P-Type): The Model of Ga_{1-v}Al_vSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N



Figure 2. Energy band diagram of $Ga_{1:x}Al_ySb_p/Ga_{1:x}In_xSb_p/Ga_{1:x}In_xSb_n$ homojunction grown on $GaSb_N$ substrate.

In this case we will assume that the junction is located between the p-doped layer and the n-doped layer. The geometrical parameters are shown at Figure2. The photocurrent density in the space charge zone and the base are calculated in the same manner as in 2.1. The results differ from a pre coefficient, due to the presence of the first layer P(area EF Figure2) used as a window layer. As against, the photocurrent densities in regions 1 and 2 will change. We will consider, in the calculations of the photocurrent density in these two regions, the recombinations at surface of the first front layer and at interface of the two layers.

In the region2 (FG area Figure2), the expression of the

current density resulting from the diffusion of electrons is:

$$Jn_2 = eDn_2 \left. \frac{d\Delta n_2}{dx} \right|_{x=x_p} \tag{28}$$

This current density is obtained from the following continuity equations [4]:

$$\frac{d^{2}\Delta n_{1}}{dx^{2}} - \frac{\Delta n_{1}}{(Ln_{1})^{2}} = -\frac{\alpha_{1}(1-R)\Phi_{0}e^{-\alpha_{1}x_{p}}}{Dn_{1}}$$
(29)

$$\frac{d^{2}\Delta n_{2}}{dx^{2}} - \frac{\Delta n_{2}}{\left(L_{n_{2}}\right)^{2}} = -\frac{\alpha_{2}(1-R)\Phi_{0}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})x_{d}}e^{-\alpha_{2}x_{p}}}{Dn_{2}} \quad (30)$$

where $Ln_1et Ln_2$ are the diffusion lengths of electrons, respectively in regions 1 and 2, α_1 and α_2 are the absorption coefficients of the layers 1 and 2, Dn_1 and Dn_2 the electron diffusion coefficients in regions 1 and 2, Δn_1 and Δn_2 are the variations of electrons charge densities in the regions 1 and 2.

The solutions of these equations are in the form:

$$\Delta n_1(x) = A_1 e^{-x/Ln_1} + B_1 e^{x/Ln_1} + K_1 e^{-\alpha_1 x}$$
(31)

with
$$K_1 = -\frac{(Ln_1)^2 \alpha_1 (1-R) \Phi_0}{Dn_1 [(\alpha_1)^2 (Ln_1)^2 - 1]}$$
 (32)

$$\Delta n_2(x) = A_2 e^{-x/Ln_2} + B_2 e^{-x/Ln_2} + K_2 e^{-\alpha_2 x}$$
(33)

with
$$K_2 = -\frac{(Ln_2)^2 \alpha_2 (1-R) \Phi_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2)x_d}}{Dn_2 [(\alpha_2)^2 (Ln_2)^2 - 1]}$$
 (34)

The constants A_1 , B_1 , A_2 and B_2 are obtained from the following boundary conditions [4]:

$$\frac{d\Delta n_1}{dx} = \frac{Sn_1}{Dn_1}\Delta n_1 \text{ for } x = 0$$
(35)

$$\Delta n_1 = 0 \quad for \quad x = x_d \tag{36}$$

$$Dn_2 \frac{d\Delta n_2}{dx} = Dn_1 \frac{d\Delta n_1}{dx} + \Delta n_2 Sn_2 \text{ for } x = x_d (37)$$

$$\Delta n_2 = 0 \quad for \quad x = x_p \tag{38}$$

The Jn_2 distribution of current density of the electrons in region2 (FG area Figure2) is calculated by:

$$Jn_{2} = -\frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{2}Ln_{2}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})x_{d}}}{\left[(\alpha_{2})^{2}(Ln_{2})^{2}-1\right]} \left[\left(Ln_{2}\alpha_{2} + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\right)e^{-\alpha_{2}x_{d}} - e^{-\alpha_{2}x_{p}} \\ \left[\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ \left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ -Ln_{2}\alpha_{2}e^{-\alpha_{2}x_{p}} \\ -\frac{e(1-R)\Phi_{0}\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[(\alpha_{1})^{2}(Ln_{1})^{2}-1\right]} \\ \left[Sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} - e^{-\alpha_{1}x_{d}} \\ \left[Sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right)\right] \\ \left[\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right)\right] \\ \left[Cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ -\frac{Ln_{1}\alpha_{1}e^{-\alpha_{1}x_{d}}}{\left[Cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right]} \\ \end{array}$$

From equations (8) and (39), we derive the expression of the internal quantum efficiency of the transmitter (Formula 40), which describes the contribution of electrons generated in the transmitter and in the window layer (FG and EF zones figure2) and collected by the p-n junction.

$$\eta_{F} = \frac{\alpha_{2}Ln_{2}e^{-(\alpha_{1}-\alpha_{2})x_{d}}}{\left[\left(\alpha_{2}\right)^{2}\left(Ln_{2}\right)^{2}-1\right]} \\ \begin{bmatrix} \left(Ln_{2}\alpha_{2} + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\right)e^{-\alpha_{2}x_{d}} - e^{-\alpha_{2}x_{p}} \\ \left[\frac{\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ \left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ -Ln_{2}\alpha_{2}e^{-\alpha_{2}x_{p}} \\ + \frac{\alpha_{1}Ln_{1}}{\left[\left(\alpha_{1}\right)^{2}\left(Ln_{1}\right)^{2}-1\right]} \\ \begin{bmatrix} Ln_{1}\alpha_{1} + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}} - e^{-\alpha_{1}x_{d}} \\ \left[\sinh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{1}Ln_{1}}{Dn_{1}}\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right)\right] \\ \left[\cosh\left(\frac{x_{d}}{Ln_{1}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right] \\ -\frac{Ln_{2}\alpha_{2}\alpha_{2}}{\left[\cosh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right) + \frac{Sn_{2}Ln_{2}}{Dn_{2}}\sinh\left(\frac{x_{p}-x_{d}}{Ln_{2}}\right)\right]} \\ \end{bmatrix}$$

3. Spectral Responses

We call spectral response, the number of charge carriers (electrons or holes) created by each photon. It depends on the wavelength and is between 0 to 1. It is also called quantum efficiency. The same information is provided by the determination of the spectral sensitivity, which is expressed in A/W.

Theoretical models are applied to various devices corresponding to best photodetectors in the range of wavelength 0,78 μ m, to 2,6 μ m. We report the best results of the influence of photoelectric parameters (diffusion lengths and recombination velocity) and geometrical parameters (thickness of the transmitter and window layer) on the internal quantum efficiency or sensitivity given by each case of the used theoretical model. The work is devoted on the heterostructures based on Ga_{1-x}In_xSband Ga_{1-y}Al_ySb (x = 0.18, y = 0.08) deposited on GaSb_N substrate.

3.1. Influence of the Electron Recombination Velocity at the Transmitter Surface (The Models Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N and, Ga_{1-y}Al_ySb_p/ Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N)

The figure3.a and figure3.b show the influence of the recombination velocity at surface on the internal quantum efficiency versus photon energy for a $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ homojunction (figure 3a) and a $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ heterojunction (figure 3b).



Figure 3a). Quantum efficiency for different recombination velocities values vs. photon energy of $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ homojunction $(Ln_1=0.5\mu m, Lp_2=5\mu m, Lp_3=6\mu m, x_p=1.2\mu m, x_t=7\mu m, w=0.7\mu m)$.

There is a strong decrease in the internal quantum efficiency with increasing the recombination velocity for Sn values ranging from 5.10^3 cm/s to 2.10^6 cm/s(Figure 3). Below

 5.10^3 cm/s and, beyond 2.10^6 cm/s, the recombinations at surface have practically no influence on the quantum efficiency. This phenomenon is related to the fact that the recombination effect at surface is less preponderant on the recombination effect in volume, whose recombination velocity is of the order of Dn/Ln [3].



Figure 3b). Quantum efficiency for different recombination velocities values vs. photon energy of $Ga_{1,y}Al_ySb_{P'}$ $Ga_{1,x}In_xSb_n$ $GaSb_N$ heterojunction $(Ln_1=0.5\mu m, Lp_2=5\mu m, Lp_3=6\mu m, x_p=1.2\mu m, x_t=7\mu m, w=0.7\mu m)$.

This result gives us information about the possible limits of the recombination velocities at surface and at interface for these models of devices. On figure3b, we observe two peaks, of which the first corresponds to the absorption in the base and the second that of the transmitter.

Indeed, the $Ga_{1-y}Al_ySb_p$ material, having higher gap energy than that of the $Ga_{1-x}In_xSb_n$, remains transparent to energy values less than its gap energy, allowing thereby the $Ga_{1-x}In_xSb_n$ material to absorb at first. The decrease in quantum efficiency, just after the maximum of the second peak, is related to recombination phenomenon at surface that prevent a portion of the electrons generated in the vicinity of the surface of the transmitter to contribute to the photocurrent. This recombination phenomenon at surface is due to a large number of the recombinant centers, to an important density of states of interfaces related to defects of structure and impurities.

3.2. Influence of the Transmitter Thickness on the Quantum Efficiency (The Models Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N and, Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N)

The figure 4.a and figure 4.b show the influence of the thickness of the transmitter on the internal quantum efficiency versus photon energy for a $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$

homojunction (figure4a) and a $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ heterojunction (figure4b).



Figure 4a. Quantum efficiency for different values of the thickness vs. photon energy of $Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ heterojunction $(S_{n1}=2.10^{6}$ cm/s, $Ln_1=0.5\mu m$, $Lp_2=5\mu m$, $Lp_3=6\mu m$, $x_t=7\mu m$, $w=0.7\mu m$).



Figure 4b. Quantum efficiency for different values of the thickness vs. photon energy of $Ga_{1-x}A_{1x}Sb_{p}/Ga_{1-x}In_{x}Sb_{n}/GaSb_{N}$ homojunction $(S_{n1}=2.10^{6} \text{ cm/s}, Ln_{1}=0.5\mu m, Lp_{2}=5\mu m, Lp_{3}=6\mu m, x_{t}=7\mu m, w=0.7\mu m).$

Whatever model considered, an increase in signal is

observed when we decreases the transmitter thickness. However, we note that for low thicknesses, the maximum is obtained, to high energies for the homojunction (figure4a) while for the heterojunction model (figure4b), the maximums are obtained with low energies, corresponding to wavelength of about $1,75\mu m$.

For Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N model, this decrease of quantum efficiency is related to the fact that at high thicknesses, only the carriers (electrons) generated near the junction, manage to achieve the junction and to contribute to the photocurrent, while for low thicknesses, most of the carriers generated near the surface contribute to the photocurrent. The phenomenon observed in the model Ga_{1-v}Al_vSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N is due to the fact that the Ga1-yAlySbp layer remains transparent to low energies allowing thereby, a strong generation of holes at grassroots level and which will contribute to the photocurrent, while in the model $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ few photons achieve the base. The slight decrease in signal, observed immediately after the maximum, is attributed to recombination phenomenons.

3.3. Influence of the Widow Layer Thickness on the Sensitivity (The Model Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_h/GaSb_N)

Figure 5 shows the influence of the window layer thickness on the sensitivity versus photon energy for a $Ga_{1-v}Al_vSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ homojunction.



Figure 5. Sensitivity for different values of the window layer thickness vs. photon energy of $Ga_{1:y}Al_ySb_p/Ga_{1:x}In_xSb_p/Ga_{1:x}In_xSb_n/GaSb_N$ homojonction $(S_{n1}=2.10^6 \text{ cm/s}, S_{n2}=2.10^3 \text{ cm/s}, Ln_1=0.5\mu\text{m}, Ln_2=1\mu\text{m}, Lp_3=5\mu\text{m}, Lp_4=6\mu\text{m}, x_p=0.4\mu\text{m}, x_1=7\mu\text{m}, w=0.7\mu\text{m}).$

The sensitivity analysis for different values of the thickness of the window layer shows a net improvement in the sensitivity of the device with the increase in the thickness of the window layer. However, this increase suggests a small value of the thickness of the emitter ($x_p=0.4\mu m$ Figure 5). It is

possible to achieve sensitivity of the order of 2.05A /W for a thickness of the window layer of the order of 0.12μ m and that of the emitter of the order of 0.28μ m. For these thickness values, the internal quantum efficiency is of the order of 96% for photon energy of 0.72eV either in the absorption spectrum of the near infrared. Indeed, the window layer remains transparent to the energy photon flux lower than its bandgap energy, whereas the low value of the emitter thickness leads to a low absorption in the emitter, which allows to the maximum of photons to be absorbed in the base, and in the space charge area. The photons arriving in the base and in the space charge area generate free carriers, which in turn, contribute to the photocurrent, resulting in a net improvement of the sensitivity of the device.

52

3.4. Comparative Study of the Sensitivity of Different Models of Photodetectors Versus the Radiation Energy

Figure6 shows the sensitivity of photodetectors devices versus the energy of the radiation. The rising edge of the sensitivity curves is abrupt. This result is due to the rapid increase of the absorption coefficient with the photon energy, typical of a direct gap material.



Figure 6 .Sensitivity of photodetectors devices versus the energy of the radiation $(S_{n1}=2.10^6 \text{ cm/s}, S_{n2}=2.10^3 \text{ cm/s}, Ln_1=0.5 \mu m, Ln_2=1 \mu m, Lp_3=5 \mu m, Lp_4=6 \mu m, x_d=0.1 \mu m, x_p=1.2 \mu m, x_i=7 \mu m, w=0.7 \mu m).$

The decrease of the signal observed immediately after the maximum, is attributed to recombination phenomenons at surface. We note that the position of the maximum of the sensitivity of the photodetectors depends on the model; that is to say, at the transition energy of bandgap of the layers which compose them.

This position of the maximum, lies practically at an energy

 $E_0 = 0,71 \text{eV}$, corresponding to a wavelength $\lambda_{max} = 1,75 \mu m$ slightly less than the cutoff wavelength defined by λ_c (µm) = $1.24/E_0$ (eV). The study of the sensitivity of the photodetectors models shows that the $Ga_{1-y}Al_{v}Sb_{P}/Ga_{1-x}In_{x}Sb_{p}/Ga_{1-x}In_{x}Sb_{n}/GaSb_{N}$ model has a maximum sensitivity of about 0,907A/W substantially greater than that of $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ (0,593A/W) and $Ga_{1-v}Al_vSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ (0,84A/W). the This difference is related to the presence of the Ga1-yAlySbP window layer, which in the first time, remains transparent to low energies, for better absorption in the transmitter and in the base. It plays an important role in the reduction of recombinations at surface and at the interface thus allowing a maximum of minority carriers to be collected.

4. Conclusion

In this article, we analyzed the performance of photoelectric detectors corresponding to three different models: a Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N homojunction and a Ga1-vAlvSbp/Ga1-xInxSbn/GaSbN heterojunction deposited the $GaSb_N$ substrate, and on а $Ga_{1-v}Al_vSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ homojunction deposited on the GaSb_N substrate, with $Ga_{1-v}Al_vSb_P$ as window layer. This analysis is based on the photon energy of the incident light, and the photoelectric and geometrical parameters of the various devices. In each model, we determined the internal quantum efficiency that we simulated to appreciate the photoelectric behavior of the different models. Theoretical analysis of the spectral response of these photodetectors models has allowed us to understand their conduction mechanisms and the limits of their performances. The improvement of the spectral response requires the use of a thin transmitter. However, we note that to obtain a high internal quantum efficiency at low energies (wavelengths between 0,78µm to 2,6µmeither in the absorption spectrum of the near infrared), it is necessary to use average thicknesses around 1,2µm. Analysis of the results shows that the sensitivity is much important, with the low incidences, through a Ga_{1-y}Al_ySb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N heterojunction than through а $Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N$ homojunction for both structures. The recombinations at surface and at volume performances significantly limit the of Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n Ga_{1-v}Al_vSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n and deposited on the GaSb_N substrate. The window layer of the $Ga_{1-y}Al_ySb_P/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_n/GaSb_N$ plays an important role in reducing these recombinations allowing thereby to get a better sensitivity around 0.907 A/W (Ln =1 μ m, x_p=1.2 μ m and x_d=0.1 μ m). Ultimately, the performance of an infrared photodetector device, beyond its photoelectric and geometrical parameters, depends on the corresponding model and consequently the $Ga_{1\text{-}y}Al_ySb_P/Ga_{1\text{-}x}In_xSb_p/Ga_{1\text{-}x}In_xSb_n \ \ homojunction \ \ grown$ on GaSb_N substrate is the model allowing to obtain better detection in the range between 0,78µm to 2,6µm (absorption spectrum of the near infrared).
References

- J. Chen, Y. Zhou, Z. Xu, J. Xu, Q. Xu, H. Chen, L. He. InAs/GaSb type-II superlatice mid-wavelength infrared focal plane array detectors grown by molecular beam epitaxy. Journal of Crystal Growth 378, 596-599, (2013)
- [2] L. Gouskov, M. Boustani, G. Bougnot, C. Gril, A. Joullie et al. Photodétecteurs à base de Ga1-xAlxSb dans la gamme 1,3-1,6µm. Revue de physique Appliquée, 18(12), 781-782, (1983).
- [3] P. Viktorovitch. Passivation des sémiconducteurs III-V. Revue Phys.Appl 25 895-914, (1990).
- [4] B. MBOW, A. MEZERREG, N. REZZOUG, and C. LLINARES. Spectral Responses in Near-infrared of III-V Photodetectors. Phys, sat. sol (a) 141, 511-525, (1994).
- [5] YUAN. TIAN et al. The analysis of the performance for Photodetectors. Phys, sat. sol(a) 174, 414, (1999).

- [6] A Joullié, F. De Anda, P. Salsac. Diffusion du zinc dans GaAlSb et application à la photodétection infrarouge. Revue Phys. Appl. 19223-230 (1984).
- [7] C. Touzi, Z. Chine, T. Boufaden, B. El Jani. Etude de la réponse spectacle des cellules photovoltaïques à base de GaN.Phys, Chem. News 1 69-72, (2001).
- [8] S. N. SINGH and P. K. SINGH. Exact calculation of back surface recombination velocity and its influence on quantum efficiency of n+-p-p+ structure based silicon cells. Proc IEEE 1629-1631, (1988).
- [9] L. Nam, M. Rodot et al. Réponse spectacle de photopiles de haut rendement au silicium multicristallin. Journal de physique III EDP Sciences, 2 (7), 1305-1316, (1992).
- [10] H Mathieu & H Fanet. Physique des sémiconducteurs et des composants électroniques, Dunod: 6ème édition
- [11] J. Bozec et G. Rolland. Evaluation de la longueur de diffusion par la méthode EBIC dans les piles solaires à l'AsGa et application à l'environnement spatial. Revue de Physique Appliquée, 21 (8), 509-514, (1986).

THÈSE DE DOCTORAT PHYSIQUE ET APPLICATION

Résumé

Le comportement des dispositifs photodétecteurs peut significativement être affecté par les propriétés de surfaces et interfaces dont ils sont constitués et qui tendent à réduire leurs performances en dessous de limites attendues dans le cas idéal. En général, les surfaces et interfaces ont un effet dégradant sur les composants électroniques. Dans le cadre de cette thèse, nous proposons d'étudier la réponse spectrale dans le proche infrarouge des photodétecteurs à base des antimoniures III-Sb. Nous avons d'abord défini des modèles théoriques de dispositifs photodétecteurs puis déterminé le rendement quantique interne faisant intervenir les paramètres caractéristiques des phénomènes de transport dans les différentes parties des composants électroniques. La simulation de la réponse spectrale d'une homojonction p-n déposée sur substrat et d'une hétérojonction P-n déposée sur substrat a permis de voir combien les phénomènes de recombinaison en surface limitent les performances de ces types de modèles. La comparaison de la sensibilité de ces modèles avec celle d'une homojonction Ga_{1-v}Al_vSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_p/Ga_{1-x}In_xSb_p/GaSb_N avec Ga_{1-v}Al_vSb_P comme couche fenêtre montre que la présence de la couche fenêtre permet de réduire les pertes par recombinaison et d'améliorer la sensibilité des dispositifs. L'analyse de la réponse spectrale d'une photodiode P-i-N GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/GaSb_N montre qu'elle est plus performante dans la gamme de longueurs d'onde comprise entre 0,8µm et 1,7µm incluant les deux fenêtres (1,3µm; 1,55µm) utilisées dans les systèmes de télécommunications par fibres optiques avec un rendement quantique interne pratiquement constant de l'ordre de 96%.

Mots clés : Antimoniure III-Sb, Couche fenêtre, Photodétecteur, Proche Infrarouge, Réponse Spectrale

Sammary:

The behavior of photodetector devices can be significantly affected by the properties of surfaces and interfaces of which they are made and which tend to reduce their performances below the limits expected in the ideal case. In general, surfaces and interfaces have a degrading effect on electronic components. In this thesis, we propose to study the nearinfrared spectral response of III-Sb antimonide photodetectors. We first defined theoretical models of photodetector devices and then determined the internal quantum efficiency using the characteristic parameters of the transport phenomena in the different parts of the electronic components. The simulation of the spectral response of a p-n homojunction deposited on a substrate and a P-n heterojunction deposited on a substrate made it possible to see how the phenomena of surface recombination limit the performances of these types of models. The comparison of the sensitivity of these models with that of a Ga1-vAlvSbp/Ga1-xInxSbp/Ga1- $_{\rm x} In_{\rm x} Sb_{\rm p}/GaSb_{\rm N}$ homojunction with Ga_{1-v}Al_vSb_P as a window layer shows that the presence of the window layer makes it possible to reduce the losses by recombination and To improve the sensitivity of the devices. The analysis of the spectral response of a P-i-N $GaSb_P/Ga_{1-x}In_xSb_i/$ GaSb_N photodiode shows that it performs better in the wavelength range between 0.8µm and 1.7µm including the two windows (1, 3 µm, 1.55 µm) used in fiber-optic telecommunications systems with an almost constant internal quantum efficiency of the order of 96%.

Key Word s: III-Sb antimonide, Near-infrared, Photodetector, Spectral response, Window layer.

PRÉSENTE PAR MR DIA MAMADOU