

UNIVERSITE DE BLIDA 1

Faculté des Sciences
Département de Physique

THESE DE DOCTORAT

en Physique

OPTIMISATION DES NANOSTRUCTURES A BASE DES SEMI-CONDUCTEURS
III-V POUR LA DÉTECTION ULTRA-RAPIDE

Par

Rachid AMRAOUI

Soutenu le / /2024 devant le jury composé de :

Mr. M. DJEBARI	Professeur, U. de Blida 1	Président
Mr. A. AISSAT	Professeur, U. de Adrar	Rapporteur
Mme. K. RAHMOUN	Professeur, U. de Tlemcen	Examinatrice
Mr. B. DENNAI	Professeur, U. de Bechar	Examineur
Mme. S. OUIR	MCA, U. de Blida 1	Examinatrice
Mr. O.M.M Sidi-Mohamed	MCA, U. de Blida 1	Examineur

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je remercie Dieu et le Tout-Puissant de m'avoir donné la volonté, la force d'accomplir ce travail.

Cette thèse a été accomplie au niveau du laboratoire (LATS) de l'Université de Blida 1, avec la collaboration du laboratoire (IEMN) de l'Université de Lille 1.

Je tiens à adresser mes vifs remerciements à mon Directeur de thèse, le Professeur Abdelkader AISSAT, de m'avoir accordé ce sujet de thèse, d'avoir accompagné et suivi mes travaux durant toutes les étapes, et surtout pour m'avoir transmis ses compétences et son expérience scientifique. Je vous remercie vivement pour tes qualités humaines et tes conseils.

Je remercie Monsieur Didier DECOSTER et Monsieur Jean Pierre VILCOT, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille pour leurs collaborations.

Je remercie Monsieur le Professeur Mustapha DJEBARI de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude au Professeur Khadidja RAHMOUN d'avoir accepté d'examiner mon travail et d'être membre du jury.

Je tiens également à remercier sincèrement Monsieur Benmoussa DENNAI pour avoir accepté d'examiner ce travail et de faire partie du jury.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Madame OUIR Souad MCA à l'université de Blida qui a accepté d'être membre du jury et d'examiner cette thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur Ould-Mohamed Mounir SIDI-MOHAMED MCA à l'université de Blida d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je voudrais également adresser ma reconnaissance et mes respectueux remerciements à Monsieur Rachid BESTAM pour son aide.

Je remercie également mes collègues Amed BENYAHYA, Abderrahmane YOUNES et Abderahim ABADA et tous ceux qui ont participé de près ou de loin à l'accomplissement de ce travail.

Je remercie profondément ma famille, mes frères et sœurs pour leur soutien moral.

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude à mes chers parents qui m'ont soutenu et encouragé depuis les premiers jours.

Je voudrais remercier ma femme pour ses encouragements et sa patience au cours des dernières années.

Je dédie ce travail à mes enfants, Nour sine, Yacine et Chahrazed.

ملخص

بمعدلات بيانات عالية جدًا، يشكل جهاز الكشف الضوئي المؤدي عنصرًا أساسيًا في وصلة الاتصال البصري. الغرض من هذه الأطروحة هو تحسين الصمام الثنائي الضوئي من نوع بي إي أن بناءً على بنية مستقرة تسمح بتعزيز أداء الجهاز وكذلك زيادة عمره، من أجل الحصول على ثنائي ضوئي فائق السرعة. تم إجراء التحسين عن طريق إدخال طبقتين شفافتين على الجانبين p و n بهدف تقليل تأثير السعة وذلك بسبب وقت العبور. بالإضافة إلى ذلك، تمت دراسة تأثير سمك الطبقة الماصة ومنطقة الوصل على أداء الثنائي الضوئي، المصنوع من هيكل مستقر InGaAsN/GaAs. علاوة على ذلك، تم إجراء دراسة ثانية يتكون فيها الثنائي الضوئي من بنية GaInAs تحت الضغط باستخدام ركزتين شائعتين الاستخدام في التطبيقات الإلكترونية الضوئية: InP و GaAs. كما تم فحص تأثير نوع الإجهاد المطبق على المادة على فجوة النطاق وكذلك على معامل الامتصاص. وفي وقت لاحق، وفي سياق العمل الحالي، تم التحقيق في تأثير الإجهاد على تطور وتيرة القطع في وكذلك على الاستجابة الإجمالية للديود الضوئي.

الكلمات المفتاحية : المواد الرباعية III-V، الصمام الثنائي الضوئي بي إي أن، البنية المستقرة، الكشف الضوئي فائق السرعة.

RESUME

A très haut débit, un photodétecteur performant devient un élément indispensable dans une chaîne de communication optique. Le but de la présente thèse est d'optimiser une photodiode PIN basée sur une structure stable permettant d'améliorer les performances du dispositif et d'augmenter sa durée de vie, afin d'obtenir une photodiode ultra-rapide. L'optimisation a été effectuée en insérant deux couches transparentes sur les côtés p et n afin de minimiser l'effet capacitif et celui relatif au temps de transit. En outre, l'effet de l'épaisseur de la couche absorbante et de la surface de la jonction sur les performances de la photodiode, composée d'une structure stable InGaAsN/GaAs, a été étudié. D'autre part, une autre étude a été réalisée dans laquelle la photodiode est constituée la structure GaInAs soumise à des contraintes en utilisant deux substrats largement exploités dans les applications optoélectroniques : l'InP et le GaAs. L'impact du type de contrainte appliqué au matériau sur la largeur de la bande interdite et le coefficient d'absorption a été abordé. Par la suite, il sera question dans le cadre de ce travail d'étudier l'effet de la contrainte sur l'évolution de la fréquence de coupure à -3dB et sur la réponse totale de la photodiode.

Mots clés : Matériaux quaternaires III-V, Photodiode p-i-n, Structure stable, Photodétection ultra-rapide.

ABSTRACT

At very high data rates, a high-performance photodetector constitutes an essential element in an optical communication link. The purpose of the present thesis is to optimize a PIN photodiode based on a stable structure that allows to enhance the performance of the device as well as to increase its lifetime, in order to obtain an ultra-fast photodiode. The optimization was carried out by inserting two transparent layers on the p and n sides aimed at minimizing the effect of capacitance and that due to transit time. In addition, the effect of the absorbent layer thickness and the junction area on the performance of the photodiode, made of a stable structure InGaAsN/GaAs, was studied. Furthermore, a second study was carried out in which the photodiode is composed of the GaInAs structure under strain using two commonly used substrates in optoelectronic applications: InP and GaAs. The impact of the applied strain type to the material on the bandgap as well as on the absorption coefficient was also investigated. Subsequently, in the context of the present work, the strain effect on the evolution of the cut-off frequency at -3dB as well as on the total response of the photodiode has been investigated.

Keywords: Quaternary III-V materials, p-i-n Photodiode, Stable structure, Ultra-fast photodetection.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS.....	II
Résumé.....	III
TABLE DES MATIERES.....	IV
LISTE DES ILLUSTRATIONS.....	VII
LISTE DES TABLEAUX.....	XI
LISTE DES ABREVIATIONS.....	XII
LISTE DES SYMBOLES.....	XIII
INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE 1 : SEMI-CONDUCTEURS ET CRISTALLOGRAPHIE.....	8
1.1 Introduction sur les semi-conducteurs.....	8
1.2 Edifice cristalline.....	9
1.3 Structure cristalline.....	10
1.3.1 Le motif.....	10
1.3.2 Le réseau.....	11
1.4 Défauts cristallins.....	12
1.4.1 Les défauts ponctuels.....	13
1.4.2 Défauts linéaires.....	19
1.4.3 Défauts planaires.....	22
1.4.4 Les défauts de volume.....	26
1.5 Conclusion.....	26
1.6 REFERENCES.....	28
CHAPITRE 2 : MATERIAUX III-V POUR LA PHOTODETECTION	
2.1 Introduction.....	31
2.2 Les semiconducteurs III V.....	31
2.2.1 Structure cristalline.....	34
2.2.2 Substrat GaAs.....	35

2.3 Alliages III-V	36
2.4 Les hétérostructures	38
2.4.1 Le principe de couche contrainte.....	39
2.4.2 Effet sur la structure de bande des semi-conducteurs de zinc blende	42
2.5 La Photodétection	46
2.6 Principe de la photodétection.....	47
2.7 Les principaux photodétecteurs en télécommunications optiques.....	49
2.7.1 Photoconducteurs	49
2.7.2 Photodiode à avalanche	51
2.7.3 Photodiode uni-travelling carrier (UTC).....	52
2.7.4 Photodiode PN.....	53
2.7.5 Photodiode PIN	54
2.8 Principales caractéristiques des photodétecteurs	56
2.8.1 Caractéristiques statiques	56
2.8.2 Caractéristiques dynamiques.....	59
2.9 Conclusion	61
2.10 REFERENCES	62
 CHAPITRE 3 : ETUDE DE L'EFFET DE LA CONTRAINTE SUR L'EVOLUTION DE LA REPONSE EN FREQUENCE D'UNE PHOTODIODE PIN CONVENTIONNELLE	
3.1 Introduction.....	71
3.2 Etude théorique	72
3.3 La détermination de la réponse en fréquence	75
3.4 Discussion des résultats	77
3.4.1 Etude de la contrainte	77
3.4.2 Effet de la contrainte sur la largeur de la bande interdite.....	78
3.4.3 Effet de la contrainte sur l'absorption	79
3.4.4 Effet de la contrainte sur la fréquence de coupure de la photodiode	81

3.4.5 Effet de la contrainte sur la réponse totale de la photodiode.....	85
3.5 Conclusion	88
3.6 REFERENCES	89
 CHAPITRE 4 : OPTIMISATION ET AMELIORATION DE LA REPONSE EN FREQUENCE DE LA PHOTODIODE P-I-N MUNIE D'UNE DOUBLE COUCHE TRANSPARENTTE ET EN UTILISANT UNE STRUCTURE STABLE InGaAsN /GaAs POUR LA PHOTODETECTION A TRES HAUTE VITESSE	
4.1 Introduction.....	92
4.2 Accord de maille et stabilité de la structure.....	92
4.3 Modèle d'anticroisement de bandes	94
4.4 Influence de la température et l'azote sur l'énergie de bande interdite	95
4.5 Impact de l'azote sur l'absorption	97
4.6 La réponse en fréquence de la photodiode PIN	98
4.7 Étude comparative	105
4.8 Effet capacitif.....	107
4.9 La réponse en fréquence totale	109
4.10 Conclusion	113
4.11 REFERENCES	114
CONCLUSION GENERALE	117

LISTE DES ILLUSTRATIONS

Figure.1.1: La gamme de la conductivité standard pour les isolants, les semiconducteurs et les conducteurs [1].	8
Figure.1. 2: Types des solides : (a) cristallin (b) amorphe (c) polycristallin [14].	10
Figure.1. 3: Exemple d'une structure cristalline (bidimensionnelle et tridimensionnelle) à partir de réseau et motif.	11
Figure.1. 4 : Maille élémentaire avec les paramètres cristallins [11].	12
Figure.1. 5: a) présence des lacunes dans un cristal, b-e) phénomène de diffusion des atomes par le baie des lacunes [23, 24].	14
Figure.1. 6: Création des : Interstitiels (en rouge), Auto-interstitiels (en gris), Substitution (en bleu et vert), Anti-sites (figure droite) [23, 24].	16
Figure.1. 7: Défauts ponctuels dans les cristaux ioniques (NaCl, KCl) :	17
Figure.1. 8 : la structure de NaCl (a) Défaut de Schottky (b) défaut de Frenkel.	18
Figure.1. 9: Création d'une lacune cationique suite au remplacement d'un ion Na^+ par un ion Mg^{2+} dans un cristal ionique ayant la structure NaCl [25].	19
Figure.1. 10: a). Cristal parfait. b) et c). Création d'un défaut dislocation coin dans un cristal en montrant le vecteur de Burgers, d) dislocation coin en 3D [22, 31].	20
Figure.1. 11: Création d'un défaut dislocation vis dans un cristal en montrant le vecteur de Burgers [11].	21
Figure.1.12:Dislocation mixte dans en montrant le vecteur de Burgers [23].	22
Figure.1. 13: Organisation atomique aux joints de grains [23].	23
Figure.1. 14: Représentation d'un joint de grain de torsion.	23
Figure.1. 15: Représentation d'un joint de grain de flexion.	24
Figure.1.16: Joint de phases: a) cohérent, b) semi-cohérent, c) non-cohérent [27].	25
Figure.1. 17: La disposition atomique de part et d'autre d'un joint de macles [34].	25
Figure.2. 1: Modèle de bande interdite directe et indirecte [1].	32
Figure.2. 2: Correspondance entre la bande interdite et le paramètre de maille pour les alliages ternaires III-V habituels [26].	34
Figure.2. 3: a) La maille élémentaire en 3D de la structure zinc blende, b) Vue du haut de la structure zinc blende [32].	36
Figure.2. 4: Structure de bande de GaAs à 300K [41].	36
Figure.2. 5 : Semiconducteurs A, B dans les différentes configurations: compression a) $a_{\text{substrat}} < a_{\text{couche}}$ et b) extension $a_{\text{substrat}} > a_{\text{couche}}$.	40

Figure.2. 6: La structure de bande des semi-conducteurs de zinc blende pour les trois situations : (a) Non contraint (b) contrainte compressive (c) contrainte extensive [29].	43
Figure.2. 7 : Photodétection intrinsèque et extrinsèque.	47
Figure.2. 8: Création de courant de déplacement sous l'action d'un champ électrique externe.	49
Figure.2. 9: Un photoconducteur consiste en un semiconducteur pris en sandwich entre deux contacts ohmiques [95].	50
Figure.2. 10: Principe de multiplication dans la photodiode à avalanche [100].	51
Figure.2. 11 : Principe de fonctionnement de la photodiode UTC [104].	53
Figure.2. 12 : photodiode PN et diagramme de bande d'énergie sous polarisation inverse.	53
Figure.2. 13 : a) photodiode pin polarisée en inverse, b) diagramme de bande, c) la distribution du champ électrique de la photodiode pin [89, 101, 102, 109, 110].	55
Figure.2. 14 : Absorptions des matériaux semiconducteurs dans la plage spectrale du visible et du proche infrarouge [102].	58
Figure.3. 1 : Structure de la photodiode p-i-n [1].	76
Figure.3. 2 : Variation de la contrainte en fonction de la composition en indium (x).	77
Figure.3. 3 : La variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la composition de l'In et de la température.	78
Figure.3. 4 : Variation des énergies de bande interdite des deux structures GaInAs/InP et GaInAs/GaAs en fonction de $\epsilon(x)$.	79
Figure.3. 5 : Evolution du coefficient d'absorption des bandes d'énergies trous lourds en fonction de : a) la contrainte et de la concentration de In, b) E_{ph} pour différents types de contraintes.	80
Figure.3. 6 : Variation de la fréquence de coupure de la photodiode p-i-n à base de GaInAs/InP en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour : a) une contrainte extensive, b) accord de maille et c) une contrainte compressive.	82
Figure.3. 7 : Variation de la fréquence de coupure de la photodiode p-i-n à base de GaInAs/GaAs en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour une contrainte de compression: a) $\epsilon = -1.43\%$, b) $\epsilon = -2.13\%$ et c) $\epsilon = -3.5\%$.	84
Figure.3. 8 : Effet de la contrainte sur : a) la fréquence de coupure pour $d_{abs}=0.5, 1\mu m$, b) ΔF_c , pour la photodiode p-i-n à base d'GaInAs/InP.	85
Figure.3. 9 : Effet de la contrainte sur : a) la fréquence de coupure pour $d_{abs}=0.5$ et $1\mu m$, b) ΔF_c , pour la photodiode p-i-n à base d'GaInAs/GaAs.	85

Figure.3. 10 : Effet de la contrainte sur la réponse totale de la structure GaInAs/InP pour $d_{abs} = 0.1$ à $1\mu\text{m}$, S varie entre 5×5 et $9 \times 9 \mu\text{m}^2$ et $d_p = d_n = 0 \mu\text{m}$	87
Figure.3. 11 : Effet de la contrainte sur la réponse totale de la structure GaInAs/GaAs pour $d_{abs} = 0.1$ à $1\mu\text{m}$, S varie entre 5×5 et $9 \times 9 \mu\text{m}^2$ et $d_p = d_n = 0 \mu\text{m}$	88
Figure.4. 1 : Condition de l'accord de maille [1].	93
Figure.4. 2 : Variation de la contrainte en fonction des concentrations In et N [1].	94
Figure.4. 3 : Variation du gap de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ en fonction de la température et la concentration de In pour : a) N=2 et b) 4% [1].	96
Figure.4. 4 : Variation du gap en fonction de la concentration d'azote en utilisant différentes concentrations d'indium, $T=300\text{K}$ [1].	97
Figure.4. 5 : Variation du coefficient d'absorption en fonction de la concentration d'azote en utilisant différentes concentrations d'indium fournissant certaines concentrations d'azote pour la structure stable et $E_{ph} = 1,08 \text{ eV}$ [1].	98
Figure.4. 6 : Structure de la photodiode pin InGaAsN/GaAs proposée [1].	101
Figure.4. 7 : La réponse en fréquence de la photodiode p-i-n basée sur la structure $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}_{0.975}\text{N}_{0.025}/\text{GaAs}$ en fonction des différentes épaisseurs de la région absorbante : a) $d_{abs}=0.5\mu\text{m}$, b) $d_{abs}=0.8\mu\text{m}$, c) $d_{abs}=1\mu\text{m}$, avec $d_p=d_n = 0,50\mu\text{m}$ [1].	102
Figure.4. 8 : La réponse en fréquence pour la photodiode p-i-n en utilisant la structure $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}_{0.98}\text{N}_{0.02}/\text{GaAs}$ en fonction des différentes épaisseurs de la région absorbante, d_p et d_n étant maintenues à $0,50\mu\text{m}$ [1].	103
Figure.4. 9 : Variation de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté p pour différentes épaisseurs de zone absorbante; avec $d_n=0.20, 0.30$ et $0.50\mu\text{m}$ [1].	104
Figure.4. 10 : Variation de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté n en utilisant différentes épaisseurs de zone absorbante avec $d_p=0.375\mu\text{m}$, $0.2\mu\text{m}$ et $0.5\mu\text{m}$ [1].	105
Figure.4. 11 : Réponse en fréquence de la photodiode p-i-n comparée à celle de Ref [24] pour différentes épaisseurs de la zone de déplétion [1].	106
Figure.4. 12 : Variation de la réponse en fréquence de la photodiode p-i-n pour $d_{abs}=1.50\mu\text{m}$ [1].	107
Figure.4. 13 : Variation de la capacité en fonction de l'épaisseur des couches transparentes côté n et côté p, la surface A et d_{abs} [1].	108

Figure.4. 14 : Variation de la fréquence de coupure totale en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté n en utilisant différentes surfaces, a) $d_p=0.50\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.10\mu\text{m}$, b) $d_p=0.375\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.10\mu\text{m}$, c) $d_p=0.20\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.10\mu\text{m}$ [1]. 110

Figure.4. 15 : Variation de la fréquence de coupure totale en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté p en utilisant différentes surfaces, a) $d_n=0.20\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.30\mu\text{m}$, b) $d_n=0.20\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.20\mu\text{m}$, c) $d_n=0.20\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.10\mu\text{m}$ [1]. 112

LISTE DES TABLEAUX

Tableau.1. 1: Energie de formation des lacunes pour quelques éléments et leurs concentrations à l'équilibre à différentes températures [22].	15
Tableau.1. 2 : Défauts ponctuels dominants dans certains cristaux ioniques et leur énergie de formation [24].	18
Tableau.1. 3 : Dislocation et son état avec le vecteur de Burgers et la direction de propagation [22].	22
Tableau.2. 1 : Les valeurs des paramètres de réseau de quelques alliages binaires [32-34].	35
Tableau.2. 2 : Certains paramètres de courbure (C) pour quelques matériaux III-V classiques.	37
Tableau.2. 3:Les valeurs des paramètres de quelques binaires III-V [28, 32-34,64].	45
Tableau.2. 4 : Energie de gap et longueur d'onde de coupure pour différents matériaux semiconducteurs [91].	48
Tableau.3. 1 : Quelques paramètres du binaire InP à T=300K [12, 19, 20].	74
Tableau.4. 1 : quelques alliages liés à l'accord de maille	93
Tableau.4. 2 Impact de la surface et l'épaisseur de la zone de déplétion sur la Capacitance.	109

LISTE DES ABREVIATIONS

PIN :	P-I-N Photodiode
EJM :	Epitaxie par Jet Moléculaire
EPL	Epitaxie en Phase Liquide
EPV	Epitaxie en Phase Vapeur
THME	Transistors à Haute Mobilité Electronique
TBH	Transistors Bipolaires à Hétérojonction
ZB	Zinc Blende
WZ	Wurtzite
CFC	Cubiques à Faces Centrees
EPVOM	Epitaxie en Phase Vapeur aux Organométalliques
EJC	Epitaxie par Jets Chimiques
EPV	Epitaxie en Phase Vapeur
LH	Trous Légers
HH	Trous Lourd
E_{HH}	Energie de bande des trous Lourds
E_{LH}	Energie de bande des trous Légères
BV	Bande de Valence
BC	Bande de Conduction
PDA	Photodiode à Avalanche
MSM	Métal-Semiconducteur-Métal
UTC	Uni Travelling Carrier
NTT	Nippon Telegraph and Telephone Corporation
ZCE :	Zone de Charge d'espace
BPE	Bruit Puissance Equivalente
BAC	Bandes Anti-Croisement

LISTE DES SYMBOLES

Q_l	Energie nécessaire pour créer une lacune
T	Température
K	Constante de Boltzmann
N_l	Nombre des sites inoccupés
N	Densité atomique
Q_f	Energie de formation d'un défaut de Frenkel
N'	Nombre des sites interstitiels possibles par unité de volume
N_s	Nombre de défauts Schottky par unité de volume
Q_s	Energie de formation d'un défaut de Schottky
Δ	Taux de désaccord
a_{couche}	Paramètre de maille de la couche absorbante
a_{substrat}	Paramètre de maille du substrat
ε	Tenseur de déformation
σ	Tenseur de contrainte
C	Tenseur de d'élasticité
$E_{v, \text{moy}}$	Centre de gravité de la bande de valence
E_{hh}	Niveau d'énergie de la bande des trous lourds
E_{lh}	Niveau d'énergie de la bande des trous légers
Δ_0	L'énergie de décalage des bandes des trous spin-splitte
a_c	Potentiels de déformation hydrostatique pour la bande de conduction
a_v	Potentiels de déformation hydrostatique pour la bande de valence
E_C	Bande de conduction
E_V	Bande de valence
E_g	Bande interdite
h	Constante de Planck
ν	Fréquence du rayonnement lumineux
c	La célérité
λ_0	Longueur d'onde de coupure
τ_v	Durée de vie des porteurs photogénérés
τ_t	Temps de transit des électrons et trous
I_g	Photocourants de génération
I_d	Photocourants de diffusion
I_{ph}	Photocourant total
$\phi(x)$	Flux de photons dans le semiconducteur à x
ϕ_0	Flux de photons à la surface
α	Coefficient d'absorption.
R	Coefficient de réflexion
P_0	Puissance lumineuse à $x = 0$
T	Coefficient de transmission

n_{ph}	Nombre de photons incidents
n_e	Nombre de paires électron-trou générées
η	Rendement quantique
P_{op}	puissance optique
I_{ph}	Photocourant
q	Charge élémentaire
I_{obs}	Courant d'obscurité
ω	Fréquence angulaire
g	Gain du photocourant
E_M	Energie du bord de la bande de conduction
E_N	Niveau d'énergie de l'azote par rapport au sommet de BV
V_{MN}	Interaction entre E_M et E_N
v_p	Vitesse de saturation des trous
v_n	vitesse de saturation des électrons
d_{abs}	Epaisseur de la région absorbante
d_p	Epaisseur de la couche transparente côté p
d_n	Epaisseur de la couche transparente côté n
$\tau_{p,abs}$	Temps de transit nécessaire aux trous pour traverser la zone absorbante
$\tau_{n,abs}$	Temps de transit nécessaire aux électrons pour traverser la zone absorbante
τ_p	Temps de transit nécessaire aux trous pour traverser la couche transparente côté p et
τ_n	Temps de transit nécessaire aux électrons pour traverser la couche transparente côté n
N_{opt}	Nombre de photons dans le faisceau optique
J	Densité de courant
J_n	Densité de courant d'électrons
J_p	Densité de courant des trous
N_{opt}	Nombre de photons dans le faisceau optique
$g(t)$	Réponse impulsionnelle en transit
G_p	Réponse en fréquence en transit des trous
G_n	Réponse en fréquence en transit des électrons
C	Capacité
ϵ_0	Permittivité du vide
ϵ_r	Permittivité relative
f_t	Fréquence de coupure en transit
f_{Rc}	Fréquence de coupure capacitive
f_{-3dB}	Fréquence de coupure à -3db

INTRODUCTION GENERALE

Le domaine de la science et de l'ingénierie des matériaux occupe aujourd'hui une place prépondérante dans le monde moderne de la science et de la technologie. Pour satisfaire les différents besoins des usines, de nombreux matériaux ont été utilisés dans la fabrication de dispositifs électroniques et optoélectroniques. Les développements spectaculaires dans le domaine de l'optoélectronique ont ouvert une multitude de perspectives pour une meilleure exploitation de ces matériaux. Cependant, la sélection du matériau adéquat est un processus relativement délicat. Il est toutefois possible d'optimiser le processus de sélection du matériau en connaissant certains critères tels que (i) les éléments essentiels qui gouvernent les paramètres de fonctionnement du matériau, (ii) l'application en question, (iii) les exigences opérationnelles et (iv) les coûts de fabrication.

Depuis leur développement en 1990, les semi-conducteurs à nitrure dilué ont fait l'objet de nombreuses recherches, que ce soit en raison de leurs caractéristiques physiques uniques ou des applications technologiques potentielles qu'ils offrent. Les alliages de semi-conducteurs III-V contenant de l'azote comme les alliages GaAsN et InGaAsN, ne cessent de susciter autant de demandes économiques [1]. Ces dernières années l'alliage semi-conducteur InGaAsN a reçu beaucoup d'attention au cours des dernières années et devient un candidat potentiel et extrêmement favorable pour la fabrication des systèmes optoélectroniques tels que les photodiodes ou les lasers, car il apporte de nombreux bénéfices par rapport à d'autres alliages tels que l'AlGaAsP, l'InGaAsP, etc. Ceci grâce à plusieurs facteurs, notamment le fort décalage des bandes qui peut être induit, ce qui permet de moduler la bande interdite pour améliorer les propriétés optiques, et la bonne caractéristique thermique dû à sa composition chimique, en particulier la présence de l'élément d'azote [2].

Parmi tous les composés binaires de l'alliage InGaAsN, le GaAs est l'un des plus intéressants, avec un paramètre de maille inférieur à celui de l'InAs, tandis que l'InN et le GaN ont des paramètres de maille voisins et inférieurs à celui du GaAs. En ajustant les proportions d'indium par rapport au gallium et d'azote par rapport à l'arsenic, l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ offre une certaine flexibilité pour contrôler le paramètre de maille et la bande interdite. Plus le rapport entre l'indium et le gallium est élevé, plus la bande interdite est réduite et plus le paramètre de maille augmente, alors que plus le rapport entre l'azote et l'arsenic est élevé, plus la bande interdite est réduite, mais plus le paramètre de maille est diminué [3].

La substitution aux semi-conducteurs III-V classiques, comme le GaAs ou le GaP, d'une petite quantité de nitrogène (N) par des éléments du groupe V a un impact très fort sur leur structure électronique. Cette substitution ouvre la voie au développement de nouveaux dispositifs optoélectroniques, tels que le détecteur optique, les lasers...etc. Le désaccord de maille entre la couche épitaxiale et le substrat constitue le principal obstacle rencontré pour réaliser des couches épitaxiales de haute qualité. Un rapport fixe entre les fractions molaires de l'indium et de l'azote d'environ 3:1 (en concentration : $[In] = 3[N]$) permet à l'alliage InGaAsN d'être en accord de maille avec le GaAs [4, 5] avec une énergie de la bande interdite inférieure à 1,42eV [6-8]. Cela permet d'éliminer toutes sortes de contraintes et la formation de dislocations. Cette structure dite "stable" a été adoptée par différents travaux et a donné à l'InGaAsN des chances d'être exploité dans de nombreuses applications optoélectroniques, y compris les émetteurs et les photodétecteurs, les dispositifs électroniques à haute performance et les cellules solaires à haut rendement [9-13].

D'autre part, depuis une dizaine d'années le monde a assisté à un véritable essor des technologies de télécommunications. En effet, pour les réseaux connaissant une progression accélérée, tels que ceux des fibres optiques qui traversent actuellement le monde entier, il est indispensable que la vitesse de traitement des signaux soit excellente. Ceci est rendu faisable par l'utilisation, d'une part, des dispositifs optiques, notamment des photodiodes p-i-n à très haute vitesse, et d'autre part, des matériaux avec des propriétés particulières telles que les propriétés thermiques, électroniques et optiques, mais aussi la durabilité et la stabilité, comme les alliages GaAsN et InGaAsN. Or, le développement de nouveaux matériaux efficaces, stables et durables nécessite une meilleure maîtrise de tous les processus qui se déroulent à l'intérieur des atomes. Ce qui ouvre la voie pour ces derniers alliages à un large champ d'application dans le domaine de l'optoélectronique particulièrement des applications de la photo-détection ultra rapides comme la photodiode p-i-n (matériau de type p, couche intrinsèque et matériau de type n).

D'autre part, dans les systèmes de communication optique modernes tels que les systèmes de communication par fibre optique, la photodiode p-i-n est considérée comme un élément pertinent grâce à ses qualités exceptionnelles, notamment la photo-détection à très grande vitesse la sensibilité remarquable et de leur faible niveau de bruit.

La lumière incidente à une photodiode est absorbée par le matériau semi-conducteur, ce qui a pour conséquence de produire des paires électron-trou. Ces dernières sont ensuite collectées et le courant qui en résulte est proportionnel à l'intensité de la lumière. La vitesse

de photodiode est bien évaluée à travers la simulation de la réponse en fréquence de la photodiode. Le calcul de la réponse en fréquence de la photodiode a été largement étudié et a fait l'objet d'un grand nombre de recherches. La réponse fréquentielle de la photodiode p-i-n a été calculée et optimisée [14] en utilisant une zone absorbante composée d' $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$ et d'une seule couche transparente sur le côté n. Un modèle analytique est présenté dans [15] afin d'étudier les performances d'une photodiode pin à base d' InGaAs/InP . Dans la référence [16], une formulation a été développée pour le transport des porteurs à l'aide d'une photodiode pin verticale. Les auteurs ont étudié la réponse à haute fréquence du dispositif et ont mis en évidence ses paramètres limitatifs. Récemment, dans la référence [17], les auteurs ont développé une photodiode pin à puits quantiques multiples à base de InGaN/GaN afin de fabriquer une photodiode pin à grande vitesse. Une photodiode p-i-n a été conçue [18] avec une structure composée de : $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ pour la zone absorbante dont l'épaisseur est de $0,1 \mu\text{m}$ placée entre deux couches de type p et de type n constituées de GaN, leurs épaisseurs sont respectivement de $0,1 \mu\text{m}$, et de $0,3 \mu\text{m}$. La fréquence de coupure obtenue était de 400 MHz, mais pour une épaisseur de zone intrinsèque de $1,5 \mu\text{m}$, la fréquence de coupure atteignait 4 GHz. Un nouveau modèle analytique a été proposé pour étudier les performances à haute fréquence de la photodiode p-i-n [19]. Dans la référence [20], une caractérisation des photodiodes p-i-n à grande vitesse et à grande surface a été abordée. Les auteurs ont proposé un modèle entièrement analytique afin d'étudier la réponse fréquentielle d'une photodiode p-i-n à homo-structure. Une photodiode p-i-n contenant une double région d'appauvrissement a été proposée en vue d'améliorer la largeur de bande [21, 22] en prenant en considération le temps de transit et l'effet de capacité. Par ailleurs, la réponse en fréquence de la photodiode p-i-n a été calculée analytiquement dans [23]. Il est important de mentionner que la réponse en fréquence d'une photodiode p-i-n est principalement limitée par deux paramètres particulièrement importants [14-22]; le temps de transit des porteurs et l'effet capacitif.

Cette thèse est essentiellement axée sur l'obtention d'une photodiode p-i-n à très haute vitesse reposant sur une structure stable, et ayant un très faible effet capacitif ainsi qu'un très court temps de transit. Cependant, pour une photodiode conventionnelle, un faible effet capacitif nécessite une région absorbante épaisse. Il en résulte une augmentation du temps de transit et par conséquent un risque de baisse de la vitesse de réponse de la photodiode. Alors que les systèmes de communication à vitesse élevée, qui sont caractérisés par une fréquence de coupure $> 60 \text{ GHz}$, nécessitent un temps de transit très court [24] et en même temps un faible effet capacitif. L'influence de ces deux facteurs sur les performances de la

photodiode est bien observée dans la réponse en fréquence. En vue de remédier à ce type de problème, nous proposons une structure constituée de deux couches transparentes insérées des deux côtés p et n de la zone d'absorption. Dans cette thèse, nous allons considérer que les porteurs se déplacent à leur vitesse de saturation en présence d'un champ électrique constant, de sorte que le temps de transit est directement lié à l'épaisseur de la région de déplétion.

Cette thèse est divisée en quatre chapitres qui sont présentés comme suit :

La cristallographie constitue un élément indispensable de la science des matériaux, puisqu'elle fournit une compréhension approfondie de la structure atomique et des propriétés des matériaux. Elle nous permet de déterminer les propriétés physiques, électriques, optiques et mécaniques d'un matériau. Nous pouvons ainsi comprendre la conductivité et la stabilité thermique d'un matériau, et identifier les défauts dans les cristaux qui peuvent affecter considérablement le comportement d'un matériau. Dans ce contexte, le premier chapitre est consacré à une étude cristallographique, offrant quelques notions de base ainsi que les différents types de défauts qui peuvent apparaître.

Le deuxième chapitre est divisé en deux parties, dans la première nous présentons une analyse générale sur les matériaux III-V. En donnant la structure cristalline ainsi que quelques paramètres. Puis nous entamons l'étude de la contrainte pour les hétérostructures et son effet sur la structure de bande des matériaux III-V. A partir de cette dernière, nous présentons le cas des matériaux non contraints, c'est-à-dire les structures stables que nous allons adopter dans le cadre de la présente thèse. Dans la deuxième partie, nous allons nous orienter vers l'étude de la photodétection, sur laquelle repose ce travail. En outre, quelques types de photodétecteurs ainsi que leurs principes de fonctionnement seront présentés. Enfin, quelques caractéristiques communes des photodétecteurs seront également présentées.

Le chapitre 3 de la présente thèse sera consacré à l'effet de la contrainte sur les performances de la photodiode étudiée. Dans un premier temps, nous allons aborder l'effet de la contrainte sur la largeur de la bande interdite et sur le coefficient d'absorption. Ensuite, nous allons étudier l'effet sur l'évolution de la fréquence de coupure à -3dB ainsi que sur la réponse totale de la photodiode. Dans ce chapitre, la photodiode à étudier est basée sur le ternaire GaInAs en utilisant deux substrats différents : GaAs et InP, qui sont largement utilisés pour les applications optoélectroniques.

Dans le chapitre 4, nous allons présenter en premier temps le calcul de la condition de l'accord de maille afin d'obtenir une structure stable. Ensuite nous allons présenter le calcul

de l'énergie de la bande interdite à 300 K ainsi qu'en fonction de la température en montrant l'impact de la concentration d'azote (y). Dans les mêmes conditions, ce chapitre fournit le calcul du coefficient d'absorption qui est lié à l'énergie de la bande interdite et à l'énergie du photon incident en montrant l'effet de l'azote. Dans un deuxième temps, l'optimisation de la réponse en fréquence pour les photodiodes p-i-n est fournie. La photodiode se base sur le quaternaire $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ en tant que région absorbante en accord de maille avec le substrat GaAs en utilisant deux couches transparentes positionnées sur les côtés p et n de la zone d'absorption. Cette étape, d'une part, porte sur le calcul de la réponse en fréquence qui correspond au comportement en transit en mettant en évidence l'influence du coefficient d'absorption afin de sélectionner les concentrations d'indium (x) et d'azote nécessaires à la partie de la détection. D'autre part, elle concerne l'optimisation de la réponse en fréquence et l'impact du temps de transit ainsi que l'effet capacitif sur celle-ci. Ensuite, nous allons effectuer une étude comparative avec les résultats de la littérature afin d'évaluer, en termes de vitesse, les avantages de la structure proposée. La prochaine partie se focalise sur l'effet capacitif qui présente un fort effet sur la réponse en fréquence totale. Enfin, la dernière partie porte sur le calcul de la réponse en fréquence totale en tenant compte de ses limites.

REFERENCES

- [1] A. Erol., Dilute III-V Nitride Semiconductors and Material Systems: Physics and Technology, 1st ed., Springer, Berlin, 2008.
- [2] M. Kondow, M. Kondow, T. Kitatani, S. Nakatsuka, M.C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai, K. Uomi «GaInNAs: a novel material for long-wavelength semiconductor lasers », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 3, no 3, 1997, p. 719-730.
- [3] H. Hashim, « The growth and characterisation of the dilute nitride InGaAsN », Thèse de doctorat, La Trobe, 2012.
- [4] S. Sato, S. Satoh, « Metalorganic chemical vapor deposition of GaInNAs lattice matched to GaAs for long-wavelength laser diodes », J. Cryst. Growth, vol. 192, no 3, 1998, p. 381-385.
- [5] S. Sato, Y. O. Y. Osawa, T. S. T. Saitoh, « Room-Temperature Operation of GaInNAs/GaInP Double-Heterostructure Laser Diodes Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition », Jpn. J. Appl. Phys., vol. 36, no 5R, 1997, p. 2671.
- [6] S. Sakai, Y. U. Y. Ueta, Y. T. Y. Terauchi, « Band Gap Energy and Band Lineup of III-V Alloy Semiconductors Incorporating Nitrogen and Boron », Jpn. J. Appl. Phys., vol. 32, no 10R, 1993, p. 4413.
- [7] L. Bellaiche, S.-H. Wei, A. Zunger, « Localization and percolation in semiconductor alloys: GaAsN vs GaAsP », Phys. Rev. B, vol. 54, no 24, 1996, p. 17568-17576.
- [8] P. R. C. Kent, L. Bellaiche, A. Zunger, « Pseudopotential theory of dilute III-V nitrides », Semicond. Sci. Technol., vol. 17, no 8, 2002, p. 851.
- [9] L. Bellaiche, « Band gaps of lattice-matched (Ga,In)(As,N) alloys », Appl. Phys. Lett., vol. 75, no 17, 1999, p. 2578-2580.
- [10] Y. Park, M. J. Cich, R. Zhao, P. Specht, H. Feick, et E. R. Weber, « AFM study of lattice matched and strained InGaAsN layers on GaAs », Phys. B Condens. Matter, vol. 308-310, 2001, p. 98-101.
- [11] L. J. J. Tan, W. M. Soong, J. P. R. David, et J. S. Ng, « Dark Current Mechanism in Bulk GaInNAs Lattice Matched to GaAs », IEEE Trans. Electron Devices, vol. 58, no 1, 2011, p. 103-106.
- [12] B. Royall, H. Khalil, S. Mazzucato, A. Erol, N. Balkan, «Experimental investigation and numerical modelling of photocurrent oscillations in lattice matched Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs quantum well p-i-n photodiodes», Nanoscale Res. Lett., vol. 9, no 1, 2014, p. 84.

- [13] J. S. Ng, W. M. Soong, M. J. Steer, M. Hopkinson, J. P. R. David, J. Chamings, S. J. Sweeney, A. R. Adams « Long wavelength bulk GaInNAs p-i-n photodiodes lattice matched to GaAs », *J. Appl. Phys.*, vol. 101, 2007, no 6, p. 064506.
- [14] M. El Besseghi, A. Aissat, B. Alshehri, K. Dogheche, E. H. Dogheche, et D. Decoster, « Frequency response modeling and optimization of a PIN photodiode based on GaN/InGaN adapted to photodetection at a wavelength of 633 nm », *Mater. Chem. Phys.*, vol. 162, 2015, p. 525-530.
- [15] R. Sabella, S. Merlie, « Analysis of InGaAs p-i-n photodiode frequency response », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no 3, 1993, p. 906-916.
- [16] K. Konno, O. Matsushima, D. Navarro, M. Miura-Mattausch, « High frequency response of p-i-n photodiodes analyzed by an analytical model in Fourier space », *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no 7, 2004, p. 3839-3844.
- [17] B. Alshehri, K. Dogheche, S. Belahsene, A. Ramdane, G. Patriarche, D. Decoster, E. Dogheche « Dynamic Characterization of III-Nitride-Based High-Speed Photodiodes », *IEEE Photonics J.*, vol. 9, no 4, 2017, p. 1-7.
- [18] M. Elbar, B. Alshehri, S. Tobbeche, E. Dogheche, « Design and Simulation of InGaN/GaN p-i-n Photodiodes », *Phys. Status Solidi A*, vol. 215, no 9, 2018, p. 1700521.
- [19] G. Torrese, A. Salamone, I. Huynen, A. Vander Vorst, « A fully analytical model to describe the high-frequency behavior of p-i-n photodiodes », *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 31, no 5, 2001, p. 329-333.
- [20] S. Loquai, C.-A. Bunge, O. Ziemann, B. Schmauss, R. Kruglov, « A Fully Analytic Model of Large Area Silicon p-i-n Photodiodes Verified at Short Wavelengths », *J. Light. Technol.*, vol. 28, no 18, 2010, p. 2646-2653.
- [21] F. J. Effenberger A. M. Joshi, « Ultrafast, dual-depletion region, InGaAs/InP p-i-n detector », *J. Light. Technol.*, vol. 14, no 8, 1996, p. 1859-1864.
- [22] J. M. T. Pereira et J. P. N. Torres, « Frequency response optimization of dual depletion InGaAs/InP PIN photodiodes », *Photonic Sens.*, vol. 6, no 1, 2016, p. 63-70.
- [23] G. Lucovsky, R. F. Schwarz, R. B. Emmons, « Transit-Time Considerations in p-i-n Diodes », *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no 3, 1964, p. 622-628.
- [24] D. Decoster, J.-P. Vilcot, J. Harari, V. Magnin, « Photodetectors for microwave applications: a review and trends », présenté à *Proc. SPIE*, 2003.

CHAPITRE 1 : SEMI-CONDUCTEURS ET CRISTALLOGRAPHIE

1.1 Introduction sur les semi-conducteurs

Le progrès des matériaux semi-conducteurs sur lesquels est basée la fabrication des composants a connu un formidable succès qui a eu une forte influence sur notre vie quotidienne. La découverte des matériaux semi-conducteurs a débuté au départ du dix-neuvième siècle [1], le monde a marqué une forte révolution technologique dans l'électronique et optoélectroniques. Les matériaux semi-conducteurs font l'objet de recherches approfondies principalement en microélectronique, radiofréquence et hyperfréquence ainsi qu'en optoélectronique. Cette catégorie de matériaux montre des propriétés électroniques exceptionnelles. Ils interagissent parfaitement avec la lumière et sont avantageusement à la base de l'élaboration de nombreux dispositifs électroniques et optoélectroniques moderne destinées à différents domaines. Parmi ces dispositifs on trouve : les diodes électroluminescentes, les cellules solaires, les lasers, les photodiodes rapides, les transistors, les détecteurs de gaz, les détecteurs de mouvement, les détecteurs de la fumée, les caméras [2]. Les semi-conducteurs, comme leur nom l'indique, forment une transition entre les isolants et les conducteurs. Compte tenu de leur structure électronique, ils manifestent des propriétés électroniques spécifiques, notamment une conductivité électrique (de $\sim 10^{-9}$ à $\sim 10^2$ S.cm⁻¹) (figure.1.1) qui se situe entre celle des isolants et celle des conducteurs [3-5], ainsi qu'une résistivité électrique ρ (de 10^{-3} à 10^9 Ω .cm) comprise entre celle des métaux et celle des isolants [6].

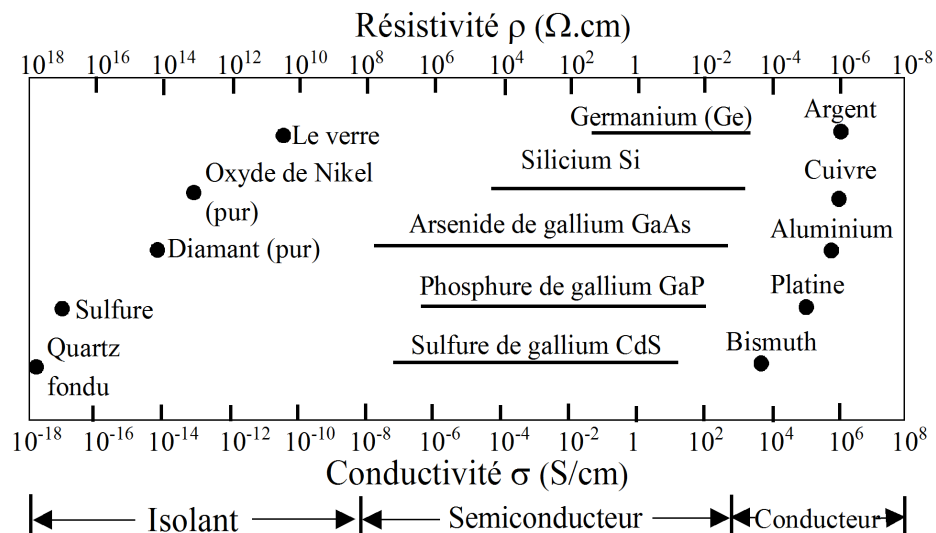


Figure.1.1: La gamme de la conductivité standard pour les isolants, les semiconducteurs et les conducteurs [1].

Les matériaux semi-conducteurs sont multiples, les plus populaires sont le silicium (Si) et le germanium (Ge). Actuellement, les semiconducteurs III-V représentent la base de la majorité des dispositifs optoélectroniques, parmi les semi-conducteurs III-V, l'arséniure de gallium (GaAs), l'arséniure d'aluminium (AlAs), l'arséniure d'indium (InAs), l'antimoniure d'indium (InSb), l'antimoniure de gallium (GaSb), le phosphure de gallium (GaP), le nitrure de gallium (GaN), l'antimoniure d'aluminium (AlSb) et le phosphure d'indium (InP).

De plus, on trouve des semi-conducteurs composés de trois éléments, tels que l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (arséniure d'aluminium et de gallium), $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ (arséniure d'indium et de gallium), $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ (phosphure d'indium et de gallium). On peut aussi rencontrer des semi-conducteurs composés de quatre éléments, tels que InGaAsN , InGaAsP , InGaAsBi .

À l'énergie de la bande interdite, il existe une limite d'absorption, au-delà de laquelle l'absorption croît fortement. Les alliages semi-conducteurs offrent la possibilité de moduler cette limite, et donc leurs propriétés optiques. Cette caractéristique constitue un facteur important pour les propriétés optiques des semi-conducteurs, parce qu'elle contrôle leur capacité à absorber et à émettre de la lumière. Par conséquent, grâce à cette aptitude à influencer leur comportement optique, de nouvelles perspectives s'ouvrent dans des domaines tels que l'électronique, la photonique et les technologies de l'information [7].

1.2 Edifice cristalline

Dans la nature, on rencontre les solides cristallins et non cristallins (ou amorphes), qui se distinguent largement par leurs propriétés. Les amorphes, comme le verre ordinaire, le soufre, le sélénium...etc., ne possèdent un état ordonné, l'arrangement des constituants est presque entièrement désordonné. Autrement dit, ils ne possèdent pas une structure cristalline, la régularité ou l'ordre n'existe qu'en quelques dimensions.

Les matériaux polycristallins sont généralement constitués de multiples petites régions appelées grains [4, 8, 9], chacune étant caractérisée par sa taille et sont disposés selon des orientations aléatoires les uns par rapport aux autres. Ces grains sont appelés cristallites et sont espacés par des joints de grains (figure I.2) [6, 10]. Dans la majorité des cas, les matériaux sont à l'état polycristallin, alors que le monocristal correspond à l'état idéal d'un matériau et est produit artificiellement [11].

Les monocristaux présentent un certain nombre de caractéristiques spécifiques qui justifient l'attention particulière qui leur est accordée dans le domaine de l'optoélectronique.

Citons notamment : structure cristalline uniforme, propriétés électriques élevées, faible densité de défauts, etc... Ces propriétés exceptionnelles des monocristaux en font le choix privilégié pour la fabrication de différents dispositifs comme les sources optiques, de récepteurs optiques...etc [12].

En fait, toutes les technologies d'aujourd'hui reposent sur des matériaux cristallins en raison de leurs excellentes propriétés électriques. Contrairement aux matériaux amorphes ou aux matériaux polycristallins, qui ont des performances réduites en raison de la présence de joints de grains [4, 13].

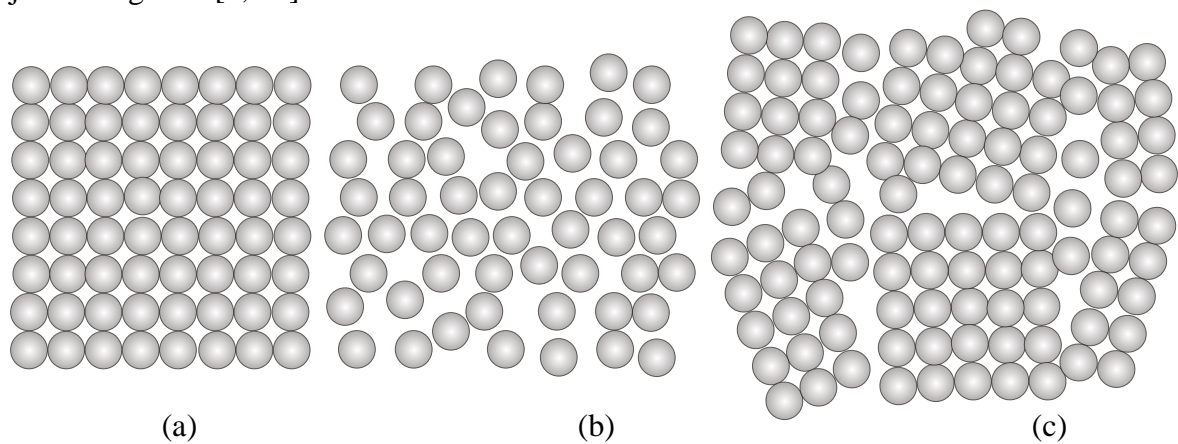


Figure.1. 2: Types des solides : (a) cristallin (b) amorphe (c) polycristallin [14].

1.3 Structure cristalline

À l'exception des défauts tels que les lacunes et les dislocations susceptibles de se produire au cours du processus de cristallisation. Un cristal parfait contient un nombre important d'atomes qui disposent d'un arrangement régulier (figure 1.3). La disposition des atomes au sein du cristal représente la structure cristalline. Une structure cristalline peut être composée de deux éléments principaux : le motif et le réseau.

1.3.1 Le motif

Les matériaux cristallins disposent d'une structure cristalline spécifique composée d'un motif, appelé aussi « base » (figure 1.3). La caractéristique la plus importante pour un réseau cristallin réside dans sa configuration régulière suivant trois directions non coplanaires. Le motif peut être constitué d'un ou deux types d'atomes comme il peut être constitué de différents types d'atomes. Dans le cas du cuivre (Cu), le motif est composé d'un seul atome, tandis que dans le cas du chlorure de sodium (NaCl), le motif est composé de deux types d'atomes.

1.3.2 Le réseau

Un réseau spatial forme le support sur lequel la structure cristalline est décrite. Un réseau est constitué d'une séquence de points (ou nœuds) imaginaires dans l'espace disposés de sorte que chaque point dispose d'un environnement identique avec aucun caractère matériel, ces points représentent les emplacements atomiques. Ils sont répartis d'une façon régulière dans des emplacements bien définis et décrits par le vecteur \vec{T} basé sur des vecteurs de translation suivant les trois directions Ox , Oy et Oz (figure.1.3).

En trois dimensions ou l'espace est divisé en parallélépipèdes, pour décrire un réseau il est important de considérer trois vecteurs de translation non coplanaires \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} qui peuvent être sélectionnés de nombreuse façons de sorte que chaque nœud est décrit par le vecteur T : [9-11, 13, 15-17] :

$$\vec{T} = a_1\vec{a} + b_1\vec{b} + c_1\vec{c} \quad (1.1)$$

a_1 , b_1 , c_1 sont des nombres entiers, et les modules des vecteurs \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} représentent les constantes du réseau.

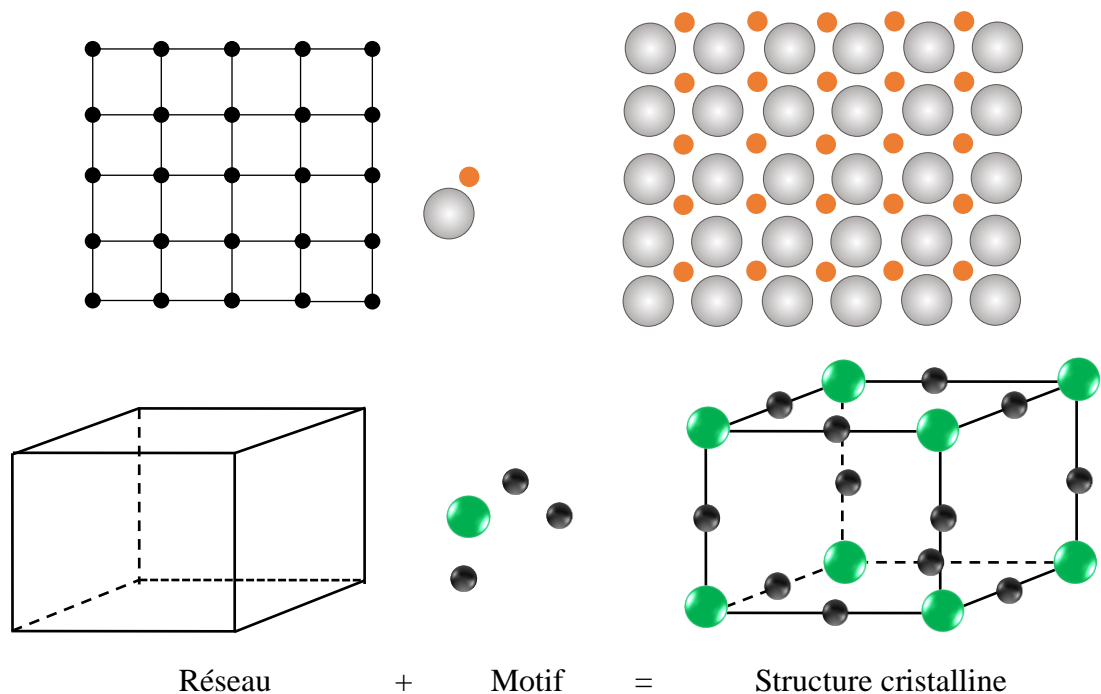


Figure.1. 3: Exemple d'une structure cristalline (bidimensionnelle et tridimensionnelle) à partir de réseau et motif.

Ces vecteurs non coplanaires \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} forment un parallélépipède de petit volume. En effet, un réseau tridimensionnel est une reproduction périodique d'un groupe d'atomes, il est

composé d'un empilement de petits parallélépipèdes. Chaque parallélépipède représente la maille élémentaire du réseau, qui est considérée comme une génératrice de réseau. (Figure.1.4).

En trois dimensions, la maille élémentaire est en quelque sorte un prototype ou représentative du cristal, de ce fait il est inutile de considérer l'ensemble du réseau, il suffit de prendre en compte que la maille élémentaire qui se répète [10, 15]. Une fois la répartition des atomes dans la maille élémentaire est connue, la disposition de ces atomes au sein du cristal sera déterminée. [10].

La figure.1.4 illustre une maille ou les directions des vecteurs, \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} sont les axes cristallographiques X, Y et Z, respectivement. La distance d'un atome à un autre est appelée constante du réseau (ou paramètre de maille) et les angles entre eux sont indiqués par α , β et γ sont appelés angles interfaciaux. Les vecteurs et les angles du réseau caractérisent le réseau [11].

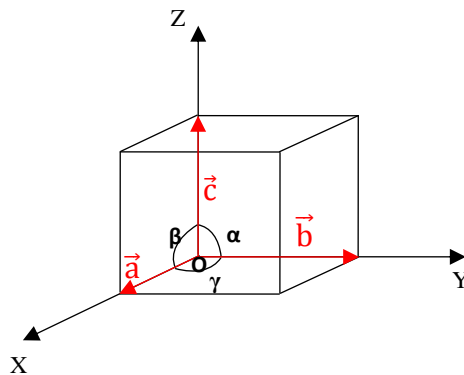


Figure.1. 4 : Maille élémentaire avec les paramètres cristallins [11].

1.4 Défauts cristallins

Les défauts constituent un sujet de recherche très important en raison de leur intérêt dans la compréhension des propriétés des matériaux. En effet, aucun cristal n'est jamais parfait à 100 %. Malgré le contrôle élevé qui peut être appliqué aux laboratoires, les cristaux produits comportent forcément des défauts. De nombreuses propriétés seront considérablement influencées par ces défauts. De plus, même la couleur peut être changée comme le cas d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 ; il a une couleur rouge d'un rubis si une petite quantité de Cr^{3+} substitue à Al^{3+} , et une couleur bleue d'un saphir si une petite quantité de Ti^{3+} remplacera Al^{3+} . La présence des défauts risque d'entraîner une sérieuse dégradation des performances des dispositifs, tels que le type linéaire, qui est le principal facteur de déformation du réseau cristallin.

D'autre part, les défauts cristallins n'ont ni le même impact ni la même source. La naissance des défauts peut être soit volontaire, comme le cas des défauts ponctuels (lacunes et interstitiels), soit involontaire, comme les défauts de dislocations. On distingue quatre types de défauts, les défauts ponctuels (dimension 0), les défauts linéaires (dimension 1), les défauts de surface ou planaires (dimension 2) et les défauts de volume (dimension 3) [1, 4, 9, 16, 18-21].

1.4.1 Les défauts ponctuels

Dans un cristal réel, on peut rencontrer des défauts appelés défauts ponctuels. Comme son nom l'indique, un défaut ponctuel perturbe le cristal à un endroit localisé d'un cristal, il se manifeste localement. Ces défauts représentent la catégorie essentielle de défauts qui jouent le rôle de donneurs ou d'accepteurs, ou de pièges ou de foyers de recombinaison. Ils présentent également un intérêt pour la diffusion. La présence de ce défaut engendre un accroissement du niveau d'énergie à l'intérieur du cristal. Dans cette famille on distingue : les défauts intrinsèques, leur apparition dépend de la nature de l'atome. Et les défauts extrinsèques qui ont des origines externes, comme les conditions de croissance ou les processus de traitement [4].

1.4.1.1 Les lacunes

Le défaut ponctuel le plus couramment rencontré et partagé par la majorité des cristaux est la présence de lacunes. Il s'agit d'un défaut intrinsèque qui se produit l'intérieur d'un réseau cristallin lorsqu'un site qui devrait normalement être rempli par un atome devient inoccupé dont la probabilité est :

$$P = \exp\left(-\frac{Q_l}{kT}\right) \quad (1.2)$$

Où

Q_l est l'énergie nécessaire pour créer une lacune (J/mol ou eV/atom).

T est la température absolue en kelvins °C + 273.

k est la constante des gaz ou constante de Boltzmann (il vaut $1,38 \times 10^{-23}$ J/atom·K, ou $8,62 \times 10^{-5}$ eV/atom·K).

Ce défaut, est parfois issu au cours de processus de cristallisation ou des vibrations thermiques des atomes. Dans un cristal, les atomes possèdent une énergie thermique intrinsèque proportionnelle à la température. De plus, sous l'effet de la croissance de l'énergie

thermique, les atomes connaissent un mouvement caractérisé par une dynamique vibratoire aléatoire. À un stade donné, l'énergie thermique atteint une intensité suffisante de sorte que la probabilité que les atomes quittent leurs sites augmente. Par conséquent, les atomes autour d'une lacune ont tendance à devenir plus proches entre eux (figure.1.5.a), engendrant ainsi une distorsion locale du cristal. En outre, à des températures plus élevées, la concentration de lacunes devient significative, ce qui facilite leur passage d'un site à l'autre. Ce mouvement favorise la migration des atomes, et donc les phénomènes associés au déplacement des atomes, tels que la diffusion (figure.1.5 de b à e) [1, 4, 9, 19-21].

D'autre part, les sites inoccupés aboutissent à une diminution de la densité cristalline, à l'équilibre thermique, la concentration des lacunes dans un cristal varie, ce qui confère un caractère irrégulier à la structure. Le nombre des lacunes ou sites inoccupés N_l par cm^3 dans un cristal ayant une densité atomique N est donné comme suit :

$$N_l = (N - N_l)e^{(-Q_l/KT)} \quad (1.3)$$

Comme N_l est très petit devant N , le nombre des lacunes est donné par la relation :

$$N_l \cong N \exp \left[\frac{-Q_l}{KT} \right] \quad (1.4)$$

Le nombre de lacunes dépend de $\exp \left[\frac{-Q_l}{KT} \right]$ appelé facteur de Boltzmann, au fur et à mesure que la température baisse, le nombre des lacunes diminue [4, 13, 15, 19-22].

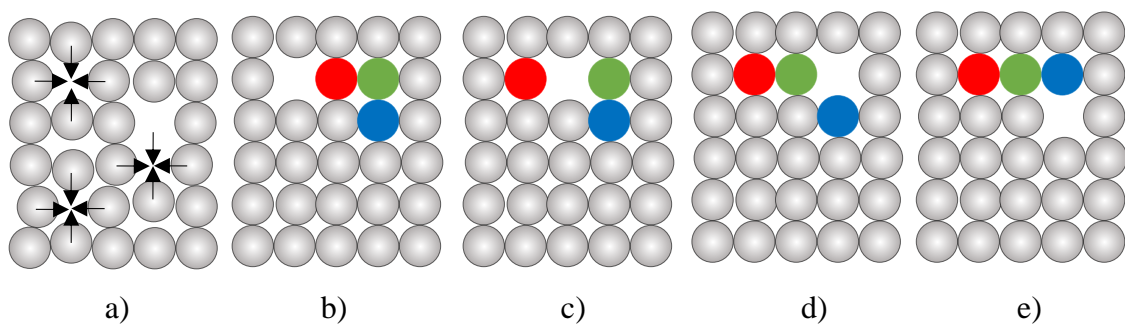


Figure.1. 5: a) présence des lacunes dans un cristal, b-e) phénomène de diffusion des atomes par le baie des lacunes [23, 24].

Le tableau.1.1 fournit les énergies nécessaires à la création des lacunes dans certains éléments, de même que leurs concentrations à différentes températures.

Tableau.1. 1: Energie de formation des lacunes pour quelques éléments et leurs concentrations à l'équilibre à différentes températures [22].

	Q _i (kJ/mol)	Point de fusion T _f (°C)	N _i (lacunes/cm ³)			
			25°C	300°C	600°C	T _f
Ag	106.1	960	1.5x10 ⁴	1.5x10 ¹³	3.0x10 ¹⁶	7.8x10 ¹⁷
Al	73.3	660	1.0x10 ¹⁰	1.2x10 ¹⁶	2.4x10 ¹⁸	5.0x10 ¹⁸
Au	94.5	1063	1.5x10 ⁶	1.5x10 ¹⁴	1.5x10 ¹⁷	1.2x10 ¹⁹
Cu	96.4	1083	1.1x10 ⁶	1.4x10 ¹⁴	1.4x10 ¹⁷	9.0x10 ¹⁸
Ge	192.9	958	<1	1.3x10 ⁵	1.3x10 ¹¹	8.2x10 ¹³
Mg	85.8	650	4.4x10 ⁷	6.4x10 ⁴	3.5x10 ¹⁷	5.7x10 ¹⁸
Pt	125.4	1769	8.7	2.7x10 ¹¹	2.0x10 ¹⁵	4.2x10 ¹⁹
Si	221.8	1412	<1	3.1x10 ²	2.5x10 ⁹	8.0x10 ¹⁵

1.4.1.2 Défaut Interstitiel

Un défaut interstitiel, illustré dans la figure.1.6, peut se produire de deux manières: intrinsèque ou extrinsèque. Pour le cas intrinsèque, si un atome d'un réseau cristallin se trouve coincé entre les atomes ordinaux du cristal, alors il s'agit d'un défaut auto-interstitiel. Quant au type extrinsèque, il s'agit d'un atome étranger qui peut se loger dans une position interstitielle. En effet, un atome étranger ne peut s'insérer en interstice que s'il possède une taille suffisamment petite, on parle du rayon atomique. Dans ce cas la densité du cristal augmente car le cristal contient plus d'atomes dans le même volume. Par ailleurs, il se produit une nouvelle répartition des atomes environnants. Cette nouvelle répartition perturbe l'arrangement original des atomes, ce qui résulte en une forte distorsion du cristal.

1.4.1.3 Défaut de Substitution

Un atome peut substituer ou remplacer un atome ordinaire du cristal doit avoir la même taille ou une taille comparable de l'atome ordinaire. Ce qui conduira à une distorsion locale du réseau cristallin. Dans le défaut de substitution (voir figure.1.6), les impuretés sont introduites intentionnellement.

D'autre part, dans un réseau cristallin qui comporte deux types d'atomes ou plus, A et B par exemple, les deux atomes sont parfois capables d'échanger entre eux leurs places dans le cristal, c'est-à-dire que l'atome A peut occuper le site de l'atome B et l'inverse. Comme dans le cas du GaAs, où l'atome de gallium peut occuper celui de l'arséniure. Ce défaut se

manifeste involontairement et représente un cas particulier de défaut de substitution, Il s'agit du défaut "antisite" appelé aussi antiphase.

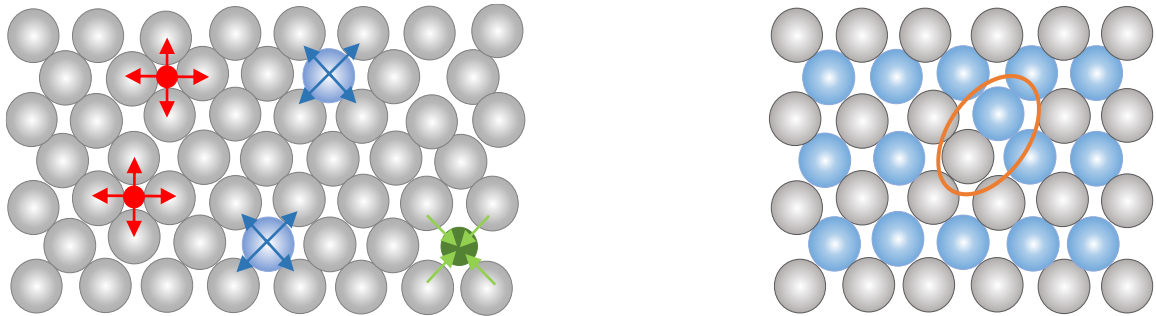


Figure.1. 6: Création des : Interstitiels (en rouge), Auto-interstitiels (en gris), Substitution (en bleu et vert), Anti-sites (figure droite) [23, 24].

Dans les cristaux ioniques, les défauts apparaissent par paires, comme les défauts de Frenkel et de Schottky. La formation de ces défauts ponctuels dans un cristal ionique repose sur la nécessité de maintenir la neutralité globale du cristal.

1.4.1.4 Défaut De Frenkel

Dans un composé ionique comme le sulfure de zinc (ZnS), l'Iodure d'Argent (AgI), le chlorure d'argent (AgCl), etc....., un ion (généralement cation) est disloqué de son emplacement régulier créant une lacune derrière, et se loge à proximité entre les autres atomes pour donner naissance à un défaut interstitiel, ou auto-interstitiel dans le nouveau site. Cette combinaison de deux défauts ponctuels est connue comme "pair lacune-interstitiel" ou défaut de Frenkel (Figure.1.7.a et Figure.1.8.b).

Introduit par le physicien russe Yakov Frenkel (1894-1952), ce type de défaut se manifeste quand les tailles des cations et des anions sont très différentes, c'est-à-dire lorsque le rapport des rayons ($\text{Rayon}_{(\text{cation})}/\text{Rayon}_{(\text{anion})}$) est faible. Les cations sont concernés par le déplacement dans les interstices car leurs tailles sont si petites (Zn^{+2} , Ag^{+} ...) face à celles des anions qui, eux, sont si grands que les interstices ne peuvent pas les héberger. Du fait que la migration des ions est à l'intérieur du cristal, le nombre des atomes dans le cristal reste inchangeable, donc ce défaut manifeste sans aucune modification de la densité du cristal. Sur le plan d'électroneutralité, il n'y a pas de changement de charge. Le nombre de défauts de Frenkel est :

$$N_f \cong \sqrt{(NN')} \exp \left[\frac{-Q_f}{2KT} \right] \quad (1.5)$$

N sont les sites normalement occupés par unité de volume à la température T .

N' est le nombre des sites interstitiels possibles par unité de volume à la température T .

Q_f est l'énergie de formation d'un défaut de Frenkel.

1.4.1.5 Défaut Schottky

Dans les solides, le défaut de Schottky (voir Figure.1.7.b, et Figure.1.8.a) est également classé comme une paire de défauts (lacunes anioniques - lacunes cationiques), et est souvent associé aux composés ioniques comme Chlorure de sodium (NaCl), le chlorure de césium (CsCl), le chlorure de potassium (KCl) et le bromure de potassium (KBr), etc. Un défaut de Schottky se produit lorsque les tailles des cations et des anions ne sont pas trop différentes, c'est-à-dire que le rapport de rayon entre le cation et l'anion $\text{Rayon}_{(\text{cation})}/\text{Rayon}_{(\text{anion})}$ est légèrement inférieur à '1'. Le défaut de Schottky correspond aux défauts ponctuels dans lequel le même nombre des paires cations-anions quittent leurs sites ordinaires dans le réseau simultanément, pour créer deux types des lacunes : l'une cationique et l'autre anionique. La neutralité de charge globale est maintenue puisque le nombre de cations et d'anions manquants est identique.

La densité d'un cristal donne une idée du type de défaut, puisqu'un défaut Schottky entraîne une chute de la densité contrairement à un défaut Frenkel qui maintient la densité telle qu'elle est. Le nombre des défauts Schottky est :

$$N_s \cong N \exp \left[\frac{-Q_s}{2KT} \right] \quad (1.6)$$

N_s est le nombre de défauts Schottky par unité de volume à la température T .

N sont les sites normalement occupés (anions et cations) par unité de volume à T .

Q_s est l'énergie de formation d'un défaut de Schottky.

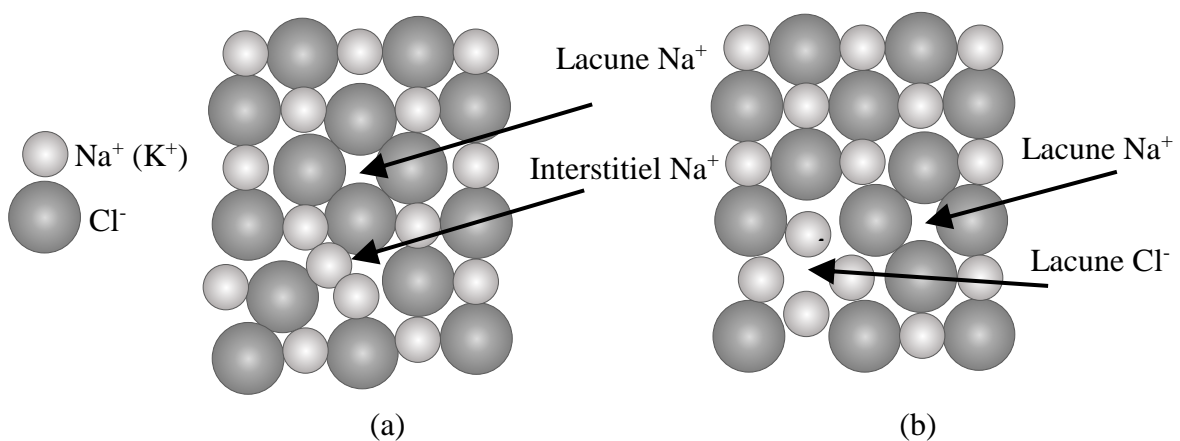


Figure.1. 7: Défauts ponctuels dans les cristaux ioniques (NaCl, KCl) :

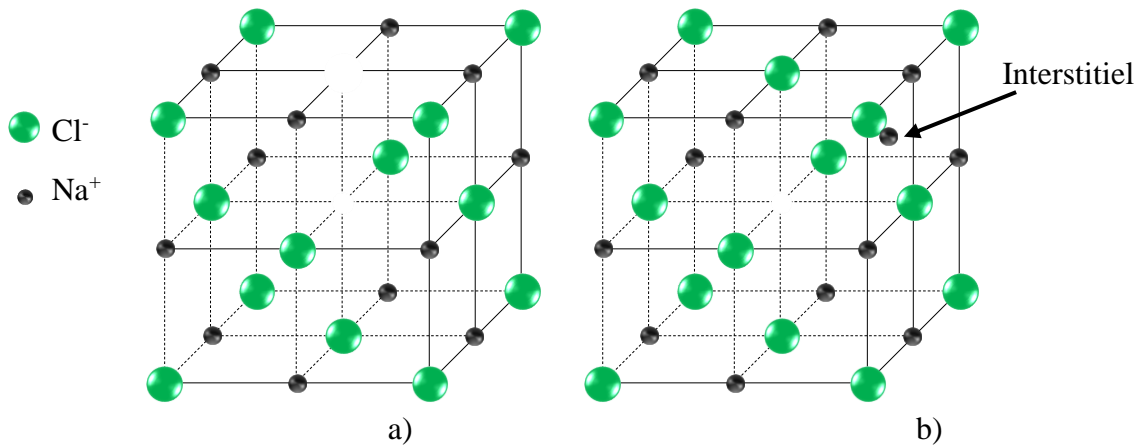


Figure.1. 8 : la structure de NaCl (a) Défaut de Schottky (b) défaut de Frenkel.

Les cristaux ioniques présentent une prédominance de défauts de Frenkel ou de Schottky (voir Figure.1.9). Les défauts de Frenkel ont plus de chances d'être pertinents dans les cristaux possédant des structures de réseau ouvertes pour accueillir des interstitiels. Ces cristaux disposent d'une structure ayant de faibles nombres de coordination, par exemple les structures d'oxyde de zinc. En revanche, les défauts de Schottky apparaissent dans les cristaux ayant des nombres de coordination élevés, par exemple la structure du chlorure de sodium (tableau. 1.2).

Tableau.1. 2 : Défauts ponctuels dominants dans certains cristaux ioniques et leur énergie de formation [24].

Cristal	Défaut dominant	Energie de formation	
		(eV.atom ⁻¹)	(kJ.mol ⁻¹)
CdTe	Frenkel	1.04	100
AgI	Frenkel	0.69	67
NaCl	Schottky	2.08	201
NaBr	Schottky	1.69	163

Cependant, dans un réseau ionique, un atome univalent peut être remplacé par un atome bivalent (figure.1.9). Lorsque le chlorure de sodium (NaCl) fondu est cristallisé avec une petite proportion de chlorure de strontium (SrCl₂) (ou de chlorure de calcium (CaCl₂)), certains sites d'ions Na⁺ sont remplis par des ions Sr²⁺.

Un processus similaire se produit dans le cas d'une solution solide de NaCl et de MgCl₂. Dans cette situation, afin de maintenir la neutralité de charge, la création d'une lacune cationique devient cruciale. Plus précisément, chaque ion Sr²⁺ (ou Mg²⁺) remplace un ion Na⁺, laissant l'autre site ionique libre.

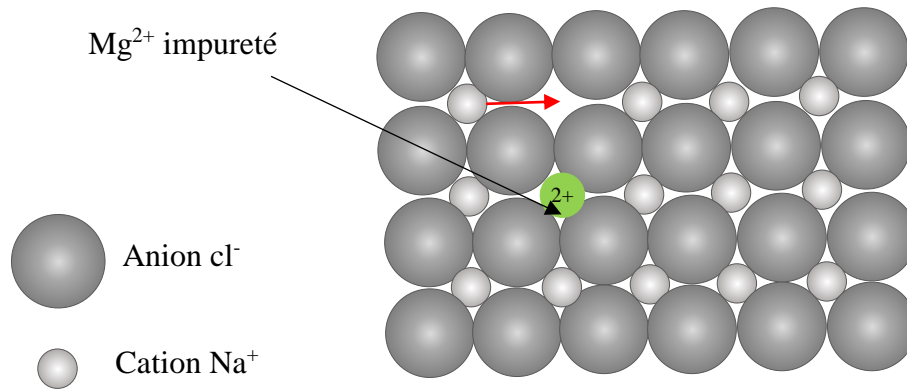


Figure.1. 9: Création d'une lacune cationique suite au remplacement d'un ion Na^+ par un ion Mg^{2+} dans un cristal ionique ayant la structure NaCl [25].

1.4.2 Défauts linéaires

Les défauts linéaires ou unidimensionnels en termes géométriques de la répartition des atomes, également connus sous le nom de dislocations, représentent une catégorie importante de défauts cristallins.

Introduites au 19^{ème} siècle par Volterra, les dislocations n'ont été classées en tant que facteur de déformation des cristaux que bien plus tard, en 1934. Elles sont divisées en deux types principales : les dislocations coin et les dislocations vis. Le phénomène des dislocations est source de nombreux dommages, notamment lorsqu'il s'agit de la fabrication de dispositifs optoélectroniques, ces dislocations peuvent gêner les performances d'un dispositif [11, 26, 27].

Les dislocations se manifestent de diverses façons ; au cours de processus de croissance tels que la croissance par épitaxie d'un monocristal de SiGe sur un substrat de Si [28], ou lors du traitement des semi-conducteurs et à des températures élevées ou suite à la formation de défauts ponctuels sur un plan cristallin. Elles proviennent aussi du déplacement des plans cristallins sous l'effet de la déformation à la suite d'une contrainte, ou encore de la transition de l'état liquide vers l'état solide (solidification) [13, 18, 29, 30].

1.4.2.1 Dislocation coin

La figure.1.10.a illustre la position des atomes sur la face frontale d'un cristal parfait. Quand un plan se termine à l'intérieur du cristal ou un demi-plan atomique est introduit dans le cristal comme indiqué dans la figure.1.10.b, dans ce cas il y aura une création d'une ligne de dislocation autour de laquelle le cristal est soumis à une distorsion (ligne DC dans la figure 3D). Les atomes situés au-dessus de la ligne du demi-plan se trouvent pressés ce qui

signifie qu'ils ont subi une compression. Cependant, en dessous de la ligne, les atomes sont sous tension. Par conséquent, à proximité de cette ligne, il y aura des contraintes de compression et de tension (ou extension) autour de la ligne, provoquant une déformation du réseau cristallin.

De plus, ce phénomène de distorsion se prolonge sur tout le cristal par le déplacement du demi plan atomique, Il convient de noter que l'on distingue la dislocation positive, souvent symbolisée par \perp dans le cas où le demi plan commence par le haut, alors que \top exprime que la dislocation négative, correspondant à un demi-plan, commence par le bas [24, 31].

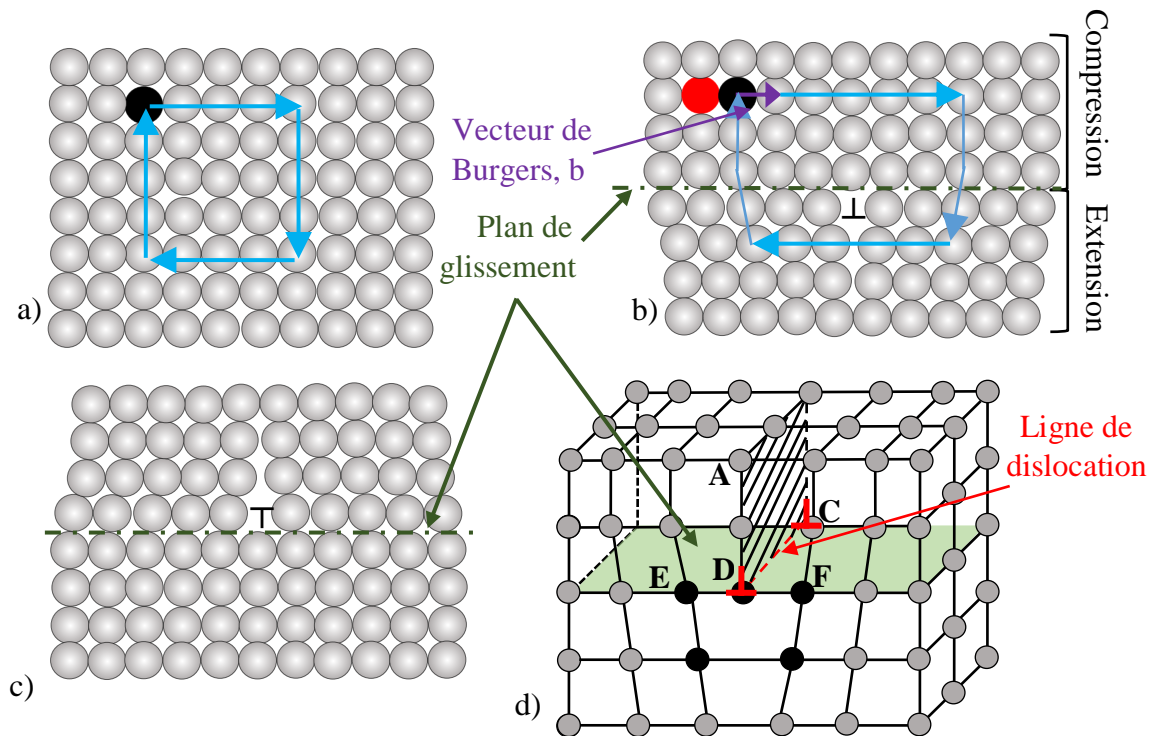


Figure.1. 10: a). Cristal parfait. b) et c). Création d'un défaut dislocation coin dans un cristal en montrant le vecteur de Burgers, d) dislocation coin en 3D [22, 31].

1.4.2.2 Vecteurs de Burgers

Pour pouvoir modéliser en toute sécurité le mouvement des dislocations, il est indispensable de définir le vecteur de Burger, b , qui représente le déplacement du demi-plan atomique. Il décrit l'amplitude et la direction de déplacement (figure.1.10.b). Le vecteur de Burgers pour une dislocation coin est perpendiculaire à la ligne de dislocation, par contre, il est parallèle avec cette ligne dans le cas de dislocation vis [11, 22, 31].

Le procédé qui permet de trouver le vecteur de Burgers d'une dislocation repose sur le circuit de Burgers, qui part d'un point de démarrage et aboutit à ce même point et le sens du vecteur de Burgers sera le même que celui du circuit. Considérons un cristal parfait, schématisé dans la figure.1.10. a, dont le point de départ est le point noir. On avance 4 pas

interatomiques vers la droite, puis on descend de 4 pas interatomiques, ensuite 4 pas par la gauche et on termine par monter 4 pas, on se retrouve au point de départ. Lorsqu'on procède à la même opération sur un cristal qui comporte des dislocations, illustré dans la figure.1.10.b, on commence du point noir, on se retrouve à un autre point différent que le point de départ (en rouge). Pour fermer le circuit de Burgers, on doit faire un pas supplémentaire afin de retrouver le point de départ [18].

1.4.2.3 Dislocation vis

Dans ce type, illustré dans la figure.1.11, aucun plan cristallin de plus n'est introduit. Le processus se ressemble à d'une vis qui pénètre un morceau bois d'une distance égale au pas de la vis. De manière analogue, le mouvement d'une façon spirale, figure.1.11.b, de la ligne de dislocation induit une contrainte de cisaillement des plans cristallins à proximité de cette ligne, ce qui provoque une déformation du réseau cristallin. De plus, en se focalisant sur la position des atomes au sein des plans, on constate que ces derniers semblent décalés entre eux, ils ont été déplacés d'un plan parallèle à un autre plan perpendiculaire, figure.1.11.a, d'une distance atomique égale à l'amplitude du vecteur de Burgers.

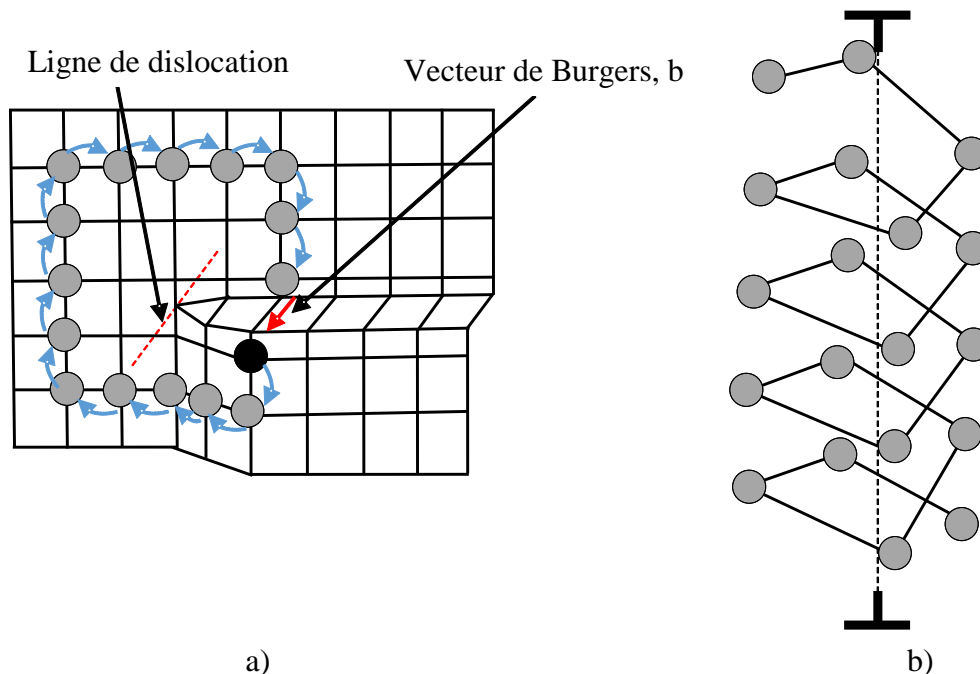


Figure.1. 11: Création d'un défaut dislocation vis dans un cristal en montrant le vecteur de Burgers [11].

1.4.2.4 Dislocation mixte

La dislocation mixte est illustrée à la figur.1.12. En réalité, les dislocations dans les matériaux ne sont pas totalement des dislocations coin ou des dislocations vis, mais plutôt

une combinaison des deux. La nature d'une dislocation est fournie par l'orientation de la ligne de dislocation et du vecteur de Burgers.

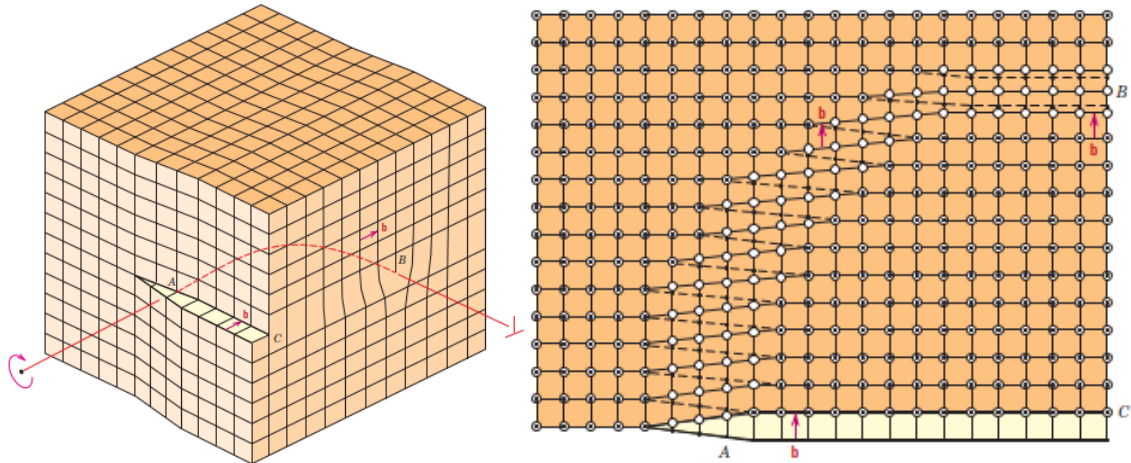


Figure.1.12:Dislocation mixte dans en montrant le vecteur de Burgers [23].

Le tableau ci-dessous résume les différents types de dislocations.

Tableau.1. 3 : Dislocation et son état avec le vecteur de Burgers et la direction de propagation [22].

	Vecteur de Burgers	Direction de propagation
Coin	Perpendiculaire (\perp) avec la ligne de dislocation.	parallèle (\parallel) avec la ligne de dislocation.
Vis	parallèle (\parallel) avec la ligne de dislocation.	perpendiculaire (\perp) avec la ligne de dislocation.
Mixte	ni perpendiculaire (\perp) ni parallèle (\parallel) avec la ligne de dislocation.	ni perpendiculaire (\perp) ni parallèle (\parallel) avec la ligne de dislocation ainsi que le vecteur de Burgers.

1.4.3 Défauts planaires

Les défauts planaires internes sont principalement sont créés à l'intérieur des matériaux cristallins. Les défauts planaires, aussi appelés défauts bidimensionnels, se rapportent aux anomalies affectant le réseau cristallin et se manifestant à travers la surface plane du cristal. Ces défauts peuvent apparaître à la suite de la création d'interfaces de deux matériaux ou entre deux phases distinctes du matériau [27].

1.4.3.1 Les joints de grains

Comme nous avons vu précédemment, la majorité des matériaux sont des polycristallins dont la structure est constituée de nombreux petits grains (cristallites) ayant des orientations cristallographiques distinctes. Ainsi, quand deux cristaux entrent en

collision, de nombreux atomes se trouvent intercalés dans la jonction entre les deux cristaux voisins. Les atomes en question ne puissent atteindre aucun de ces deux cristaux, prennent alors une position intermédiaire (voir la figure.1.13) [31].

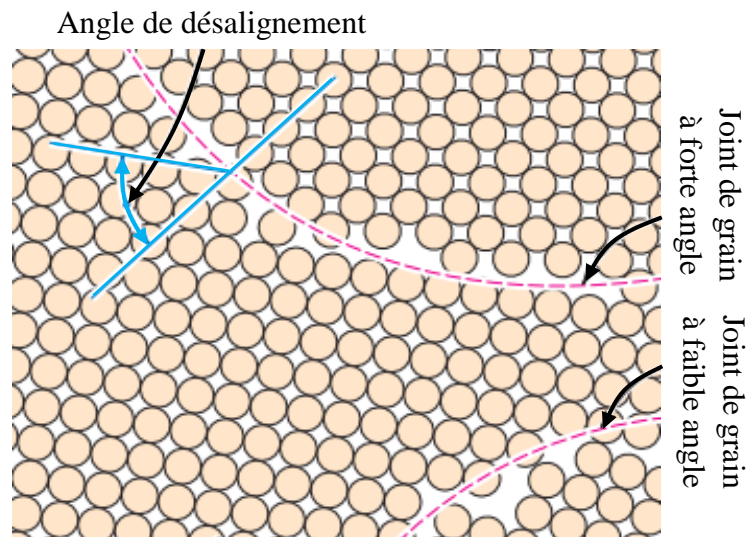


Figure.1. 13: Organisation atomique aux joints de grains [23].

Un joint de grain à faible angle ou petit angle, caractérisé par un faible écart d'orientations, l'angle de rotation est généralement $<10^\circ$ jusqu'à $<15^\circ$. Suivant le type des dislocations deux sortes de simples joints de grains à faible angle peuvent être distingué ;

- Si les dislocations sont de type vis, alors on parle de joints de grains de torsion à faible angle dans lequel l'axe de rotation est perpendiculaire au plan du joint (voir la figureI.14).

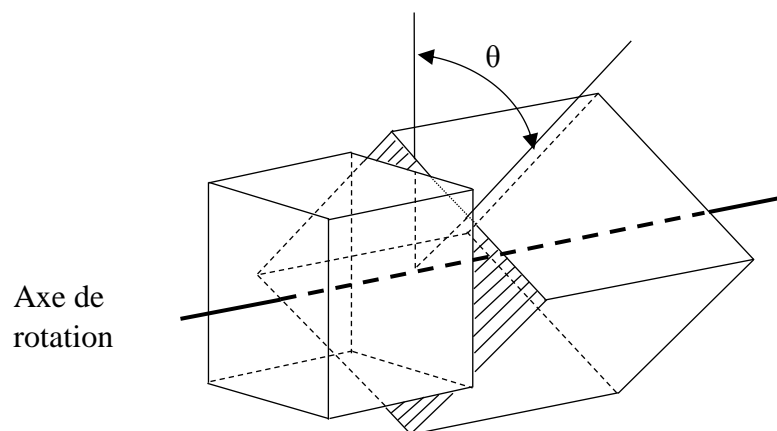


Figure.1. 14: Représentation d'un joint de grain de torsion.

- Tandis que, dans le cas où les dislocations sont de type coin (qui se trouve parallèles), le joint correspond aux joints de flexion à faible angle dans lequel l'axe de rotation est parallèle au plan du joint de grain (voir la figureI.15).

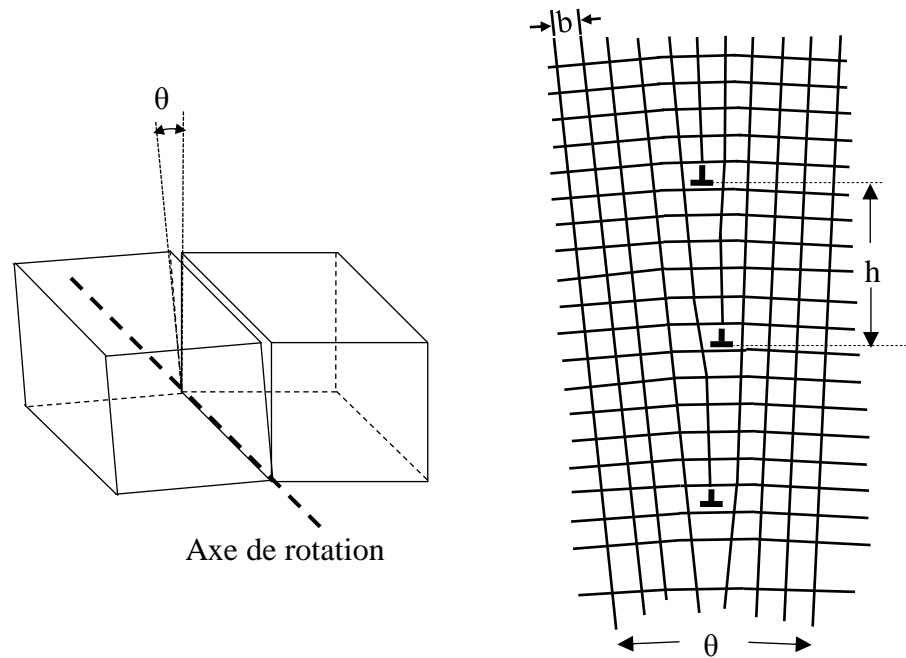


Figure.1. 15: Représentation d'un joint de grain de flexion.

1.4.3.2 Joints de phases

Un polycristal peut contenir des éléments distincts appelés phases, chaque phase possède sa composition et sa structure cristalline, de ce fait, quand deux phases entrent en contact il y aura une formation d'un joint de phases [18, 20, 21, 23, 24, 27, 32, 33]. En effet, dans les matériaux polyphasés un joint de phase correspond à des interfaces à deux phases dont la principale caractéristique structurale est la cohérence des structures (voir la figure I.16). De plus, le facteur dominant qui provoque le manque de cohérence est l'accumulation des dislocations à l'interface. Trois types de joints de phase peuvent être envisagés : cohérent, semi-cohérent et incohérent, selon les propriétés du matériau.

- ❖ Le premier type se manifeste quand les matériaux partagent une géométrie identique (voir figure.1.16.a).
- ❖ Le joint de phases semi-cohérent a lieu quand les deux matériaux partagent les mêmes géométries avec un désaccord de réseau élevé (voir figure.1.16.b).
- ❖ Un joint de phase incohérent est une structure tout à fait désordonnée, qui manque de relations d'orientation et possède des énergies élevées (voir figure.1.16.c).

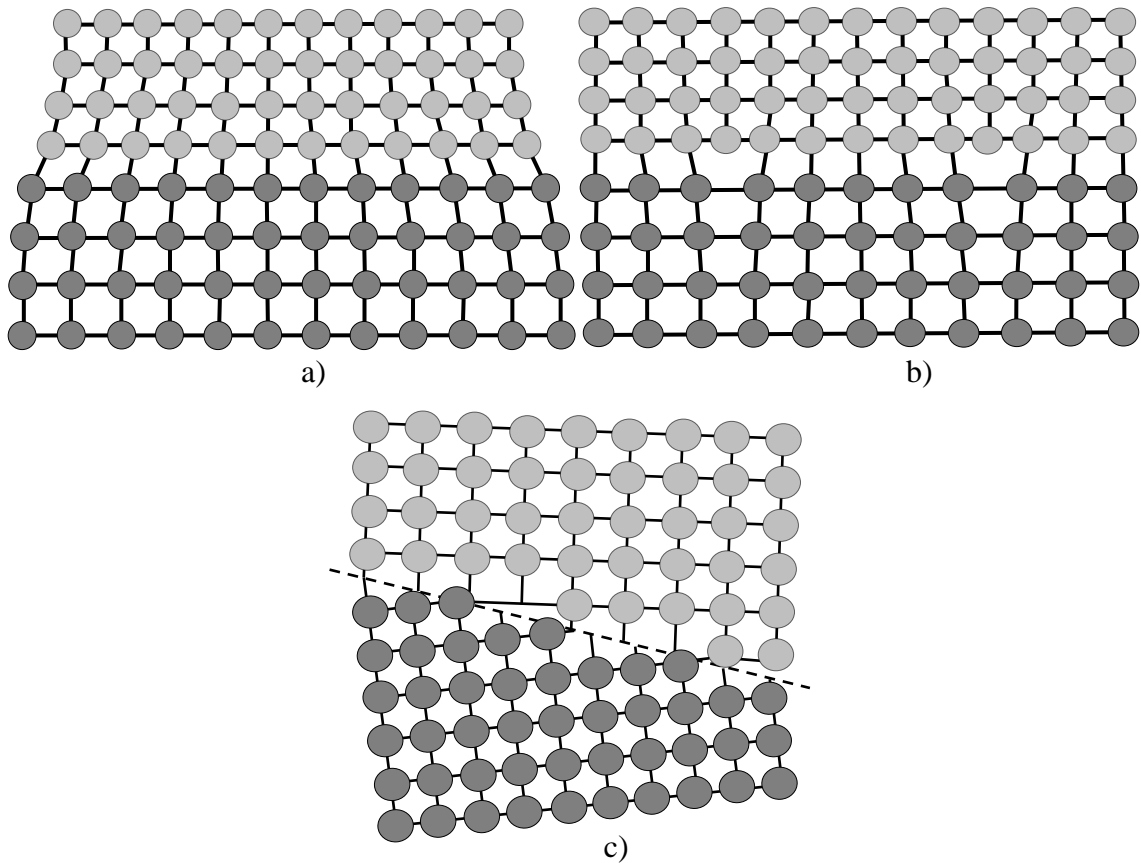


Figure.1.16: Joint de phases: a) cohérent, b) semi-cohérent, c) non-cohérent [27].

1.4.3.3 Joint de macles

Considéré comme un défaut planaire interne, un joint de macle (figure.1.17) constitue une forme particulière de joint de grain, un joint de macles peut être visualisé grâce au microscope optique. Les macles peuvent se former suite au processus de croissance des cristaux, appelées macles de recuit, ou suite à une déformation plastique des matériaux, appelées macles de déformation [11, 18, 23, 24].

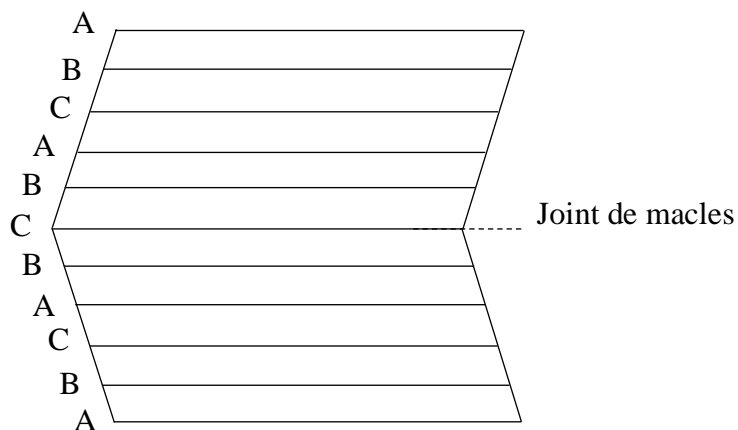


Figure.1. 17: La disposition atomique de part et d'autre d'un joint de macles [34].

1.4.3.4 Défaut d'empilement

En effet, toutes les structures cristallines sont caractérisées par une succession d'empilements de couches disposés les uns à côté des autres.

Cependant, il peut y avoir des défauts d'empilement, créés par une faute correspondent à l'empilement d'un plan atomique sur un autre hors séquence, ce qui a un impact sur l'ordre d'empilement des atomes au sein du cristal. Ce type de défaut ressemble à une interruption dans la succession d'empilement [35-37].

On peut distinguer trois sortes de défauts d'empilement [11, 18, 31] :

- ❖ Le défaut d'empilement extrinsèque consiste à insérer un plan atomique supplémentaire au sein de la structure. Ce défaut se manifeste, par exemple, par la formation d'interstitiels multiples.
- ❖ Alors qu'un défaut d'empilement intrinsèque correspond à la disparition d'un plan d'atomes. Ce type est issu soit en raison de l'accumulation des lacunes sur un plan, soit à cause du mouvement des dislocations.
- ❖ Le dernier type de défaut d'empilement est appelé joint de macles.

1.4.4 Les défauts de volume

Les défauts de volume interviennent à une échelle beaucoup plus large que ceux étudiés précédemment. Toutefois, compte tenu de leur impact sur le mouvement des dislocations, il est intéressant de citer certains des défauts de volume les plus connus. Dans les cristaux, les défauts de volume se présentent sous la forme de groupes tridimensionnels d'atomes ou de lacunes. On les classe souvent selon la taille et l'effet de la particule, on distingue [11, 18-21, 31] : les précipités, les inclusions, les pores.

1.5 Conclusion

Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, qui est consacré aux principes de base de la cristallographie, un cristal réel s'écarte complètement par rapport au cristal idéal, de plus, plusieurs phénomènes fondamentaux des cristaux solides sont tout à fait impossibles à interpréter par le biais du concept de cristal parfait qui ignore ces défauts et de nombreuses propriétés (électronique, thermique...etc) qui caractérisent les cristaux sont inexplorées. Les défauts, sont parfois ponctuels, linéaires, bidimensionnels ou de volume. Parmi eux, certains peuvent être favorables, et d'autres exercent une influence négative sur les différentes propriétés des matériaux. Les défauts linéaires constituent, d'un point de vue mécanique, un

facteur essentiel au comportement plastique des cristaux, alors que les défauts ponctuels agissent surtout du point de vue électrique, en fournissant des sites inoccupés qui favorisent la circulation des atomes au sein des cristaux, qui jouent un rôle capital pour le phénomène de la diffusion. La déformation ou toute contrainte introduite dans un cristal engendre des défauts, notamment les dislocations. De plus, dans la technologie des semi-conducteurs, les défauts induits par la contrainte présentent un large intérêt pour la croissance des matériaux. Ainsi, dans les dispositifs optiques à base de semi-conducteurs reposant sur des structures multicouches, une variation du paramètre de maille conduit à une accumulation de la contrainte, et donc à la création de défauts indésirables. Dans le prochain chapitre, nous allons aborder la contrainte et son impact.

1.6 REFERENCES

- [1] S. Sze, M.K. Lee, Semiconductor devices, Physics and Technology, John Wiley & Sons, 2012.
- [2] S. Sze, K.K. Ng, LEDs and lasers, Physics of Semiconductor Devices, vol. 3, 2006, p. 601-657.
- [3] V. Dageyte, Growth and optical properties of III-V semiconductor nanowires: Studies relevant for solar cells, Doctoral Thesis (compilation), Solid State Physics, Lund University, Lund, 2018.
- [4] D.A. Neamen, Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles, 4th edition. New York, NY: McGraw-Hill, 2011.
- [5] S.M. Alsolamy, The Study of Coupling in InGaAs Quantum Rings Grown by Droplet Epitaxy, Thèse de maîtrise, Université de Ohio, 2013.
- [6] F. Scholz, Compound semiconductors: physics, technology, and device concepts. Jenny Stanford Publishing, 2017.
- [7] T. Ihn, Semiconductor Nanostructures: Quantum states and electronic transport. OUP Oxford, 2009.
- [8] S. Adachi, Optical properties of crystalline and amorphous semiconductors: Materials and fundamental principles. Springer Science & Business Media, 2012.
- [9] P. Hofmann, Solid state physics: an introduction. John Wiley & Sons, 2022.
- [10] D.E. Sands, Introduction to crystallography. Courier Corporation, 1993.
- [11] S. Kakani, Material science. New Age International (P) Ltd., Publishers, 2004.
- [12] G. Ghione, Semiconductor devices for high-speed optoelectronics, vol. 116. Cambridge University Press Cambridge, 2009.
- [13] J. Singh, Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures. Cambridge University Press, 2007.
- [14] V.V. Mitin, V.A. Kochelap, M. Dutta, M. A. Strosio, Introduction to optical and optoelectronic properties of nanostructures. Cambridge University Press, 2019.
- [15] C. Kittel, Introduction to solid state physics. John Wiley & sons, inc, 2005.
- [16] U.K. Mishra, J. Singh, Semiconductor device physics and design, vol. 83. Springer, 2008.
- [17] J. Cazaux, Initiation à la physique du solide: exercices commentés. Masson, 1981.
- [18] B.G. Yacobi, Semiconductor Materials: An Introduction to Basic Principles. in Microdevices Series. Springer US, 2003.

- [19] C. Marcos, Crystallography: Introduction to the Study of Minerals. in Springer Textbooks in Earth Sciences, Geography and Environment. Springer Nature Switzerland, 2022.
- [20] E.A. Irene, Electronic Materials Science. John Wiley & Sons, 2005.
- [21] J.P. Mercier, G. Zambelli, W. Kurz, Introduction à la science des matériaux. in Traité des matériaux. Presses polytechniques et universitaires romandes, 1999.
- [22] B. S. Mitchell, An Introduction to Materials Engineering and Science for Chemical and Materials Engineers. John Wiley & Sons, 2004.
- [23] W.D. Callister Jr, D.G. Rethwisch, Fundamentals of materials science and engineering: an integrated approach. John Wiley & Sons, 2020.
- [24] J.C. Anderson, K.D. Leaver, R.D. Rawlings, P.S. Leever, Materials Science for Engineers, 5th ed. CRC Press, 2004.
- [25] R.E. Hummel, Electronic Properties of Materials, 3rd ed. New York Berlin Heidelberg: Springer, 2000.
- [26] K. Takahashi, A. Yoshikawa, A. Sandhu, Wide bandgap semiconductors: fundamental properties and modern photonic and electronic devices. Berlin: Springer, 2007.
- [27] M. Razeghi, Fundamentals of Solid State Engineering, 4th edition. Switzerland: Springer, 2018.
- [28] D. Valencucq, Etude de la condensation du SiGe pour l'élaboration de canaux contraints : application aux technologies CMOS avancées, Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, France, 2021.
- [29] J.M. Béthoux, Relaxation des contraintes dans les hétérostructures épaisses (Al, Ga) N: une piste originale pour la réalisation de diodes électroluminescentes à cavité résonante, Thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis, France, 2004.
- [30] A.V. Chadwick, M. Terenzi, Defects in Solids: Modern Techniques. in NATO Science Series B: New York: Springer Science & Business Media, 2013.
- [31] V. Raghavan, Materials Science and Engineering: A First Course. PHI Learning Pvt. Ltd, 2004.
- [32] A. Kelly, K. M. Knowles, Crystallography and Crystal Defects, Third Edition. John Wiley & Sons, 2020.
- [33] J.P. Bailon, J.M. Dorlot, Des matériaux. Presses internationales Polytechnique, 2000.
- [34] C. Hammond, The basics of crystallography and diffraction, vol. 21. International Union of Crystallography texts on crystallography, 2015.

- [35] J. Jian, J. Sun, A Review of Recent Progress on Silicon Carbide for Photoelectrochemical Water Splitting, *Solar RRL*, vol. 4, no 7, 2020, p. 2000111.
- [36] M. Willander, M. Friesel, Q. Wahab, B. Straumal, Silicon carbide and diamond for high temperature device applications, *J Mater Sci: Mater Electron*, vol. 17, no 1, 2006, p. 1-25.
- [37] J. L. Yin, M. L. Hu, Z. Yu, C. X. Zhang, L. Z. Sun, J. X. Zhong, Direct or indirect semiconductor: The role of stacking fault in h-BN, *Physica B: Condensed Matter*, vol. 406, no 11, 2011, p. 2293-2297.

CHAPITRE 2 : MATERIAUX III-V POUR LA PHOTODETECTION

2.1 Introduction

Constituent une gamme de matériaux absolument impressionnante, les semi-conducteurs III-V, qui incluent des éléments (comme gallium, azote, de l'indium, de l'aluminium, du phosphore ou de l'arsenic), sont devenus des matériaux prédominants dans de nombreuses applications. Plus particulièrement, on trouve l'arséniure de gallium (GaAs), qui se distingue par une grande mobilité électronique ainsi que par une bande interdite directe. En effet, pour ces matériaux, le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction (ou vice-versa) ne requiert pas l'assistance d'un phonon.

D'autre part, les performances d'un système de communication optique sont principalement liées à la qualité du photodétecteur qui doit détecter le signal optique et reproduire le signal électrique sans distorsion excessive. La conception d'un photodétecteur rapide est l'objectif principal d'un système de communication optique. Les photodiodes p-i-n sont considérées comme un excellent candidat pour la photodétection à très grande vitesse.

Ce chapitre est divisé en deux parties, la première partie fait un bref rappel des notions sur les matériaux III V et leurs caractéristiques en étudiant l'influence de la contrainte. La deuxième partie porte sur la photodétection, on fournit quelques types de composant photodétecteurs notamment la photodiode pin ainsi que ses caractéristiques.

2.2 Les semiconducteurs III V

Contrairement aux semi-conducteurs à bande interdite indirecte, comme le silicium, où toute transition optique requiert la participation d'un phonon pour conserver la quantité de mouvement (Figure 2.1). Ces matériaux gagnent une popularité croissante dans un large nombre de domaines d'application du fait qu'il est possible de produire des alliages ternaires et quaternaires. Il est donc possible de créer une large gamme de combinaisons différentes qui permettent d'adapter les propriétés électriques et optiques de ces matériaux aux applications spécifiques.

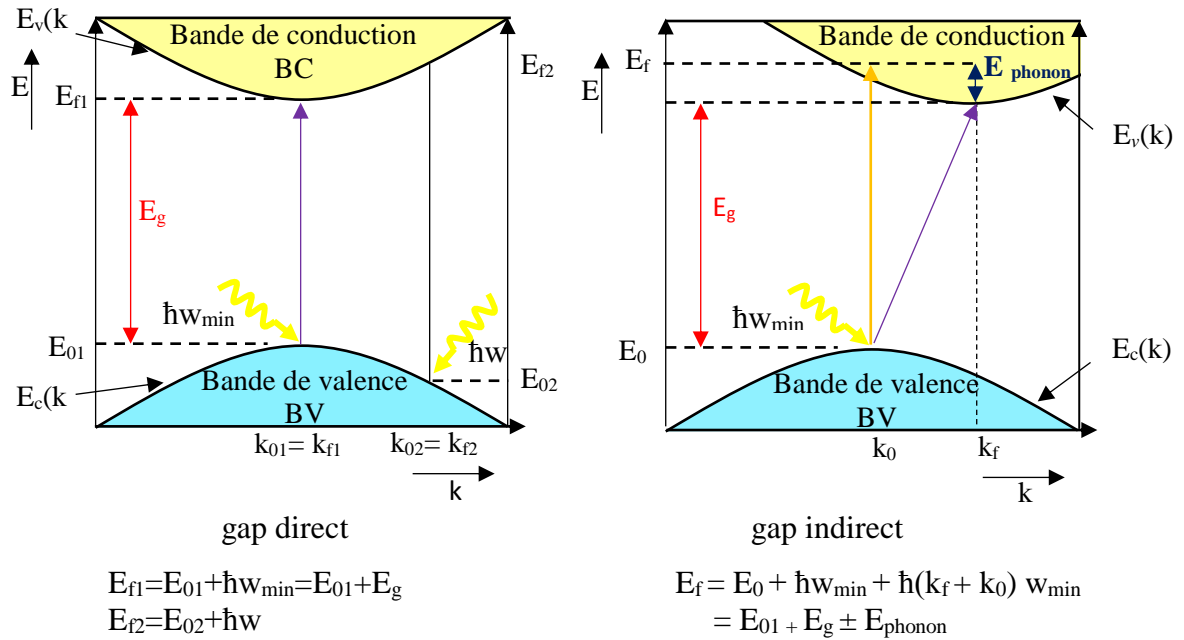


Figure.2. 1: Modèle de bande interdite directe et indirecte [1].

Les dispositifs photoniques et optoélectroniques basés sur des matériaux III-V parviennent grâce à différentes procédures expérimentales. Parmi les procédés les plus utilisés, on distingue principalement trois: l'épitaxie par jet moléculaire (EJM), l'épitaxie en phase liquide (EPL) et l'épitaxie en phase vapeur (EPV). Le terme épitaxie désigne le processus de croissance des couches cristallines supplémentaires sur la surface d'un substrat.

L'hétéroépitaxie de couches minces de matériaux semi-conducteurs développés sur des substrats monocristallins est aujourd'hui considérée comme un processus incontournable. En effet, cette technique représente une étape fondamentale pour la fabrication des dispositifs optoélectroniques et offre la possibilité de créer des interfaces parfaites sur le plan cristallographique [2-10]. Lors du processus d'hétéroépitaxie, la couche épitaxiée et le substrat sont deux semi-conducteurs ont des compositions chimiques distincts, c'est à dire qu'ils possèdent des constantes de réseau différentes. La couche épitaxiée a besoin d'être développée de telle sorte que l'on dispose d'une surface idéale à l'interface. Ce qui impose que les liaisons atomiques doivent être régulières, sans aucune altération, de part et d'autre de l'interface. De ce fait, il est nécessaire que les deux semi-conducteurs disposent tous deux du même pas de réseau, on parle ici d'épitaxie par accord de maille, ou bien, qu'ils puissent subir certaines déformations permettant d'atteindre un pas de réseau similaire, on parle alors d'épitaxie à couches contraintes. Pour l'homoépitaxiale, est la croissance d'un film ou d'une couche de semi-conducteur sur un substrat du même matériau cristallin et de la même structure cristalline, donc le substrat et le film possèdent le même paramètre de maille. Ce

qui fait que l'homoépitaxie consiste en un processus d'épitaxie avec accord de maille. Par exemple, une couche de silicium de type n^- peut être développée par épitaxie sur un substrat de silicium n^+ [11-15].

Les composés III-V ont pris progressivement beaucoup d'importance dans la fabrication de matériaux destinés à l'optoélectronique et aux dispositifs à très haute vitesse. En effet, la bande interdite directe favorise les transitions optiques, tandis que la mobilité élevée des électrons permet d'obtenir des composants électroniques rapides. Les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) et les transistors à haute mobilité électronique (THME) à base de GaAs ont atteint des fréquences en transit d'électrons dépassant 100 GHz et 660 GHz, et sont fabriqués en circuits intégrés dont les vitesses de fonctionnement vont jusqu'à 40 Gbps. En outre, il a été établi que les technologies basées sur le III-V, notamment les TBH à base d'InP, permettent d'obtenir une vitesse plus élevée ainsi qu'une faible utilisation d'énergie [11,16-20]. De plus, ils offrent une large gamme de matériaux de sorte qu'il est possible de former des alliages ternaires et quaternaires aux propriétés distinctes par un ajustement de la composition du semi-conducteur ce qui permet d'envisager de multiples applications dans les domaines de l'électronique et de l'optoélectronique.

En effet, ces matériaux sont généralement caractérisés par une excellente conductivité thermique qui leur permet de dissiper efficacement et rapidement la chaleur à l'intérieur du dispositif. Pour ces raisons, ces matériaux deviennent hautement compétitifs pour la fabrication de la majorité des dispositifs à couches minces qui interagissent avec la lumière. La caractéristique la plus intéressante des alliages III-V est la largeur de la bande interdite, qui passe de 0.17eV (InSb) jusqu'à 3,44 eV (GaN) qui correspond à une plage des longueurs d'onde comprise entre environ 7,29 et 0,35 μm [11,16-25].

La Figure 2.2 illustre la dépendance qui existe entre le paramètre de maille et la bande interdite de quelques matériaux semi-conducteurs les plus utilisés. Ces deux paramètres sont ajustables en agissant sur la composition chimique du composé en question. La caractéristique la plus intéressante des alliages III-V est la largeur de la bande interdite, qui passe de 0.17eV (InSb) jusqu'à 3,44 eV (GaN) qui correspond à une plage des longueurs d'onde comprise entre environ 7,29 et 0,35 μm . Les matériaux ayant le même paramètre de maille peuvent être développés facilement l'un sur l'autre sans créer des contraintes. Par exemple, le système GaAs/AlAs, ainsi que le matériau InGaAsN peut être développé sur le GaAs en jouant sur proportion des éléments qui compose cet alliage. Par contre, lorsque de

l'InAs est développé sur le GaAs, il en résulte une contrainte induite par le manque de cohérence de la maille [5, 25].

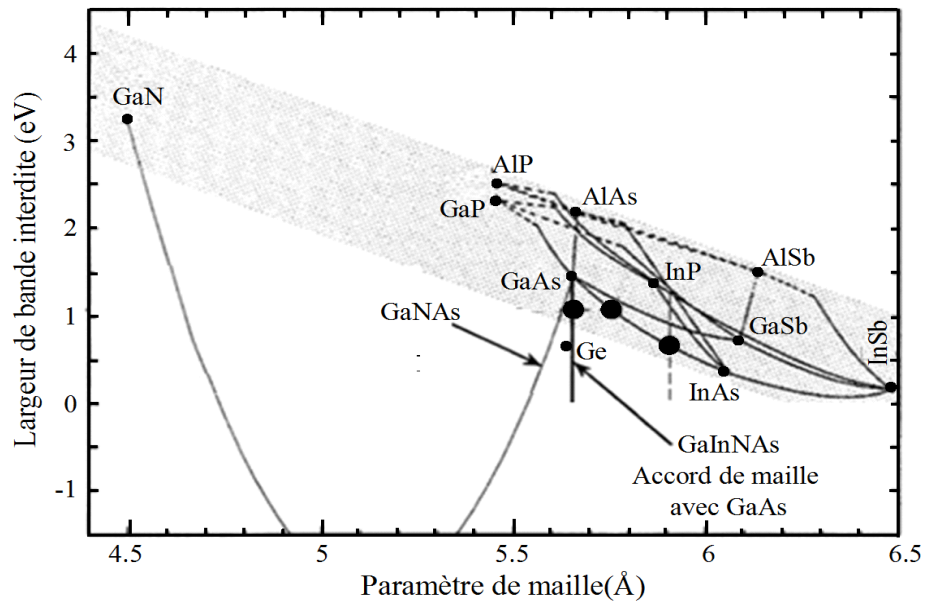


Figure.2. 2: Correspondance entre la bande interdite et le paramètre de maille pour les alliages ternaires III-V habituels [26].

2.2.1 Structure cristalline

Les semi-conducteurs III-V constituent une famille de matériaux élaborés à partir de cations du groupe 13 (les éléments de l'ancien groupe IIIA) et d'anions du groupe 15 (ancien groupe VA) du tableau de Mendeleïev. Sur la même colonne, plus la masse atomique augmente (de haut vers le bas), plus l'élément en question forme un composé III-V ayant une bande interdite plus étroite ainsi qu'une faible masse effective d'électrons. Un vaste nombre de matériaux binaires sont possibles comme le GaAs, GaN, InN, InAs. Ainsi, la combinaison des éléments des deux colonnes III et V permet de former des alliages ternaires (InGaAs, AlGaAs...) ou quaternaire (InGaAsN, AlGaAsP...), et sont obtenus à partir de la technique de croissance épitaxiale de films minces. Il est possible de créer des alliages par la substitution partielle d'un élément avec un élément différent appartenant à la même colonne. Dans la présente étude, nous allons étudier l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$.

Les matériaux basés sur des semi-conducteurs III V peuvent être cristallisés généralement en une structure sphalérite appelée aussi zinc blende (ZB) (groupe d'espace d'après la notation de Hermann-Mauguin : F43m), mais aussi parfois en une structure cristalline de wurtzite P63mc (WZ). La structure zinc blende est formée de deux sous réseaux (cfc) cubiques à faces centrées, le premier contient un élément de la colonne III (Al, In,

Ga...) tandis que le deuxième contient (N, P, Sb, As,...), ces deux sous-réseaux sont décalés du quart de la diagonale principale.

Dans la figure 2.3, tout atome se trouve entouré par quatre atomes les plus proches voisins, si nous choisissons l'un des coins de la première structure cfc comme origine, l'origine de la deuxième structure cfc a pour position $[1/4, 1/4, 1/4] \cdot a$. Le paramètre ‘a’ indique le paramètre de maille et est influencé par la concentration des éléments qui composent l'alliage. Le tableau 2.1 donne quelques valeurs du paramètre de maille des semi-conducteurs III-V [24, 27-31].

Tableau.2. 1 : Les valeurs des paramètres de réseau de quelques alliages binaires [32-34].

Paramètres	GaAs	InAs	GaN	InN
a (Å)	5.65325	6.0583	4.5	4.98

2.2.2 Substrat GaAs

Introduit au monde en 1920 et présenté en 1929 par Goldschmidt, qui a constaté qu'il possède une structure de zinc blende [35]. Le GaAs, considéré comme un matériau candidat puissant dans différents domaines, a bénéficié d'une vaste application dans le domaine d'électroniques et d'optoélectroniques grâce à sa bande interdite directe. C'est-à-dire que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se trouvent au même point dans la zone de Brillouin (en $k=0$), et qui permet l'absorption efficace de la lumière.

Cette caractéristique le qualifie en tant que candidat potentiel pour l'absorption de photons, ce qui permet d'augmenter le rendement de la détection. Ainsi qu'à sa grande mobilité électronique. Cependant, ce n'est qu'en 1952 que les propriétés électroniques des matériaux III-V sont rapportées pour la première fois. H. Welker, en Allemagne de l'Ouest, a publié un document sur les nouveaux matériaux semi-conducteurs, y compris le célèbre composé semi-conducteur III-V, le GaAs [36-39].

Le GaAs possède un gap direct avec une largeur de bande interdite de 1,424 eV (à 300K) ainsi qu'un paramètre de maille de 5,653 Å [40]. La structure cristalline est illustrée dans la figure 2.3 et la structure de bande est indiquée sur les figure 2.4. Dans la structure cristalline de GaAs les anions (arsenic As) occupent un sous-réseau cubique à faces centrées (cfc) et les cations (gallium Ga) sont dans un autre sous-réseau cfc. Tout atome possède une coordination tétraédrique ainsi que des liaisons de type covalent qui le relient aux quatre atomes qui lui sont les plus proches.

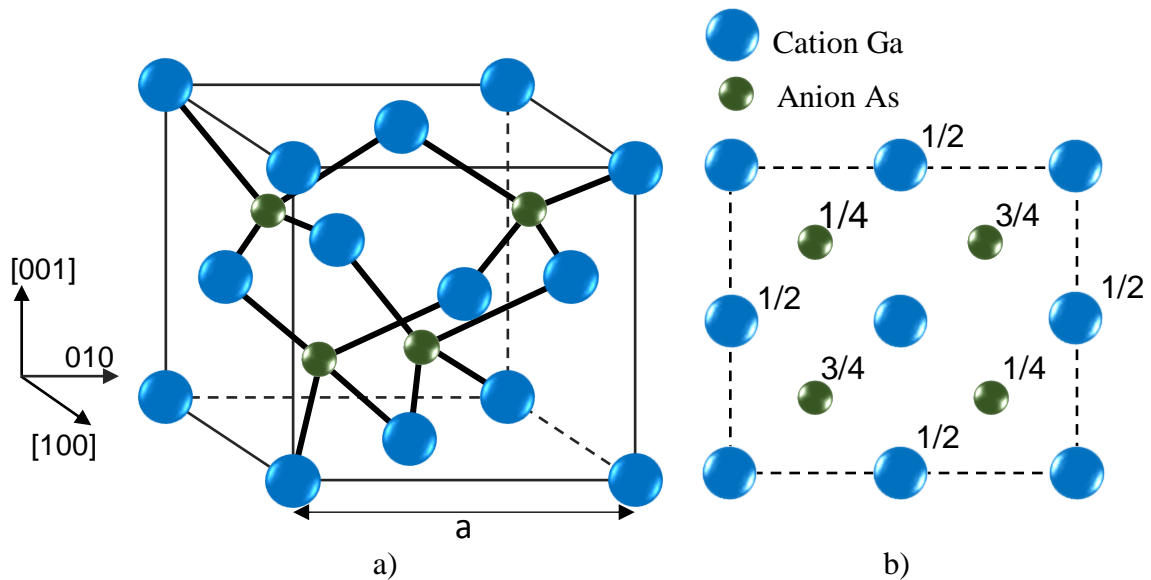


Figure.2. 3: a) La maille élémentaire en 3D de la structure zinc blende, b) Vue du haut de la structure zinc blende [32].

Du fait qu'une couche de l'alliage InGaAsN va être développée sur un substrat épaisse de GaAs qui possède une structure de zinc blende, par conséquent, cette couche doit adopter une structure cristalline de zinc blende et le substrat impose sa maille. Les valeurs des constantes de réseau pour GaAs, InAs, GaN et InN sont indiquées dans le tableau 2.1 [32].

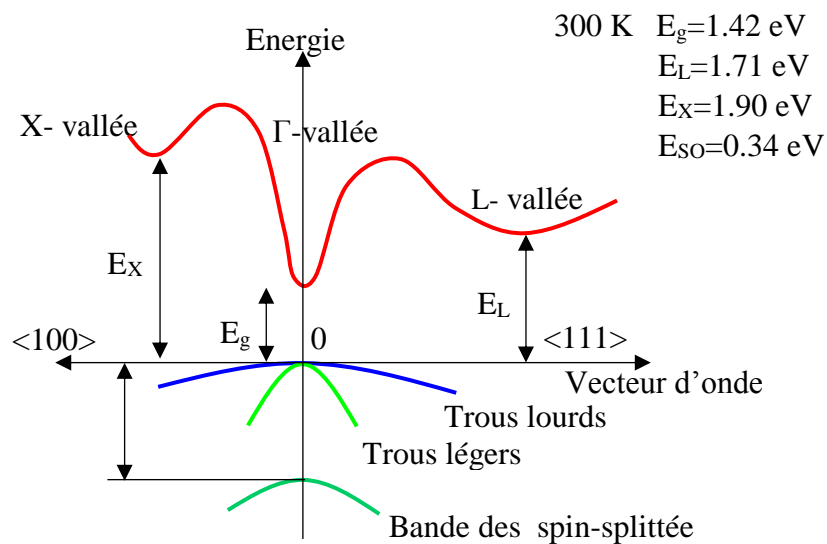


Figure.2. 4: Structure de bande de GaAs à 300K [41].

2.3 Alliages III-V

De nombreux systèmes optoélectroniques reposent sur des alliages de matériaux binaires. Vu la répartition aléatoire des éléments d'un même groupe dans le réseau de l'alliage, il est quasiment impossible de déterminer de manière précise les paramètres des

matériaux. De multiples méthodes ont été proposées pour étudier les propriétés physiques des alliages [29, 34, 42]. D'autre part, Le paramètre fondamental de tout semi-conducteur réside dans sa bande interdite ainsi que son paramètre de maille.

Afin de pouvoir évaluer le paramètre de maille d'un alliage semi-conducteur, il est habituel de faire appel à la loi de Vegard. Cette loi déclare qu'on peut déterminer le paramètre de maille d'un alliage semi-conducteur au moyen d'une interpolation linéaire à partir de le paramètre de maille du semi-conducteur qui le compose. Avec cette méthode d'interpolation linéaire, on peut déduire le paramètre physique relatif au ternaire (T) dont la forme chimique $A_xB_{1-x}C$ qui est composés des binaires AC et BD, depuis les binaires (B) comme suit [32, 43-45] :

$$T_{ABC}(x) = xP_{AC} + (1 - x)P_{BC} \quad 2.1$$

P_{AC} est un paramètre physique de AC.

P_{BD} est un paramètre physique de BD.

Or, il arrive fréquemment que les paramètres ne suivent pas la loi linéaire établie dans l'équation 2.1. Par conséquent, le paramètre ternaire sera approximativement évalué selon la formule suivante :

$$T_{ABC}(x) = xP_{AB} + (1 - x)P_{BC} - u(1 - u)C_{ABC} \quad 2.2$$

Ce paramètre C_{BCD} est habituellement utilisé pour désigner la courbe ou le non linéarité d'un état en question. Conformément à la loi de Vegard, $C_{ABC} = 0$ dans le cas du paramètre de maille. La courbure est également absente dans le cas de la masse effective de la majorité des alliages. En revanche, il est souvent constaté que la courbure est importante dans le cas d'énergie de gap. Pour la majorité des alliages III-V, la bande interdite se trouve souvent inférieure à celle obtenue avec l'interpolation linéaire, et donc C reste positif [43].

Le tableau 2.2 donne quelques valeurs de paramètre de courbure pour quelques alliages.

Tableau.2. 2 : Certains paramètres de courbure (C) pour quelques matériaux III-V classiques.

Alliage	Paramètre de courbure (eV)
$In_yGa_{1-y}As$	0,477 [34]
$GaAs_{1-z}P_z$	0.19 [34]
$InAs_{1-z}P_z$	0.1 [34]
$GaAs_{1-x}N_x$	18 [45]

On considère le composé quaternaire $A_{1-x}B_xC_yD_{1-y}$ formé à partir des quatre éléments binaires : AC, AD, BC et BD. En utilisant la méthode d'interpolation linéaire, il est possible de trouver le paramètre quaternaire (Q) en utilisant les binaires selon la formule suivante :

$$Q_{ABCD}(x, y) = (1 - x)yP_{AC} + (1 - x)(1 - y)P_{AD} + xyP_{BC} - x(1 - y)P_{BD} \quad 2.3$$

De plus, il est possible qu'un des quatre paramètres binaires soit manquant (si par exemple il manque le paramètre binaire B_{AD}), alors il sera utile d'estimer le paramètre quaternaire grâce à la formule suivante :

$$Q_{ABCD}(x, y) = (1 - x)P_{AC} + (x + y - 1)P_{BC} + (1 - y)P_{BD} \quad 2.4$$

On considère que le composé quaternaire $A_{1-x}B_xC_yD_{1-y}$ résulte de la combinaison entre trois binaires : AD, BD et CD. Dans ce cas, on obtient un résultat d'interpolation linéaire de la forme :

$$Q_{ABCD}(x, y) = xP_{AD} + yP_{BD} + (1 - x - y)P_{CD} \quad 2.5$$

En présence des résultats relatifs aux paramètres ternaires (T), on peut exprimer le paramètre quaternaire ainsi :

Pour un quaternaire $Q_1(u, v)$ de la forme $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$

$$Q_1(x, y) = \frac{x(1-x)[yT_{ABC}(x) + (1-y)T_{ABD}(x)] + y(1-y)[xT_{ACD}(y) + (1-x)T_{BCD}(y)]}{x(1-x) + y(1-y)} \quad 2.6$$

Pour un quaternaire Q_2 de la forme $A_xB_yC_{1-x-y}D$ [46, 47] :

$$Q_1(x, y) = \frac{xyT_{ABC}(u) + y(1-x-y)T_{ACD}(v) + x(1-x-y)T_{ABD}(w)}{xy + y(1-x-y) + x(1-x-y)} \quad 2.7$$

$$\text{Avec } u = \frac{1-x+y}{2}, \quad v = \frac{2-x-2y}{2}, \quad w = \frac{2-2x-y}{2}$$

2.4 Les hétérostructures

Le terme "hétérostructures" fait référence aux structures composées de deux ou plusieurs couches de matériaux différents, superposées l'une sur l'autre. Ces structures sont largement utilisées dans les dispositifs à semi-conducteurs depuis 1969. Les hétérostructures ont été aussi introduites aux transistors pour obtenir de meilleures performances. Les structures de base en couches III-V des dispositifs optoélectroniques peuvent être produites à l'aide de plusieurs technologies de croissance. Les procédés les plus courants sont :

l'épitaxie par jets moléculaires (EJM), épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM) et l'épitaxie par jets chimiques (EJC) [2, 10, 48-51]. Dans la plupart des applications, l'épitaxie en phase vapeur (EPV) et l'épitaxie en phase liquide (EPL) sont remplacées par la MBE, l'EPVOM [3]. Les composants optoélectroniques sont généralement issus des hétérostructures basées sur des alliages comme les III-Vs binaires ou ternaires (GaAlAs, GaAsP, GaInAs...), ou quaternaires dans notre cas InGaAsN, développés par épitaxie sur des substrats comme GaP GaAs, GaN ou InP, qui sont particulièrement bien adaptés aux applications optoélectroniques.

D'autre part, une technique de croissance épitaxiale consiste à faire croître un film sur un substrat. Pour pouvoir faire croître une couche mince sur un substrat de manière cohérente, il est important que la structure cristalline et le paramètre de maille qui caractérisent le matériau à croître soient comparables à celles du substrat. De plus, Un processus de croissance parfait d'une hétéroépitaxie ne peut être obtenue que dans la mesure où l'épaisseur de la couche épitaxiée est inférieure à un seuil d'épaisseur spécifique, appelé l'épaisseur critique h_c proposée par [52, 53]. De telles hétérostructures sont connues sous le nom de structures à couches contraintes.

2.4.1 Le principe de couche contrainte

La contrainte exercée représente l'élément essentiel. Cette contrainte est attribuée principalement à deux facteurs : le premier est la désadaptation ou la divergence de paramètres des mailles entre les deux matériaux, considérons $\Delta = \frac{a_{couche} - a_{substrat}}{a_{substrat}}$ comme le taux de désaccord. Le deuxième facteur est la différence du coefficient de dilatation thermique entre substrat et la couche épitaxiée. Dans le cadre de cette thèse, nous ne nous intéressons qu'au premier type.

Au cours du processus d'hétéroépitaxie, quand une couche mince est développée sur un substrat épais avec des paramètres de réseau distincts (mais pas trop différents), le substrat, dont l'épaisseur est supérieure, va imposer sa maille à la proximité de l'interface (figure 2.5). C'est-à-dire que l'épaisseur h de la couche est faible par rapport h_c , ainsi que Δ est faible qui est généralement $|\Delta| < 2\%$ dans ce cas la relaxation des contraintes est élastique, et l'interface substrat-couche épitaxiée se trouve cohérente [54, 55]. Alors, dans le plan de croissance la couche épitaxiée se déforme afin d'adopte le paramètre de maille du substrat, ce qui entraîne une déformation tétragonale de sa maille. La contrainte exercée sur la couche peut être de type compressif ou extensif selon l'écart entre les constantes des réseaux.

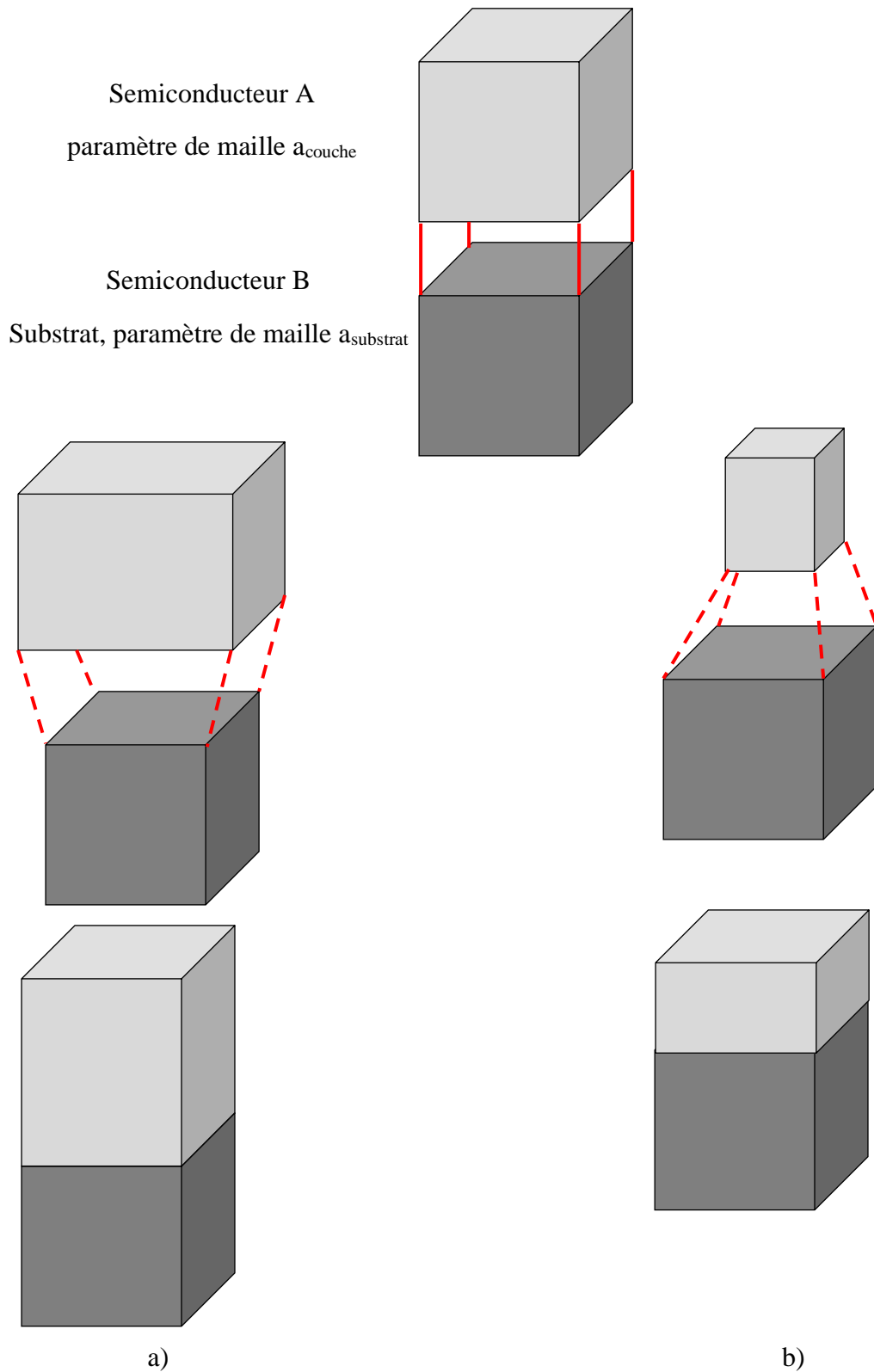


Figure.2. 5 : Semiconducteurs A, B dans les différentes configurations: compression a) $a_{substrat} < a_{couche}$ et b) extension $a_{substrat} > a_{couche}$.

De ce fait, lorsque le paramètre de maille de la couche est plus petit que celle du substrat ($\Delta < 0$), la contrainte est de type extensif. Tandis que, lorsque le paramètre de maille de la couche est plus grand que celle du substrat ($\Delta > 0$), la contrainte est de type compressif.

Il est par ailleurs important de noter que la contrainte biaxiale dans le plan implique également une contrainte résultante dans la direction perpendiculaire à l'interface. Ce dernier subit une contrainte pour compenser la déformation de son paramètre de maille parallèle tout en maintenant le volume relativement inchangé. Une contrainte biaxial compressive provoque une extension tandis qu'une contrainte extensive provoque une compression. Ce type de croissance est appelé pseudomorphe [54-57]. Lorsqu'une couche pseudomorphe est développée dans la direction (001), l'adaptation du paramètre de maille entre la couche épitaxiale et le substrat se traduit par Δ [58]. Les deux situations ci-dessus font appel à une compréhension des caractéristiques élastiques de la couche épitaxiale. Dans la théorie de l'élasticité, la loi de Hooke est utilisée pour définir la dépendance entre les tenseurs de déformation ε , de contrainte σ et d'élasticité C [12, 32, 46, 59, 60] :

$$\sigma_{ij} = \sum_{nm} C_{ij} \varepsilon_{nm} \quad 2.8$$

Avec l'extension de la loi de Hooke à trois dimensions. La matrice correspondante est :

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} \end{Bmatrix} \quad 2.9$$

Dans une structure cubique, les axes du cube sont symétriques par rapport à des rotations de 90° , par conséquent, seules trois constantes élastiques indépendantes existent (C_{11} , C_{12} et C_{44}) et l'équation 2.9 se simplifie à :

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} \end{Bmatrix} \quad 2.10$$

En considérant la croissance dans l'orientation (001), on constate que la contrainte dans la direction orthogonale est nulle ($\sigma_{zz}=0$) car aucune force n'agit dans cette direction. Ceci signifie que le matériau ne subit aucune contrainte, à l'exception de la pression atmosphérique qui est négligeable le long de cette direction. De l'équation 2.10 on a :

$$\sigma_{xx} = C_{11}\varepsilon_{xx} + C_{12}\varepsilon_{yy} + C_{12}\varepsilon_{zz} \quad 2.11$$

$$\sigma_{yy} = C_{12}\varepsilon_{xx} + C_{11}\varepsilon_{yy} + C_{12}\varepsilon_{zz} \quad 2.12$$

$$\sigma_{zz} = C_{12}\varepsilon_{xx} + C_{12}\varepsilon_{yy} + C_{11}\varepsilon_{zz} = 0 \quad 2.13$$

Au cours d'une croissance cohérente, les contraintes exercées étant biaxiale et répartie de façon uniforme à la surface, et les équations 2.11 et 2.12 donnent donc $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$.

Conformément aux suppositions habituelles, ε_{xx} et ε_{yy} sont notées ε^{\parallel} tandis que ε_{zz} est notée ε^{\perp} . On peut alors écrire les équations sous la forme :

$$\sigma_{xx} = C_{11}\varepsilon^{\parallel} + C_{12}\varepsilon^{\parallel} + C_{12}\varepsilon^{\perp} \quad .2.14$$

$$\sigma_{yy} = C_{12}\varepsilon^{\parallel} + C_{11}\varepsilon^{\parallel} + C_{12}\varepsilon^{\perp} \quad 2.15$$

$$\sigma_{zz} = C_{12}\varepsilon^{\parallel} + C_{12}\varepsilon^{\parallel} + C_{11}\varepsilon^{\perp} = 0 \quad 2.16$$

de l'équation 2.16 on obtient :

$$\varepsilon^{\perp} = -\left(\frac{2C_{12}}{C_{11}}\right)\varepsilon^{\parallel} \quad 2.17$$

2.4.2 Effet sur la structure de bande des semi-conducteurs de zinc blende

La contrainte constitue également un facteur supplémentaire permettant en effet une meilleure connaissance des caractéristiques de matériau. La figure 2.6 représente une illustration schématique montrant de quelle façon la contrainte exercée sur une couche développée dans la direction (001) modifie les bandes dans un semi-conducteur à gap direct.

Comme le montre la figure, lorsqu'il n'y a pas de contrainte, le bord de la bande de valence, les bandes des trous lourds et des trous légers, sont isotropes et dégénérées au centre de la zone de Brillouin. La bande des spin-splittée étant à une énergie Δ_0 vers le bas des bandes des trous lourds et des trous légers. La valeur moyenne des trois bandes représente le centre de gravité de la bande de valence $E_{v_{moy}} = \frac{E_{hh} + E_{lh} + \Delta_0}{3}$ apparaît à $\frac{\Delta_0}{3}$ plus bas que le maximum de la bande de valence en $k=0$ [46].

E_{hh} est le niveau d'énergie de la bande des trous lourds.

E_{lh} est le niveau d'énergie de la bande des trous légers.

Δ_0 est l'énergie de décalage des bandes des trous spin-splitte.

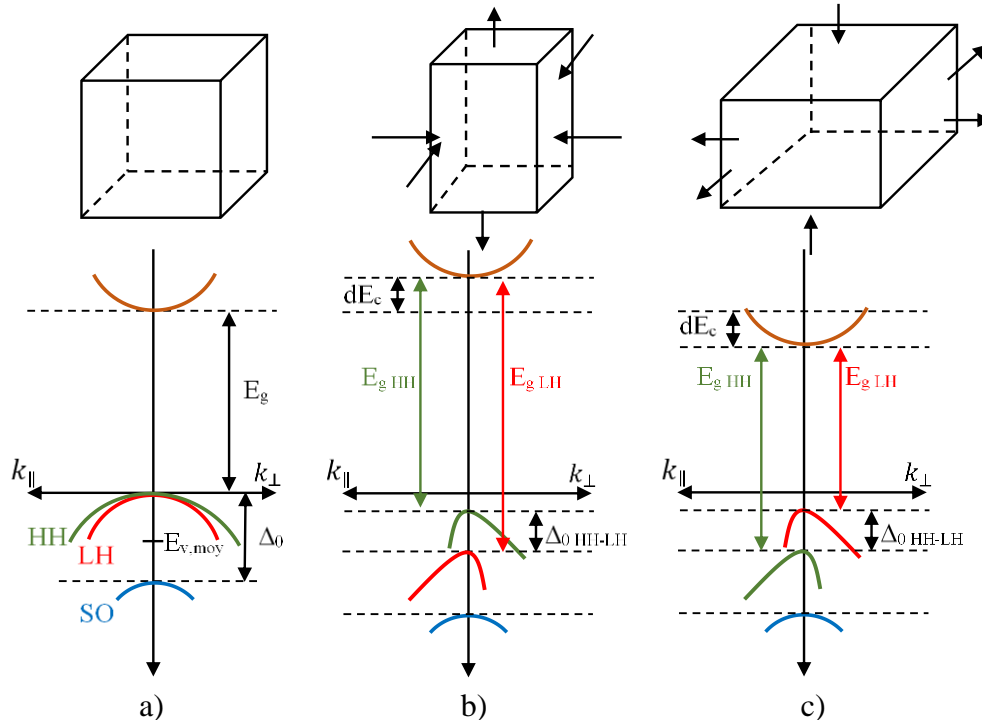


Figure.2. 6: La structure de bande des semi-conducteurs de zinc blende pour les trois situations : (a) Non contraint (b) contrainte compressive (c) contrainte extensive [29].

Dans un premier temps, nous allons étudier le cas contraint. En effet, le calcul des effets de la contrainte sur l'alignement des bandes a été établi de façon assez précise selon la théorie des modèles proposées par Van der Walle et Martin [61, 62, 63], ainsi que [46, 64, 65]. En effet, il est important de décomposer la contrainte en composantes pour pouvoir ensuite étudier les changements et analyser comment les contraintes agissent sur la structure de bande d'un semi-conducteur.

La contrainte agit par le biais de deux composantes : hydrostatique et cisaillement. La première influe sur les bande de valence et de conduction et induit des décalages dans le centre de gravité de bande de valence $E_{v,moy}$ et la bande de conduction E_c suivant l'axe (oz) qui est perpendiculaire à l'interface de croissance. Tandis que, la composante de cisaillement de la contrainte biaxiale agit suivant les axes ox et oy et sert, dans la bande de valence, à élimine la dégénérescence qui caractérise les états d'énergie des trous lourds et légers. En présence d'une contrainte biaxiale compressive (figure.2.6.b) ou extensive (figure.2.6.c), la largeur de bande interdite du matériau accroît suite à une augmentation de l'écart entre la bande de conduction et le centre de gravité des bandes de valence sous l'effet de la compression hydrostatique. Mais dans le cas d'une extension hydrostatique l'écart diminue. Parallèlement, la dégénérescence des bandes de trous lourds HH et de trous légers LH disparaît sous l'action de la composante de cisaillement. A la différence d'une structure stable

(sans contrainte), on assiste à une forte séparation des trous lourds et des trous légers, les états des trous légers (LH) se trouvent plus distancés énergétiquement et en dessous par rapport aux états des trous lourds (HH). En outre, la composante de cisaillement donne aux bandes de valence un caractère anisotrope, de sorte que les trous lourds, qui possèdent une énergie supérieure, se trouvent lourds suivant k_{\perp} , mais légères suivant k_{\parallel} et l'inverse pour une bande dont l'énergie inférieure (trous légers). Tandis que, dans le cas d'une contrainte extensive biaxiale, l'écart entre les deux bandes de valence et de conduction est diminué en comparaison avec le cas d'une contrainte de compression, et l'état LH se trouve au-dessus de l'état HH. [46, 66, 67]. Les écarts d'énergie exercés sur les centres de gravités des deux bandes : de valence $E_{v,moy}$ et de conduction E_c induits par la composante hydrostatique sont exprimés selon [46, 61] :

$$dE_c = a_c \frac{\Delta V}{V} = a_c(2\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) = a_c(2\varepsilon^{\parallel} + \varepsilon^{\perp}) \quad 2.18$$

$$dE_v = a_v \frac{\Delta V}{V} = a_v(2\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) = a_v(2\varepsilon^{\parallel} + \varepsilon^{\perp}) \quad 2.19$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} \quad 2.20$$

a_c , a_v représentent les potentiels de déformation hydrostatique pour les bandes de conduction et de valence respectivement.

Dans le cas d'une croissance sur un substrat (001), pour chacune des trois bandes de la bande de valence, les déplacements d'énergie qui en résultent de la dégénérescence de la bande de valence induits par la contribution de la composante de contrainte de cisaillement sont calculés par rapport à la valeur moyenne $E_{v,moy}$ qui est choisie comme un niveau d'énergie de référence comme suit [46, 67] :

$$\Delta E_{hh} = \frac{\Delta_0}{3} - \frac{\delta E_{001}}{2} \quad 2.21$$

$$\Delta E_{lh} = -\frac{\Delta_0}{6} + \frac{\delta E_{001}}{4} + \frac{1}{2} \sqrt{\left[\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E_{001} + \frac{9}{4} (\delta E_{001})^2 \right]} \quad 2.22$$

$$\Delta E_{so} = -\frac{\Delta_0}{6} + \frac{\delta E_{001}}{4} - \frac{1}{2} \sqrt{\left[\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E_{001} + \frac{9}{4} (\delta E_{001})^2 \right]} \quad 2.23$$

$$\delta E_{001} = 2b(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \quad 2.24$$

Dans le cas d'une croissance sur un substrat (111) [46, 61] :

$$\delta E_{111} = \frac{2}{3}\sqrt{3}d(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \quad 2.25$$

Les grandeurs b et d représentent respectivement les potentiels de déformation de cisaillement tétragonale et rhomboédrique.

Dans le cas non contraint, le bord de la bande de valence, les bandes des trous lourds et des trous légers, sont isotropes et dégénérées au centre de la zone de Brillouin (figure.2.6.a). Le tableau 2.3 donne quelque paramètre des binaires les plus connus.

Tableau.2. 3:Les valeurs des paramètres de quelques binaires III-V [28, 32-34,64].

	GaAs	InAs	GaN	InN
Paramètre de maille, a(Å)	5.653	6.058	4.50	4.98
Energie de bande interdite à 300 K, E _g (eV)	1.424	0.354	3.25	0.756
Permittivité relative (ε _r)	13.1	14.6	8.9	15.3
Energie de bande interdite à 0 K, E _g (eV)	1.519	0.414	3.47	1.994
Energie de décalage des bandes des trous spin-splitte, Δ ₀ (eV)	0.34	0.39	0.017	0.005
Potentiel de déformation hydrostatique pour la bande de conduction, a _c (eV)	-7.17	-5.08	-6.17	-2.56
Potentiel de déformation hydrostatique pour la bande de valence, a _v (eV)	1.16	1	0.6	0.7
Potentiel de déformation de cisaillement tétragonale, b (eV)	-1.7	-1.8	-2	1.2
Constante élastique, C ₁₁ (Gpa)	1221	832.9	293	187
Constante élastique, C ₁₂ (Gpa)	566	452.6	159	125
Constante de Varshni, A	0.54	0.27	0.909	0.245
Constante de Varshni, B	205	93	830	624
Référence des énergies pour la bande de valence, E _{v, moy} (eV)	-6.92	6.67	-6.5	-5.4

Lorsque deux matériaux possèdent le même paramètre de maille, ceci est possible comme pour le cas du matériau InGaAsN qui, pour des proportions appropriées d'azote (N) et d'Indium (In), peut se croître avec un accord de maille avec le GaAs ce qui permet d'obtenir un dispositif à structure stable. Cela signifie que les semiconducteurs ne subissent aucune contrainte. Récemment, le développement d'hétérostructures reposant sur l'alliage InGaAsN avec une légère concentration d'azote, inférieur à 4%, est devenu un sujet intéressant. La bande interdite de GaAs décroît de 1,42eV à approximativement 1.25meV suite à l'ajout d'une faible quantité d'azote à, environ 1 % [54, 68]. Depuis quelques années, l'InGaAsN déposé sur le substrat de GaAs a été au cœur de nombreuses recherches [69-77].

Cela est dû, premièrement, aux applications intéressantes, comme les cellules solaires [78-80], ainsi que la photo-détection [81] ainsi que les applications laser [82, 83]. Deuxièmement, la structure InGaAsN sur un substrat GaAs offre un niveau élevé d'absorption optique. Les bords de bande des trous lourds et des trous légers sont dégénérés au centre de la zone de Brillouin. De ce fait [64, 84, 85] :

$$\delta E_{001} = 0 \quad 2.26$$

$$\Delta E_{hh} = \frac{\Delta_0}{3} \quad 2.27$$

$$\Delta E_{lh} = \frac{\Delta_0}{3} \quad 2.28$$

$$\Delta E_{so} = -\frac{2\Delta_0}{3} \quad 2.29$$

Connaissant $E_{v,moy}$, on peut évaluer les énergies de bord de la bande de valence et de la bande de conduction E_v , et E_c respectivement :

$$E_v = E_{v,moy} + \frac{\Delta_0}{3} \quad 2.30$$

$$E_c = E_{v,moy} + \frac{\Delta_0}{3} + E_g \quad 2.31$$

A ce jour, un très grand nombre des technologies les plus importantes dans le domaine de la photonique reposent sur des hétérostructures formées à partir des alliages III-V (binaires, ternaires ou quaternaires) sur des substrats comme le GaAs ou d'InP qui sont les plus utilisées dans les systèmes optoélectroniques. La structure InGaAsN/GaAs est très adaptée à une variété d'applications industrielles, parmi lesquelles les systèmes optoélectroniques nécessitant des vitesses ultra-élevées. De plus, InGaAsN en accord de maille avec GaAs permet d'obtenir un dispositif à structure stable.

2.5 La Photodétection

Le développement des semi-conducteurs a donné naissance à une toute nouvelle série de dispositifs de photodétection rapides, compacts, efficaces ainsi qu'à une large gamme de spectres. Les photodétecteurs sont utilisés dans pratiquement toutes les applications optoélectroniques. Un photodétecteur est défini comme un dispositif électronique permettant de détecter la quantité de lumière incidente en fonction des exigences de l'application et de générer un courant électrique. Cette section présente divers photodétecteurs standard et

conventionnels à base de semi-conducteurs, notamment les photoconducteurs, les photodiodes PN et PIN, les photodiodes à avalanche.

2.6 Principe de la photodétection

Un photodétecteur parfait convertit fidèlement un signal optique en énergie électrique, c'est-à-dire sans intégrer de bruit supplémentaire. Il repose sur trois processus : la génération de porteurs libres due à l'absorption des photons incidents, le transport des porteurs photogénérés et la transmission du signal électrique au circuit. Les photodétecteurs se divisent en deux catégories, selon la différence des processus de conversion : les détecteurs thermiques et les détecteurs de photons [86, 87]. Les détecteurs thermiques reposent sur l'effet photothermique pour convertir l'énergie optique en chaleur. En revanche, les détecteurs de photons, également appelés photodétecteurs, sont des dispositifs quantiques fondés sur l'effet photoélectrique, transformant un photon en un électron émis ou une paire électron-trou. Ces derniers réagissent en fonction du nombre de photons absorbés. Les photodétecteurs transforment directement les signaux optiques en signaux électriques qui peuvent être traités ou stockés.

Les photodétecteurs se divisent en deux types (figure.2.7): intrinsèques et extrinsèques. Les intrinsèques captent la lumière qui a une longueur d'onde proche ou supérieure à celle où le matériau ne conduit pas bien l'électricité. Cela crée des paires d'électrons et de trous qui génèrent un courant électrique. Les extrinsèques détectent la lumière moins énergétique que celle nécessaire pour faire conduire le matériau. Lorsqu'un photon est absorbé, il libère un électron qui laisse une lacune derrière lui, créant un courant électrique [88, 89]. C'est illustré dans la figure.2.7.

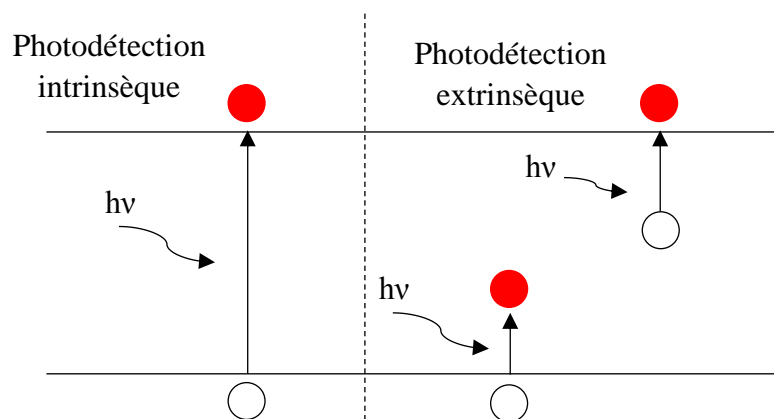


Figure.2. 7 : Photodétection intrinsèque et extrinsèque.

Le comportement d'un atome peut être compris en observant les électrons dans les deux dernières bandes d'énergie : la bande de valence (BV), où l'énergie est minimale, et la bande de conduction (BC), où elle est maximale. La différence d'énergie entre ces deux bandes est appelée "bande interdite" et est représentée par E_g (énergie de la bande interdite), qui caractérise les différents matériaux. Pour qu'un courant soit créé dans un semi-conducteur grâce à la formation de paires électron-trou sous l'effet de la lumière, il faut que l'énergie du photon ($h\nu$) soit égale ou supérieure à la largeur de la bande interdite E_g du semi-conducteur [88, 90] :

$$E_g = E_C - E_V \quad 2.32$$

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} \geq E_g \quad 2.33$$

Où

h représente la Constante de Planck, $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s.

ν est la fréquence du rayonnement lumineux.

c représente la célérité, $c = 2.997925 \cdot 10^8$ m.s⁻¹.

Le seuil photoélectrique λ_0 de la bande interdite peut s'écrire comme suit :

$$\lambda_0 (nm) \leq \frac{1240}{E_g (eV)} \quad 2.34$$

λ_0 est également appelée 'longueur d'onde de coupure', marque la limite au-delà de laquelle le phénomène de photocréation de porteurs ne peut plus se produire. Elle fixe ainsi, pour chaque matériau, la limite supérieure du domaine spectral d'absorption. Le tableau 2.4 présente l'énergie de gap et la longueur d'onde de coupure de quelques matériaux semiconducteurs à 300 K.

Tableau.2. 4 : Energie de gap et longueur d'onde de coupure pour différents matériaux semiconducteurs [91].

	GaAs	InAs	InP	GaP	GaAlAs	GaInAs	GaInAsP
E_g (eV)	1.42	0.36	1.35	2.26	1.7	1.75	[0.75- 1.35]
λ_0 (μm)	0.87	3.44	0.92	0.55	0.73	1.65	[0.92 1.65]

Dans un photodétecteur, les porteurs de charge sont générés lorsqu'un photon interagit avec un électron dans la bande de valence d'un matériau, ce qui provoque l'excitation de cet électron vers la bande de conduction et la formation d'une paire électron-trou. Cette paire est ensuite séparée par un champ électrique, tel que représenté dans la figure 2.8. Les électrons et les trous ainsi créés se déplacent vers des électrodes opposées. Les mécanismes sous-jacents dépendent de la structure spécifique du photodétecteur utilisé, qu'il s'agisse d'un photoconducteur, d'une photodiode, etc. Cette séparation entraîne un courant de charge à travers le circuit externe, rétablissant ainsi la neutralité électrique du matériau [91, 92].

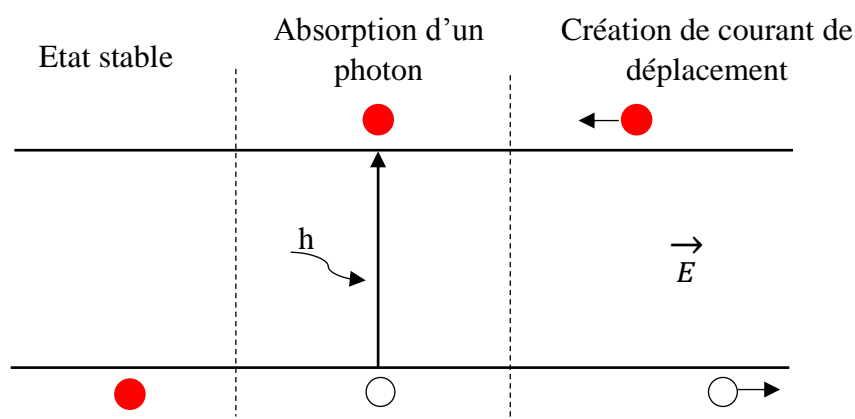


Figure.2. 8: Création de courant de déplacement sous l'action d'un champ électrique externe.

2.7 Les principaux photodétecteurs en télécommunications optiques

Les photoconducteurs et les photodiodes sont essentiels pour convertir les signaux optiques en énergie électrique. Une diversité de dispositifs est disponible, comprenant les photodiodes PN, PIN, les photodiodes à avalanche et les photodiodes UTC. Dans la suite, nous examinerons ces différents photodétecteurs, en détaillant leur structure et leur mode de fonctionnement.

2.7.1 Photoconducteurs

Un photoconducteur de base est un barreau de semi-conducteur, prise en sandwich entre deux contacts ohmiques. La conductivité du matériau augmente lorsque la lumière incidente frappe la surface du dispositif, ce qui entraîne la génération de porteurs par effet photoélectrique.

Le schéma de polarisation d'un photoconducteur est présenté dans la figure 2.9. Une tension provenant d'une source alimente un courant I à travers le semi-conducteur. Lorsqu'un

faisceau optique le traverse, le photoconducteur crée des paires électron-trou qui altèrent la conductivité de la couche absorbante, entraînant ainsi une modification de la conductance du semi-conducteur. Par conséquent, le courant dans le circuit augmente, provoquant une élévation de la tension aux bornes de la résistance de charge RC [93-95].

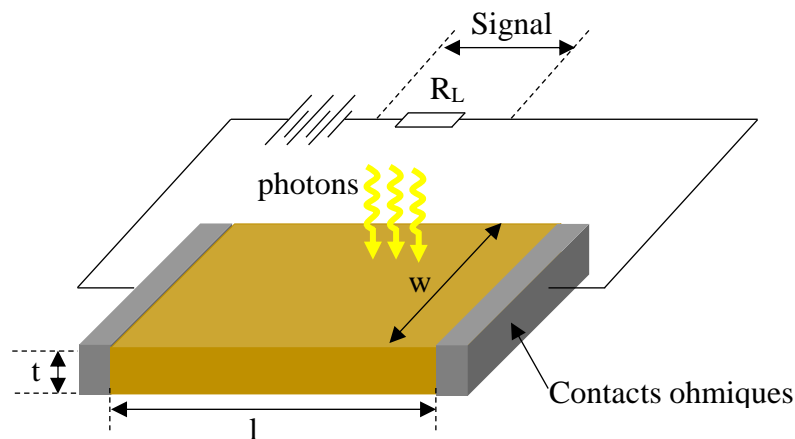


Figure.2. 9: Un photoconducteur consiste en un semiconducteur pris en sandwich entre deux contacts ohmiques [95].

La mobilité des électrons est généralement beaucoup plus élevée que celle des trous. Par conséquent, les électrons sont collectés par les contacts ohmiques beaucoup plus rapidement que les trous, laissant ainsi une charge positive nette dans le matériau semi-conducteur. Pour neutraliser cette charge, un deuxième électron est introduit dans la couche active par le deuxième contact ohmique. Ce processus se poursuit jusqu'à ce que les trous soient collectés ou recombinés à l'intérieur du semi-conducteur. Le gain photoconducteur est le rapport entre la durée de vie des porteurs photogénérés τ_v , et le temps de transit des électrons et trous τ_t à travers le semi-conducteur [96]:

$$G = \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad .2.35$$

Pour un gain élevé, la durée de vie est en principe longue, tandis que l'espacement entre les électrodes doit être court. Du fait que la vitesse et le temps de réponse des photoconducteurs sont également déterminés par la durée de vie des porteurs, un gain photoconducteur élevé entrave le temps de réponse décent et la vitesse d'un photoconducteur. Donc, il existe un compromis entre le gain et la vitesse. En général, le temps de réponse des photoconducteurs est beaucoup plus long que celui des photodiodes. Le gain G est influencé par les propriétés intrinsèques du matériau et sa configuration géométrique. La mobilité des porteurs et la distance entre les électrodes influent sur le temps de transit τ_t , tandis que la présence de pièges affecte directement la durée de vie τ_v [97].

De plus, la durée de vie des porteurs influence le comportement en fréquence du photoconducteur. Lorsqu'il est soumis à des signaux optiques modulés et dans le cadre d'un mécanisme de recombinaison suivant une loi de Poisson, le photoconducteur présente un gain défini par la relation suivante [98]:

$$G(f) = \frac{\tau_v}{\tau_t \sqrt{1 + (2\pi f \tau_v)^2}} \quad 2.36$$

2.7.2 Photodiode à avalanche

Dans les systèmes de communication optique, les signaux lumineux reçus par le récepteur sont souvent de faible intensité, nécessitant ainsi une amplification du signal électrique fourni par la photodiode. Pour répondre à ce besoin, la photodiode à avalanche fonctionne à des tensions de polarisation inverse élevées où se produit la multiplication par avalanche [95, 99]. Une photodiode à avalanche (PDA) permet la conversion de chaque photon absorbé en une série de paires de porteurs mobiles. Le dispositif en question est une photodiode fonctionnant sous une forte polarisation inverse dans laquelle le champ électrique de jonction est important où se produit la multiplication par avalanche qui repose sur processus appelé "ionisation par choc". Ce dernier peut à lieu lorsque le champ électrique est suffisamment élevé (dépassant souvent 10^5 V.cm^{-1}) pour permettre aux porteurs d'acquérir suffisamment d'énergie pour pouvoir exciter de nouveaux porteurs à travers un processus appelé "ionisation par choc". Le processus de multiplication par avalanche est illustré à la figure 2.10.

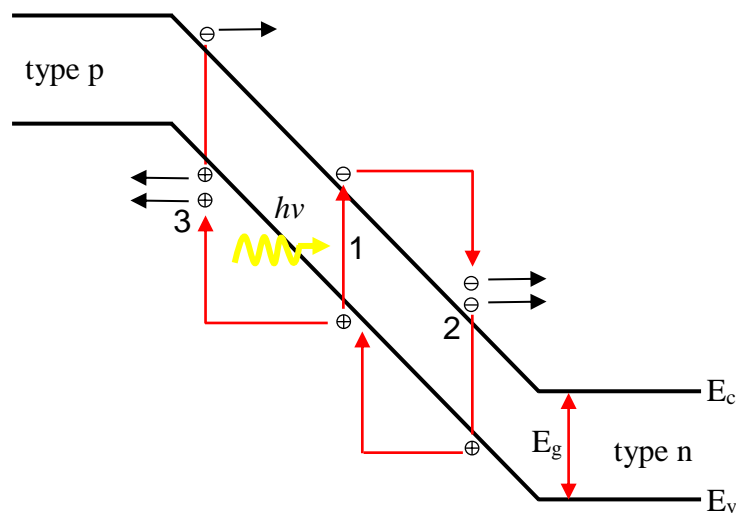


Figure.2. 10: Principe de multiplication dans la photodiode à avalanche [100].

Un photon absorbé au point 1 crée une paire électron-trou. L'électron accélère sous l'effet d'un champ électrique intense. Le processus d'accélération est constamment

interrompu par des collisions aléatoires avec le réseau, au cours desquelles l'électron perd une partie de l'énergie qu'il a acquise. Ces processus concurrents font que l'électron atteint une vitesse moyenne de saturation. L'électron peut acquérir suffisamment d'énergie cinétique pour que, lors d'une collision avec un atome, il puisse rompre les liaisons du réseau, créant ainsi une deuxième paire électron-trou. C'est ce qu'on appelle l'ionisation par choc (au point 2). L'électron et le trou nouvellement créés acquièrent tous deux de l'énergie cinétique à partir du champ et créent d'autres paires électron-trou (par exemple, au point 3). Celles-ci poursuivent à leur tour le processus en créant d'autres paires électron-trou [95, 99, 101].

Ce processus de multiplication des porteurs, connu sous le nom d'avalanche, induit une amplification du courant initial circulant à faible champ.

Le coefficient de multiplication de l'avalanche est donné par :

$$M = \frac{I}{I_{ph}} \quad 2.37$$

I représente le courant total en régime d'avalanche et I_{ph} le courant primaire avant l'avalanche.

2.7.3 Photodiode uni-travelling carrier (UTC)

La conception de la photodiode à transport unipolaire UTC (Uni-Travelling Carrier), développée par le laboratoire NTT (Nippon Telegraph and Telephone Corporation), repose sur la séparation stratégique de la zone d'absorption et de la zone de charge d'espace (figure.2.11). Seuls les électrons diffusent vers la zone de charge d'espace dans la photodiode UTC, tandis que les trous restent confinés dans la zone d'absorption. Cette particularité, combinée à la haute mobilité et à la vitesse élevée des électrons dans le collecteur, permet à la photodiode UTC d'atteindre des performances supérieures en termes de rapidité et de résistance à la puissance [102-106]. La structure de la photodiode UTC rappelle celle d'un transistor bipolaire à hétérojonction, où la zone d'absorption est assimilée à une "base" et la zone de champ à un "collecteur". Le courant de trous s'établit rapidement, tandis que les électrons se diffusent dans la base avant d'être accélérés vers le collecteur par le champ électrique. Dans le cas où l'épaisseur de la base égale celle du collecteur, les performances en fréquence sont principalement limitées par la diffusion des électrons dans la base. Grâce à ces avantages, la photodiode UTC se prête à une détection directe de la lumière sans nécessiter d'amplification électrique externe, cette dernière étant réalisée

optiquement [107]. Cette approche évite l'utilisation de circuits pré et post-amplificateurs, particulièrement complexes à concevoir pour des fréquences élevées (> 40 GHz).

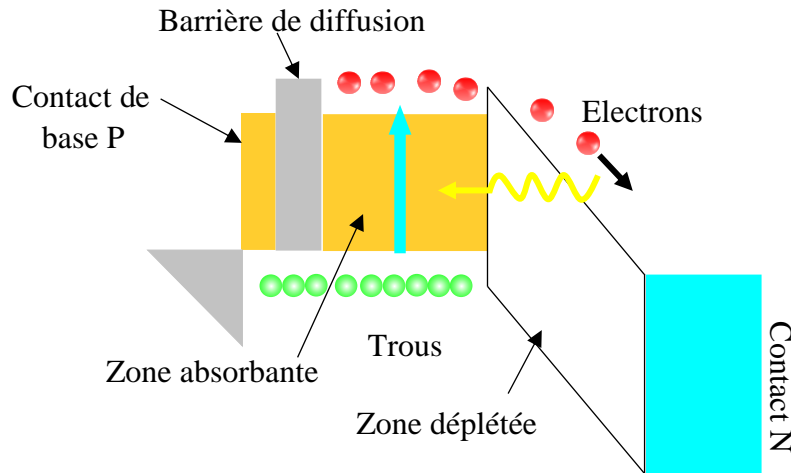


Figure.2. 11 : Principe de fonctionnement de la photodiode UTC [104].

2.7.4 Photodiode PN

Lorsqu'elle est soumise à une tension de polarisation inverse, la jonction PN élargit la zone de charge d'espace (ZCE), où le champ électrique est élevé, comme illustré sur la figure.2.12 avec son diagramme de bande. Le comportement des porteurs photogénérés varie selon le lieu de leur génération [101, 102].

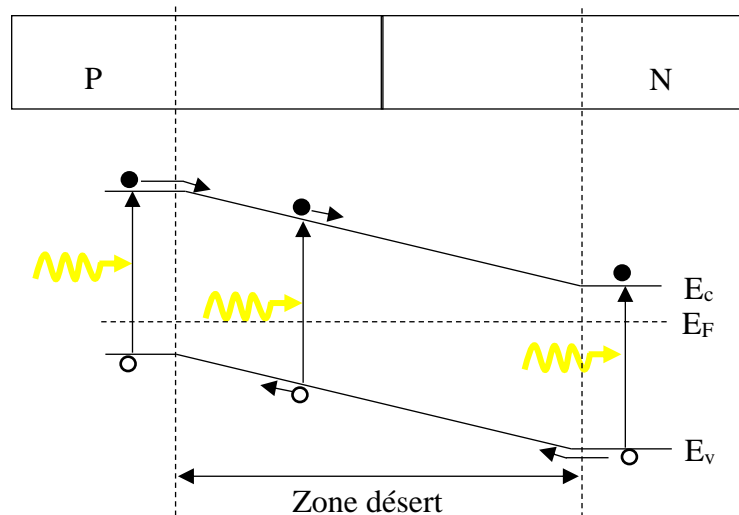


Figure.2. 12 : photodiode PN et diagramme de bande d'énergie sous polarisation inverse.

Dans la ZCE, le champ électrique sépare les porteurs : les trous se dirigent vers la région de type P, tandis que les électrons se dirigent vers la région de type N, générant ainsi un photocourant de génération. Si les porteurs se trouvent dans les zones neutres N et P, ils diffusent en tant que porteurs minoritaires. S'ils ont une durée de vie suffisante, ils traversent les zones neutres et sont accélérés par le champ électrique, les propulsant vers la région où

ils deviennent majoritaires. Ces porteurs contribuent au photocourant de diffusion. Le photocourant total I_{ph} est la somme des photocourants de génération I_g et de diffusion I_d , contribuant au courant inverse de la diode.

$$I_{ph} = I_g + I_d \quad 2.38$$

Cette photodiode présente deux types de limitations :

- Au régime dynamique, la diffusion des porteurs minoritaires résulte en une diminution du temps de réponse de la photodiode.
- Un faible rendement quantique, résultant de l'épaisseur insuffisante de la zone de désert qui ne permet pas d'absorber une large partie du rayonnement optique.

2.7.5 Photodiode PIN

Parmi les dispositifs les plus répandus on trouve la photodiode PIN. La figure.2.13 montre schématiquement la structure d'une photodiode PIN conventionnelle. Une photodiode fonctionne en polarisation inverse, en effet, la structure P-I-N (positive-intrinsèque-négative) est souvent utilisée au lieu de la structure p-n, afin d'augmenter la vitesse de réponse.

La photodiode PIN est un dispositif optoélectronique présent dans de multiples applications industrielles. Une photodiode PIN conventionnelle est composée d'une zone intrinsèque (hautement résistive), insérée entre deux couches fortement dopées de type n et de type p. La zone intrinsèque constitue souvent la zone d'absorption dont la largeur de bande interdite est inférieure à celle des deux zones n et p. En outre, la photodiode PIN a un rendement quantique (conversion des photons en électrons) largement supérieur à celui de la photodiode PN, avec un temps de réponse très rapide ainsi qu'un faible niveau de bruit.

En présence d'une polarisation inverse, les porteurs de charge majoritaires dans les zones N et P ont tendance de s'éloigner de la jonction. L'avantage de la zone intrinsèque réside dans la possibilité de générer un grand nombre de porteurs afin d'améliorer les performances du composant, ce type est adopté pour les photodiodes rapides. La vitesse de réponse de la photodiode, qui est traduit par la réponse en fréquence, est limitée par le temps de transit des porteurs à travers la zone de déplétion et par l'effet capacitif. Le temps de transit des porteurs doit être réduit en diminuant la largeur de la région de déplétion. D'autre part, la zone de déplétion doit être suffisamment épaisse pour garantir un faible effet capacitif [89, 101, 102, 108, 109].

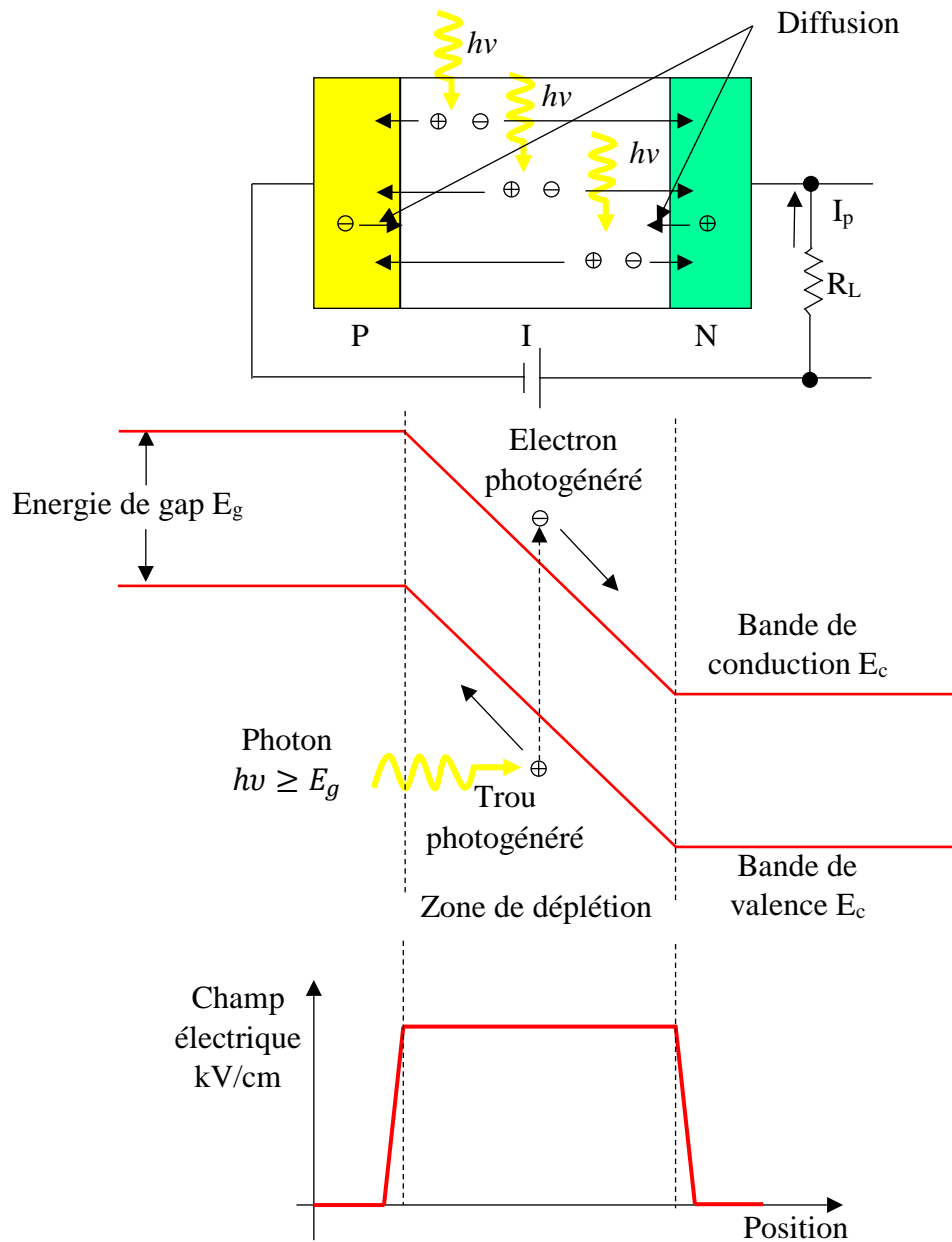


Figure.2. 13 : a) photodiode pin polarisée en inverse, b) diagramme de bande, c) la distribution du champ électrique de la photodiode pin [89, 101, 102, 109, 110].

Le principe de base de fonctionnement d'un photodétecteur de PIN est identique à celui lié à l'effet photoélectrique. Lorsque le signal lumineux incident ayant une certaine énergie atteint la couche absorbante avec une énergie photonique est supérieure à la largeur de la bande interdite du matériau, les électrons passent de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui entraîne la formation d'une paire électron-trou photogénérée (e^- , h^+).

Le passage d'un électron à la bande de conduction engendre un état vide dans la bande de valence, appelé "trou". L'électron excité et le trou constituent tous deux des porteurs mobiles dont la densité est proportionnelle à l'intensité lumineuse et dont le flux constitue le photocourant du dispositif [89, 101, 102, 108, 109].

Le champ électrique élevé existant dans la zone de déplétion est causé par la polarisation inverse dont la tension est principalement appliquée dans cette zone. Le champ exercé sert à séparer rapidement les paires électron-trou photogénérées. Ce champ électrique est supposé d'être suffisamment élevé de sorte que les porteurs de charge puissent se déplacer à leur vitesse de saturation. Cela permet de diminuer le temps de transit des porteurs, ce qui apporte au détecteur une vitesse de réponse très élevée.

Comme le montre la figure.2.13, les paires électrons-trous photogénérées sont transportées et accélérées vers des directions opposées sous l'effet du champ électrique important. Les électrons seront transportés vers la région N et les trous vers la région P, puis vers le circuit externe à travers les contacts métalliques ce qui provoque un passage d'un courant dans le circuit externe.

2.8 Principales caractéristiques des photodétecteurs

2.8.1 Caractéristiques statiques

2.8.1.1 Coefficient d'absorption

Le Coefficient d'absorption est principalement influencé par le type de matériau semi-conducteur utilisé et par la longueur d'onde de la lumière incidente. On peut déterminer la quantité de photons pénétrant dans les semiconducteurs en appliquant une loi exponentielle pour décrire l'absorption de la lumière en fonction de la profondeur dans le matériau [101,102, 89].

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\alpha x} \quad 2.39$$

$\phi(x)$ est le flux de photons dans le semiconducteur à l'abscisse x.

ϕ_0 est le flux de photons à la surface.

α est le coefficient d'absorption.

2.8.1.2 Longueur d'absorption

Définit comme l'inverse du coefficient d'absorption (α), la longueur d'absorption (L) représente la distance à laquelle le flux lumineux diminue de 63% [101, 102, 89].

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha(\lambda)} \quad .2.40$$

2.8.1.3 Taux de génération

Le taux de génération des porteurs [95, 102], résultant de l'absorption des photons par le semiconducteur conformément à la relation (II.10), est exprimé par :

$$G(x) = \left(\frac{P_0}{h\nu}\right) (1 - R) \alpha e^{-\alpha x} \quad 2.41$$

avec

R est le coefficient de réflexion.

P_0 est la puissance lumineuse à $x = 0$.

2.8.1.4 Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion dépend de la nature du semiconducteur, sa valeur dépend de l'angle d'incidence du rayonnement [102, 110, 111]. Dans le cas d'une incidence normale, le coefficient de réflexion, pour deux milieux ayant des indices de réfraction n_1 et n_2 , peut être défini comme le quotient entre la puissance du faisceau réfléchi et celle du faisceau incident. Il est donné comme suit :

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2 \quad 2.42$$

2.8.1.5 Coefficient de transmission

Le coefficient de transmission peut être exprimé en termes de rapport entre la puissance transmise et la puissance incidente, ou en tant que complément à 1 de la puissance réfléchie. Il est donné par la relation :

$$T = 1 - R \quad 2.43$$

2.8.1.6 Rendement quantique

Le rendement quantique est le rapport entre le nombre de paires électron-trou générées pour produire un photocourant (n_e) et le nombre de photons incidents pendant la même période (n_{ph}) [95, 101, 102].

$$0 \leq \eta = \frac{n_e}{n_{ph}} \leq 1 \quad 2.44$$

Le rendement quantique (η) peut être calculé en fonction de la puissance optique P_{op} et du photocourant I_{ph} de la manière suivante :

$$\eta = \frac{I_{ph} \cdot h\nu}{q \cdot P_{op}} \quad 2.45$$

Avec la puissance optique et le photocourant sont exprimés comme suit respectivement :

$$P_{op} = \frac{n_{ph} \cdot h\nu}{t} \quad 2.46$$

$$I_{ph} = \frac{n_e \cdot q}{t} \quad 2.47$$

Une autre approche pour évaluer le rendement quantique, représenté par [95, 101, 102] :

$$\eta = 1 - e^{-\alpha w} \quad 2.48$$

Dans cette équation, le rendement quantique est conditionné par le produit entre le coefficient d'absorption (α) et l'épaisseur de la couche absorbante (w). Ce qui implique une dépendance à la fois de la longueur d'onde du rayonnement incident et des caractéristiques du matériau constituant la couche non dopée, notamment son épaisseur. Pour tous les matériaux semiconducteurs, le coefficient d'absorption α décroît en fonction de la longueur d'onde, comme illustré dans la figure.2.14.

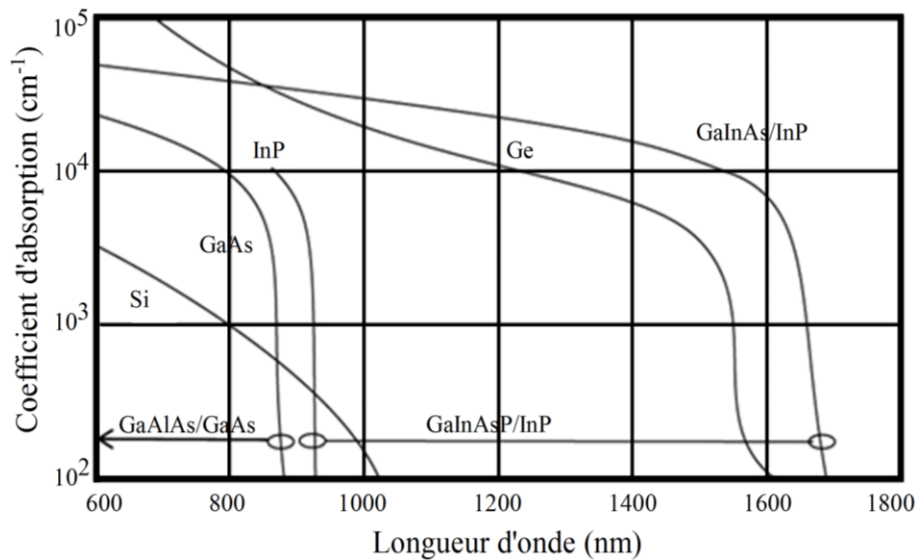


Figure.2. 14 : Absorptions des matériaux semiconducteurs dans la plage spectrale du visible et du proche infrarouge [102].

À mesure que la longueur d'onde augmente, il devient nécessaire d'augmenter l'épaisseur de la couche absorbante pour maintenir un rendement quantique optimal. L'évolution du rendement quantique d'une photodiode en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, supposée exempte de porteurs, et équipée d'une couche anti-réfléchissante, varie selon les coefficients d'absorption.

2.8.2 Caractéristiques dynamiques

2.8.2.1 Le bruit de scintillement

Également désigné sous le nom de bruit en $1/f$ ou bruit de clignotement [98, 101, 102]., est associé à la présence de barrières de potentiel au niveau des contacts électriques. Ce type de bruit prédomine à basse fréquence et est proportionnel à $1/f^n$, où n se rapproche de l'unité. Son expression générale est donnée par :

$$i_f^2 = \frac{K.I^m.B}{f^n} \quad 2.49$$

Où K représente une constante expérimentale variant selon les composants, I correspond au courant de polarisation, m et n sont des constantes ayant respectivement des valeurs de 2 et $0.8 < n < 1.5$, B est la bande passante du dispositif, et f est la fréquence modulatrice.

2.8.2.2 Le bruit de grenaille (shot noise)

Est provoqué par la nature aléatoire des collisions des photons incidents. Sa valeur moyenne est donnée par l'expression suivante [95, 101, 102]:

$$i_s^2 = 2 \cdot q \cdot I \cdot B \quad 2.50$$

q représente la charge de l'électron.

I est la valeur moyenne du courant.

B est la bande passante du récepteur.

Le courant I est la somme du photocourant détecté I_{ph} et d'un courant d'obscurité I_{obs} , qui persiste même en l'absence de flux lumineux en raison de la présence d'une jonction polarisée, et peut être assimilé à un courant de fuite.

2.8.2.3 Le bruit thermique (Johnson-Nyquist noise)

Résulte des collisions aléatoires entre les porteurs et les atomes du cristal, qui vibrent constamment en raison de l'agitation thermique. Ce type de bruit est indépendant de la fréquence et est décrit par l'expression suivante [95, 102]:

$$i_t^2 = \frac{4K_B T}{R_{eq}} \quad .2.51$$

Ici, K_B représente la constante de Boltzmann, T est la température, et R_{eq} est la résistance équivalente de la photodiode.

2.8.2.4 Le bruit de génération-recombinaison

Résulte de la génération et de la recombinaison aléatoires des porteurs, qu'ils se déroulent dans la bande à bande ou à travers les niveaux de pièges localisés dans la bande interdite. Ce type de bruit, caractérisé par sa basse fréquence, est associé au bruit en $1/f$. Dans le cas particulier des photoconducteurs, son expression est la suivante [95, 101, 102]:

$$i_{GR}^2 = \frac{4q \cdot I_0 \cdot g \cdot B}{1 + \omega^2 \tau_v^2} \quad 2.52$$

Ici, I_0 représente la valeur moyenne du courant, équivalente à I_P (qui est égal à I_{ph}), τ_v est la durée de vie des porteurs, ω est la fréquence angulaire, et g est le gain du photocourant dans un photoconducteur donné, g est défini par :

$$g = \frac{I_p}{I_{ph}} \quad 2.53$$

2.8.2.5 Le bruit de multiplication

Également connu sous le nom de bruit d'avalanche [95, 101, 102], trouve son origine dans les phénomènes d'avalanche observés dans les jonctions PN polarisées en inverse ainsi que dans les photodiodes à avalanche (PDA). Dans ces dispositifs, les porteurs peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour créer de manière aléatoire des paires électron-trou lors de collisions avec les atomes. Ce bruit est généralement modélisé par la même expression que le bruit de grenaille, mais multiplié par un facteur multiplicatif M . Ce dernier représente le gain d'avalanche et $F(M)$, le facteur de bruit de la photodiode.

$$i_M^2 = 2q \cdot (I_{ph} + I_{obs}) \cdot B \cdot M^2 \cdot F(M) \quad 2.54$$

2.8.2.6 Puissance équivalente du bruit

Également connue sous le nom de BPE (bruit puissance équivalente) est aussi appelée puissance minimale mesurable, et est définie comme la puissance optique incidente nécessaire lorsque le rapport signal/bruit est égal à l'unité. Mathématiquement, la BPE est exprimée comme le rapport du courant de bruit à la responsivité (le coefficient de réponse) [95, 101, 102]:

$$\text{BPE} = \frac{I_B}{R(\lambda)} \quad 2.55$$

2.8.2.7 Défectivité

La définition de la défectivité est donnée par l'équation suivante [95, 101, 102]:

$$D = (\text{BPE})^{-1} \quad 2.56$$

En général, le signal de photocourant augmente proportionnellement à la surface optique active A_{opt} , tandis que le courant de bruit augmente de manière proportionnelle à la racine carrée du produit de la surface optique active A_{opt} par la bande passante B . Ainsi, pour comparer différents photodétecteurs, il est préférable d'utiliser une expression normalisée de la défectivité par rapport à ces paramètres, qui est formulée comme suit [95, 101, 102]:

$$D^* = D \cdot \sqrt{(A_{\text{opt}} \cdot B)} \quad 2.57$$

La défectivité normalisée est un paramètre significatif dans la caractérisation du photodétecteur, car elle permet une comparaison directe des performances entre des photodétecteurs de technologies et de modes de fonctionnement potentiellement très différents.

2.9 Conclusion

Dans le chapitre 2 de cette thèse, nous avons fourni un bref rappel des matériaux III-V et de leurs propriétés. Nous avons également abordé l'effet de la contrainte, du fait que celle-ci a un impact considérable sur le comportement du matériau. Dans la présente thèse, notre recherche est basée sur un alliage III-V (InGaAsN) en accord de maille avec GaAs, en vue d'obtenir un dispositif structurellement stable à hautes performances. Parallèlement, nous avons présenté les photodétecteurs les plus courants et leurs caractéristiques.

Au cours de ce chapitre, nous avons également abordé le principe de fonctionnement de base de la photodiode p-i-n conventionnel. Afin d'améliorer les performances de la photodiode p-i-n et de surmonter ses limitations, qui seront détaillées dans les chapitres suivants, des modifications doivent être appliquées. Le chapitre suivant présente la simulation d'une photodiode p-i-n constituée de deux couches transparentes basées sur InGaAsN dans un tuner à réseau GaAs.

2.10 REFERENCES

- [1] K. Schneider, « Optical properties and electronic structure of V₂O₅, V₂O₃ and VO₂ », *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, vol. 31, no 13, 2020, p. 10478-10488.
- [2] W. T. Tsang, « Advances in MOVPE, MBE, and CBE », *J. Cryst. Growth*, vol. 120, no 1, 1992, p. 1-24.
- [3] W. Thulke, « Can liquid-phase epitaxy still be useful for optoelectronic devices? », *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 9, no 1, 1991, p. 61-67.
- [4] J. P. Hirtz, C. Whitehouse, H. P. Meier, H. J. von Bardeleben, M. O. Manasreh, *Semiconductor Materials for Optoelectronics and LTMBE Materials: Proceedings: Symposium A: Semiconductor Materials for Optoelectronic Devices/OEICs/Photonics and Symposium B: Low Temperature Molecular Beam Epitaxial III-V Materials: Physics/Applications of 1993 E-MRS Spring Conference Strasbourg, France, May 4-7, 1993.* in *European Materials Research Society symposia proceedings*. Elsevier Science, 2016.
- [5] T. Ihn, «Semiconductor Nanostructures: Quantum states and electronic transport», 1st edition. Oxford ; New York: Oxford University Press, 2010.
- [6] J. H. van der Merwe, « Recent Developments in the Theory of Epitaxy », in *Chemistry and Physics of Solid Surfaces V*, R. Vanselow, R. Howe, Éd., Berlin, Heidelberg: Springer, 1984, p. 365-401.
- [7] A. Hadj Youssef, « Ingénierie de la symétrie cristalline et de l'ordre polaire dans le titanate de strontium sous contrainte. », Thèse de doctorat en sciences de l'énergie et des matériaux, Québec, 2020.
- [8] K. K. Ng, G. K. Celler, E. I. Povolonis, R. C. Frye, H. J. Leamy, S. M. Sze, « Effects of grain boundaries on laser crystallized poly-Si MOSFET's », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 2, no 12, 1981, p. 316-318.
- [9] D.I. Wynne, « Liquid Phase Epitaxial Growth of GaAs », Thèse de doctorat, Université de California, Berkeley, 1997.
- [10] M. Kostrzewa, « Vers le développement de nouveaux substrats compliants et paramorphiques pour l'hétéroépitaxie de matériaux désaccordés en maille », thèse de doctorat, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2003.
- [11] S.M. Sze, M.-K. Lee, *Semiconductor Devices: Physics and Technology*, 3rd Edition. John Wiley & Sons, 2012.

- [12] J. Singh, *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*, 1st edition, Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- [13] F. Haußer, M.E. Jabbour, A. Voigt, « A Step-Flow Model for the Heteroepitaxial Growth of Strained, Substitutional, Binary Alloy Films with Phase Segregation: I. Theory », *Multiscale Model. Simul.*, vol. 6, no 1, 2007, p. 158-189.
- [14] M.A. Herman, W. Richter, H. Sitter, « Molecular Beam Epitaxy », in *Epitaxy: Physical Principles and Technical Implementation*, vol. 62, M. A. Herman, W. Richter, H. Sitter, Éd., Berlin, Heidelberg: Springer, 2004, p. 131-170.
- [15] I. Markov, S. Stoyanov, « Mechanisms of epitaxial growth », *Contemp. Phys.*, vol. 28, no 3, 1987, p. 267-320.
- [16] F. Schwierz, « Graphene transistors », *Nat. Nanotechnol.*, vol. 5, no 7, 2010, p. 487-496.
- [17] C.Y. Chou, « III-V Semiconductor Materials Grown by Molecular Beam Epitaxy for Infrared and High-Speed Transistor Applications », thèse de doctorat, Columbia University, 2016.
- [18] O. Esame, Y. Gurbuz, I. Tekin, A. Bozkurt, « Performance comparison of state-of-the-art heterojunction bipolar devices (HBT) based on AlGaAs/GaAs, Si/SiGe and InGaAs/InP », *Microelectron. J.*, vol. 35, no 11, 2004, p. 901-908.
- [19] G. Raghavan, M. Sokolich, W.E. Stanchina, « Indium phosphide ICs unleash the high-frequency spectrum », *IEEE Spectr.*, vol. 37, no 10, 2000, p. 47-52.
- [20] D. Mensa, Q. Lee, J. Guthrie, S. Jaganathan, M. J. W. Rodwell, « Baseband amplifiers in transferred-substrate HBT technology », in *GaAs IC Symposium. IEEE Gallium Arsenide Integrated Circuit Symposium. 20th Annual. Technical Digest 1998 (Cat. No.98CH36260)*, 1998, p. 33-36.
- [21] K. Alavi, T.P. Pearsall, S.R. Forrest, A.Y. Cho, « Ga_{0.47}/In_{0.53}/As/Al_{0.48}/In_{0.52}/As multiquantum-well LEDs emitting at 1.6 microns », *Electron. Lett.*, vol. 19, no 6, 1983, p. 227-229.
- [22] H. Temkin, K. Alavi, W.R. Wagner, T.P. Pearsall, A.Y. Cho, « 1.5–1.6- μm Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As multiquantum well lasers grown by molecular beam epitaxy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 42, no 10, 1983, p. 845-847.
- [23] C.P. Kuo, S.K. Vong, R.M. Cohen, G.B. Stringfellow, « Effect of mismatch strain on band gap in III-V semiconductors », *J. Appl. Phys.*, vol. 57, no 12, 1985, p. 5428-5432.

- [24] T.F. Kuech, « III-V compound semiconductors: Growth and structures », *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, vol. 62, no 2, 2016, p. 352-370.
- [25] B.G. Yacobi, *Semiconductor Materials: An Introduction to Basic Principles*. Springer Science & Business Media, 2003.
- [26] M. Kondow, M. Kondow, T. Kitatani, S. Nakatsuka, M.C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai, K. Uom « GaInNAs: a novel material for long-wavelength semiconductor lasers », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, no 3, 1997, p. 719-730.
- [27] J.L. Birman, « Simplified LCAO Method for Zincblende, Wurtzite, and Mixed Crystal Structures », *Phys. Rev.*, vol. 115, no 6, 1959, p. 1493-1505.
- [28] C. Hamaguchi, *Basic Semiconductor Physics*, 2nd ed. edition Berlin Heidelberg: Springer, 2010.
- [29] R. Bestam, « Modélisation et simulation d'une structure à base de semi-conducteur III_V pour le photovoltaïque à haut rendement », Thèse de doctorat, Université de Blida 1, 2011.
- [30] K.Y. Cheng, *III-V Compound Semiconductors and Devices: An Introduction to Fundamentals*, 1st ed edition Cham, Switzerland: Springer, 2020.
- [31] M. Billaud, « Intégration de semi-conducteurs III-V sur substrat Silicium pour les transistors n-MOSFET à haute mobilité », Thèse de doctorat, Université de Grenoble Alpes, 2017.
- [32] H. Hashim, « The growth and characterisation of the dilute nitride InGaAsN », these de doctorat, La Trobe, 2012.
- [33] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs and InGaAsP*, 1st ed. New York: Wiley-VCH, 1992.
- [34] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan, « Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys », *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no 11, 2001, p. 5815-5875.
- [35] J. S. Blakemore, « Semiconducting and other major properties of gallium arsenide », *J. Appl. Phys.*, vol. 53, no 10, 1982, p. R123-R181.
- [36] G. H. Olsen, D. J. Szostak, T. J. Zamerowski, M. Ettenberg, « High-performance GaAs photocathodes », *J. Appl. Phys.*, vol. 48, no 3, 1977, p. 1007-1008.
- [37] X. Miao, X. Li, « Scalable Monolithically Grown AlGaAs-GaAs Planar Nanowire High-Electron-Mobility Transistor », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 32, no 9, 2011, p. 1227-1229.

- [38] H.K. Choi, J.P. Mattia, G.W. Turner, B.Y. Tsaur, « Monolithic integration of GaAs/AlGaAs LED and Si driver circuit », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 9, no 10, 1988, p. 512-514.
- [39] H. Welker, « Über neue halbleitende Verbindungen », *Z. Für Naturforschung A*, vol. 7, no 11, 1952, p. 744-749.
- [40] D. B. Jackrel, « Indium gallium arsenide and gallium indium nitride arsenide (antimony) 1064 NM photodetectors and solar cells on gallium arsenide substrates », 2006.
- [41] J.G. Brescó, « Dinámica de la recombinación de excitones confinados en nanoestructuras cuánticas de In(Ga)As. », Thèse de doctorat, Université de Valencia, 2008.
- [42] G. Grosso, G.P. Parravicini, *Solid State Phys.*, Academic Press 2013.
- [43] S. Adachi, *Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors*. John Wiley & Sons, 2009.
- [44] J. Piprek, *Semiconductor optoelectronic devices: introduction to physics and simulation*. Elsevier, 2013.
- [45] W. Shan, W. Walukiewicz, K.M. Yu, J.W. Ager III, E.E. Haller, J.F. Geisz, D.J. Friedman, J.M. Olson, S.R. Kurtz, H.P. Xin, C.W. Tu « Band Anticrossing in III-N-V Alloys », *Phys. Status Solidi B*, vol. 223, no 1, 2001, p. 75-85.
- [46] M.P.C.M. Krijn, « Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 6, no 1, 1991, p. 27.
- [47] S. Adachi, « Band gaps and refractive indices of AlGaAsSb, GaInAsSb, and InPAsSb: Key properties for a variety of the 2–4- μ m optoelectronic device applications », *J. Appl. Phys.*, vol. 61, no 10, 1987, p. 4869-4876.
- [48] D. C. Tsui, R. A. Logan, « Observation of two-dimensional electrons in LPE-grown GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 35, no 2, 1979, p. 99-101.
- [49] H. Kroemer, « Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits », *Proc. IEEE*, vol. 70, no 1, 1982, p. 13-25.
- [50] H. Heinecke, B. Baur, R. Höger, B. Jobst, A. Miklis, « Effect of surface orientation on GaInAsP material composition in MOMBE (CBE) », *J. Cryst. Growth*, vol. 124, no 1, 1992, p. 170-175.
- [51] H. Heinecke, B. Baur, N. Emeis, M. Schier, « Growth of highly uniform InP/GaInAs/GaInAsP heterostructures by MOMBE for device integration », *J. Cryst. Growth*, vol. 120, no 1, 1992, p. 140-144.

- [52] J. W. Matthews, A.E. Blakeslee, « Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations », *J. Cryst. Growth*, vol. 27, 1974, p. 118-125.
- [53] J. Bouvier, « Etude des épitaxies sélectives des alliages SiGe(C) pour électrode de base des transistors bipolaires performants », Thèse de doctorat, Lyon, INSA, 2010.
- [54] M. Levillayer, « Development of InGaAsN solar cells and characterization of their degradation in space radiative environment », Thèse de doctorat, ISAE - Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2021.
- [55] S. C. Jain, A. H. Harker, R. A. Cowley, « Misfit strain and misfit dislocations in lattice mismatched epitaxial layers and other systems », *Philos. Mag. A*, vol. 75, no 6, 1997, p. 1461-1515.
- [56] P. Petroff, R. L. Hartman, « Defect structure introduced during operation of heterojunction GaAs lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, no 8, 1973, p. 469-471.
- [57] Y.H. Xie, G.H. Gilmer, C. Roland, P.J. Silverman, S.K. Buratto, J.Y. Cheng, E.A. Fitzgerald, A.R. Kortan, S. Schuppler, M.A. Marcus, P.H. Citrin, « Semiconductor Surface Roughness: Dependence on Sign and Magnitude of Bulk Strain », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, no 22, 1994, p. 3006-3009.
- [58] T. Bouragba, « Propriétés optiques de puits quantiques GaInAsN/GaAs », Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2006.
- [59] C. Hajlaoui, « Etude des propriétés structurales et électroniques des nanofil semiconducteurs III-V », Thèse de doctorat, INSA de Rennes ; Institut Préparatoire aux Etudes Scientifiques et Techniques de Tunis, 2014.
- [60] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2004.
- [61] C.G. Van de Walle, « Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory », *Phys. Rev. B*, vol. 39, no 3, 1989, p. 1871-1883.
- [62] C.G. Van de Walle, R.M. Martin, « Theoretical calculations of heterojunction discontinuities in the Si/Ge system », *Phys. Rev. B*, vol. 34, no 8, 1986, p. 5621-5634.
- [63] C.G. Van de Walle, R.M. Martin, « Theoretical study of band offsets at semiconductor interfaces », *Phys. Rev. B*, vol. 35, no 15, 1987, p. 8154-8165.
- [64] T.Y. Wang, G. B. Stringfellow, « Strain effects on Ga_xIn_{1-x}As/InP single quantum wells grown by organometallic vapor-phase epitaxy with $0 \leq x \leq 1$ », *J. Appl. Phys.*, vol. 67, no 1, 1990, p. 344-352.
- [65] S. Satpathy, R.M. Martin, C.G. Van de Walle, « Electronic properties of the (100) (Si)/(Ge) strained-layer superlattices », *Phys. Rev. B*, vol. 38, no 18, 1988, p. 13237-13245.

- [66] S. Jain, M. Willander, R. Van Overstraeten, *Compound Semiconductors Strained Layers and Devices*. Boston, MA: Springer US, 2000.
- [67] J.L. Lazzari, « Etude des hétérostructures GaInAsSb/GaSb et GaAlAsSb/GaSb et de composants lasers et détecteurs à base de GaSb opérant entre 2 et 2,5 μm », Thèse de doctorat, Montpellier 2, 1993.
- [68] M. Weyers, M. S. M. Sato, et H. A. H. Ando, « Red Shift of Photoluminescence and Absorption in Dilute GaAsN Alloy Layers », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 31, no 7A, 1992, p. L853.
- [69] M. Gladysiewicz, R. Kudrawiec, M.S. Wartak, « Theoretical studies of optical gain tuning by hydrostatic pressure in GaInNAs/GaAs quantum wells », *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no 3, 2014, p. 033515.
- [70] C. Duque, A. Morales, M. Mora-Ramos, C. Duque, « Exciton-related nonlinear optical response and photoluminescence in dilute nitrogen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ cylindrically shaped quantum dots », *J. Lumin.*, vol. 154, 2014, p. 559-568.
- [71] M. Gladysiewicz, R. Kudrawiec, M.S. Wartak, « Material Gain in $\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$, $\text{GaN}_y\text{As}_{0.69-y}\text{Sb}_{0.31}$, and $\text{GaN}_y\text{P}_{0.46}\text{Sb}_{0.54-y}$ Quantum Wells Grown on GaAs Substrates: Comparative Theoretical Studies », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 50, no 12, 2014, p. 1-10.
- [72] I. Mal, D.P. Samajdar, A.J. Peter, « Theoretical studies on band structure and optical gain of GaInAsN/GaAs /GaAs cylindrical quantum dot », *Superlattices Microstruct.*, vol. 119 2018, p. 103-113.
- [73] K.A Mohamad, M.S. Nordin, N. Nayan, A. Alias, A.R. Mohmad, A.B. Thoms, A.J. Vickers, « Characterization of III-V dilute nitride based multi-quantum well p-i-n diodes for next generation opto-electrical conversion devices », *Mater. Today Proc.*, vol. 7, 2019, p. 625-631.
- [74] E.M. Pavelescu, N. Bălțățeanu, S.I. Spânulescu, E. Arola, « Very high dose electron irradiation effects on photoluminescence from GaInNAs/GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy », *Opt. Mater.*, vol. 64, 2017, p. 361-365.
- [75] F. Sarcan, F. Nutku, O. Donmez, F. Kuruoglu, S. Mutlu, A. Erol, S. Yildirim, M.C. Arikan « Quantum oscillations and interference effects in strained n- and p-type modulation doped GaInNAs/GaAs quantum wells », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 48, no 30, 2015, p. 305108.

- [76] K. Nomura, T. Yamada, Y. Iguchi, S. Takagishi, M. Nakayama, « Photoluminescence properties of localized states caused by nitrogen alloying in a GaInNAs/GaAs single quantum well », *J. Lumin.*, vol. 112, no 1, 2005, p. 146-150.
- [77] F. Ungan, S. Sakiroglu, U. Yesilgul, A. Erol, E. Kasapoglu, H. Sari, I. Sökmen « Effects of indium and nitrogen mole concentrations on the optical properties in a GaInNAs/GaAs quantum well under the intense laser field », *J. Lumin.*, vol. 134, 2013, p. 208-212.
- [78] J.F. Geisz, D. J. Friedman, « III–N–V semiconductors for solar photovoltaic applications », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 17, no 8, 2002, p. 769.
- [79] A. Kosa, L. Stuchlikova, L. Harmatha, M. Mikolasek, J. Kovac, B. Sciana, W. Dawidowski, D. Radziewicz, M. Tlaczala « Defect distribution in InGaAsN/GaAs multilayer solar cells », *Sol. Energy*, vol. 132, 2016, p. 587-590.
- [80] S.R. Kurtz, A.A. Allerman, E.D. Jones, J.M. Gee, J.J. Banas, B.E. Hammons, « InGaAsN solar cells with 1.0 eV band gap, lattice matched to GaAs », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no 5, 1999, p. 729-731.
- [81] A. Aissat, R. Bestam, B. Alshehri, J.P. Vilcot, « Modeling of the absorption properties of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{N}_y/\text{GaAs}$ quantum well structures for photodetection applications », *Superlattices Microstruct.*, vol. 82, 2015, p. 623-629.
- [82] M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki, Y. Yazawa, « GaInNAs: A Novel Material for Long-Wavelength-Range Laser Diodes with Excellent High-Temperature Performance », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, no 2S, 1996, p. 1273.
- [83] I. Mal, J. Jayarubi, S. Das, A.S. Sharma, A.J. Peter, D.P. Samajdar, « Hydrostatic Pressure Dependent Optoelectronic Properties of InGaAsN/GaAs Spherical Quantum Dots for Laser Diode Applications », *Phys. Status Solidi B*, vol. 256, no 3, 2019, p. 1800395.
- [84] S. Sakai, Y.U.Y. Ueta, Y.T.Y. Terauchi, « Band Gap Energy and Band Lineup of III-V Alloy Semiconductors Incorporating Nitrogen and Boron », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no 10R, 1993, p. 4413.
- [85] L. Bellaiche, S.H. Wei, A. Zunger, « Localization and percolation in semiconductor alloys: GaAsN vs GaAsP », *Phys. Rev. B*, vol. 54, no 24, 1996, p. 17568-17576.
- [86] A. Rogalski, « Optical detectors for focal plane arrays », *Optoelectron. Rev.*, vol. 12, no 2, 2004, p. 221-246.
- [87] Y. Zou, Y. Zhang, Y. Hu, H. Gu, « Ultraviolet Detectors Based on Wide Bandgap Semiconductor Nanowire: A Review », *Sensors*, vol. 18, no 7, 2018, p. 2072.

- [88] N. Sclar, « Temperature limitations for IR extrinsic and intrinsic photodetectors », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 27, no 1, 1980, p. 109-118.
- [89] Z. Bielecki, K. Achtenberg, M. Kopytko, J. Mikołajczyk, J. Wojtas, A. Rogalski, « Review of photodetectors characterization methods », *Bull. Pol. Acad. Sci. Tech. Sci.*, vol. 70, no 2, 2022, p. 1-26.
- [90] D. Barkissy, A. Nafidi, A. Boutramane, N. Benchtaber, A. Khalal, T. El Gouti, « Investigation in band structures of GaAs/Al_xGa_{1-x}As nanostructures superlattices at high magnetic field and low temperatures », *Appl. Phys. A*, vol. 123, no 1, 2016, p. 61.
- [91] I.A. Sobhy, « Etude de photodétecteurs métal-semiconducteur-métal pour des applications micro-ondes », Thèse de doctorat, Lille 1, 1994.
- [92] J.A. Krishnaswamy, P.C. Ramamurthy, G. Hegde, D.R. Mahapatra, *Modelling, Design of Nanostructured Optoelectronic Devices: Solar Cells and Photodetectors*. in *Energy Systems in Electrical Engineering*. Singapore: Springer, 2022.
- [93] J.A. Oke, T.C. Jen, *Optoelectronics and Spintronics in Smart Thin Films*. Boca Raton: CRC Press, 2023.
- [94] S.O. Kasap, « Photoconductivity: Fundamental Concepts », in *Photoconductivity and Photoconductive Materials*, John Wiley & Sons, Ltd, 2022, p. 1-88.
- [95] M. Razeghi, A. Rogalski, « Semiconductor ultraviolet detectors », *J. Appl. Phys.*, vol. 79, no 10, 1996, p. 7433-7473.
- [96] H. Mathieu, T. Bretagnon, P. Lefebvre, *Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques-Problèmes Résolus*. Dunod, 2001.
- [97] H. Beneking, « On the response behavior of fast photoconductive optical planar and coaxial semiconductor detectors », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 29, no 9, 1982, p. 1431-1441.
- [98] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd edition. New York: Wiley-Interscience, 1981.
- [99] J.C. Campbell, « Recent Advances in Avalanche Photodiodes », *J. Light. Technol.*, vol. 34, no 2, 2016, p. 278-285.
- [100] B. Wang, J. Mu, « High-speed Si-Ge avalanche photodiodes », *PhotoniX*, vol. 3, no 1, 2022, p. 8.
- [101] G.P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 4th edition. Hoboken, NJ: Wiley, 2010.
- [102] D. Decoster, J. Harari, *Optoelectronic sensors*. John Wiley & Sons, 2013.

- [103] Y. Matsuoka, T. Ishibashi, « High-speed optical devices for 40 Gbit/s optical receivers », in Optical Fiber Communication Conference. Technical Digest Postconference Edition. Trends in Optics and Photonics Vol.37 (IEEE Cat. No. 00CH37079), 2000, p. 251 - 253 vol.1.
- [104] T. Ishibashi, H. Ito, « Uni-traveling-carrier photodiodes », J. Appl. Phys., vol. 127, no 3, 2020, p. 031101.
- [105] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, T. Furuta, « Uni-Traveling-Carrier Photodiodes », in Ultrafast Electronics and Optoelectronics, paper UC3, Optica Publishing Group, 1997.
- [106] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, T. Ishibashi, « High-speed InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes with 3-dB bandwidth over 150 GHz », 55th Annual Device Research Conference Digest, IEEE, 1997, p. 164-165.
- [107] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, T. Ishibashi, « InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with 310 GHz bandwidth », Electron. Lett., vol. 36, no 21, 2000, p. 1.
- [108] S. Okhonin, M. Gureev, D. Sallin, J. Appel, A. Koukab, A. Kvasov, M. Pastre, E.S. Polzik, A.K. Tagantsev, F. Uddegard, M. Kayal « A dynamic operation of a PIN photodiode », Appl. Phys. Lett., vol. 106, no 3, 2015, p. 031115.
- [109] J. Müller, « Photodiodes for Optical Communication », in Advances in Electronics and Electron Physics, vol. 55, L. Marton et C. Marton, Éd., Academic Press, 1981, p. 189 - 308.
- [110] T. P. Lee, Éd., « Photodetectors », in Fiber Optics, CRC Press, 1984, p. 123 - 150.
- [111] P. Debie, L. Martens, D. Kaiser, « Improved error correction technique for on-wafer lightwave measurements of photodetectors », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 7, no 4, 1995, p. 418-420.

CHAPITRE 3 : ETUDE DE L'EFFET DE LA CONTRAINTE SUR L'EVOLUTION DE LA REPONSE EN FREQUENCE D'UNE PHOTODIODE PIN CONVENTIONNELLE

3.1 Introduction

Les systèmes de transmission de signaux optiques doivent être équipés d'un photodétecteur au niveau du récepteur. Un photodétecteur est un dispositif qui sert à transformer l'énergie lumineuse en un courant électrique, ou un signal optique en un signal électrique. La tension de sortie est proportionnelle à la puissance optique d'entrée. Un tel détecteur doit satisfaire à un certain nombre de critères : sensibilité élevée à la longueur d'onde du signal incident, bande passante élevée (ou vitesse de réponse élevée liée au temps de réponse), une réponse en fréquence linéaire afin de maintenir la forme du signal d'entrée, un faible bruit additionnel et un rendement quantique élevé. De tous les photodétecteurs, la photodiode p-i-n est le dispositif semi-conducteur qui satisfait la plupart de ces exigences.

Pour les systèmes électroniques et optoélectroniques ultra-rapides, les composés semi-conducteurs III-V, comme les composés binaires et ternaires GaAs, InAs, InN, InP, GaInAs, GaAsP, InGaN, GaAsBi...etc. sont privilégiés grâce à leurs excellentes propriétés. Ces matériaux possèdent des propriétés très avantageuses pour le fonctionnement des dispositifs photoniques. Au sein de ces dispositifs, un flux lumineux donne naissance à des porteurs qui, s'ils ne sont pas recombinaisonnés, peuvent contribuer au courant électrique généré par le dispositif.

Les jonctions pn et p-i-n, sont fréquemment rencontrées dans ce type de dispositifs. Le champ électrique présent dans la région de déplétion qui se forme entre les deux régions (P et N) a pour effet de séparer l'électron du trou. Afin de bénéficier d'un champ électrique élevé, il est nécessaire de disposer d'une fine couche de déplétion [1]. De plus, plus la région de déplétion est étendue, plus l'absorption optique est élevée. En effet, l'utilisation d'une couche absorbante relativement fine est nécessaire pour réduire le temps de transit des porteurs photogénérés. Cependant, une couche absorbante fine augmente l'effet capacitif, ce qui entraîne une limitation importante de la réponse en fréquence globale de la photodiode. Ces deux paramètres ont une forte influence sur la réponse de la photodiode p-i-n, ce qui se traduit par l'efficacité et la réponse en fréquence du dispositif. Plusieurs travaux de recherche ont porté sur la réponse en fréquence de la photodiode p-i-n [1-5]. La réponse en fréquence d'une photodiode p-i-n conventionnelle a été calculée [6] (région de déplétion complètement absorbante) dans le cas linéaire. Cependant, une étude théorique a été accomplie sur la

réponse non linéaire induite par les effets de la charge d'espace pour une photodiode p-i-n dans des conditions de forte illumination [7]. Un modèle analytique a été présenté pour calculer la réponse en fréquence de la photodiode p-i-n [8]. L'optimisation de la réponse en fréquence basée sur l'utilisation de deux couches transparentes insérées du côté p et du côté n de la région absorbante a été effectuée pour améliorer la réponse de la photodiode [1]. En outre, dans [9], les auteurs ont étudié la réponse en fréquence de la photodiode p-i-n constituée de deux régions de déplétion en insérant une couche intrinsèque entre la couche active et le contact n⁺. De plus, la température peut également altérer la réponse en fréquence [10]. Enfin, un modèle mathématique a été développé et comparé à différents modèles afin de montrer l'avantage d'utiliser une couche transparente supplémentaire au lieu d'une photodiode conventionnelle [11].

Au cours de ce chapitre, nous allons simuler la réponse en fréquence d'une photodiode p-i-n à base des deux structures GaInAs /InP et GaInAs /GaAs, ainsi que la réponse globale. Notre objectif essentiel consiste à étudier l'effet de la contrainte sur les performances de la photodiode. On commence par l'effet de la contrainte sur la largeur de la bande interdite ainsi que l'absorption, ensuite sur l'évolution de la réponse en fréquence de la photodiode et sur sa réponse globale.

3.2 Etude théorique

A l'interface, le substrat possédant un paramètre de maille a_s différent de celui de la couche épitaxiée a_e , impose son paramètre de maille à cette couche. Cette différence conduit à la formation d'une contrainte exercée sur la couche épitaxiée, soit en extension, soit en compression. Ce travail est basé sur deux structures $Ga_{1-x}In_xAs/GaAs$ et $Ga_{1-x}In_xAs/InP$. La première structure est soumise à une contrainte de compression, tandis que la seconde présente trois situations: accord de maille, contrainte extensive et contrainte compressive. Ces trois situations sont obtenues en faisant varier la composition chimique des éléments de l'alliage. Ces trois situations de contraintes sont bien déterminées par la contrainte moyenne, qui s'exprime de la manière suivante [12-14]:

$$\varepsilon^{\parallel} = \frac{a_s - a_{GaInAs}}{a_{GaInAs}} \quad (1)$$

$$\varepsilon^{\perp} = -2 \cdot \frac{C_{12}}{C_{11}} \cdot \varepsilon^{\parallel} \quad (2)$$

a_s est le paramètre de maille de substrat qui peut être InP ou GaAs.

a_{GaInAs} est le paramètre de maille de $Ga_{1-x}In_xAs$.

C_{11} et C_{12} sont les coefficients d'élasticité qui dépendent du matériau [15].

L'énergie de la bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie que nécessite un électron pour pouvoir passer de la bande de valence à la bande de conduction. L'énergie de bande interdite de l'alliage $Ga_{1-x}In_xAs$ en fonction de sa composition est donnée par [16] :

$$E_g(x) = x \cdot E_{gInAs} + (1 - x) \cdot E_{gGaAs} - b \cdot x \cdot (1 - x) \quad (3)$$

E_{gInAs} et E_{gGaAs} sont respectivement les énergies des bandes interdites de l'InAs et du GaAs. b est le paramètre de courbure.

En l'absence des contraintes, les bandes de trous lourds et de trous légers paraissent isotropes et dégénérées au centre de la zone de Brillouin, et la bande des spin-splittée se trouve à un niveau d'énergie Δ_0 situé plus bas par rapport à ces deux bandes, ainsi le centre de gravité de la bande de valence se trouve à un niveau Δ_0 situé plus bas par rapport au sommet de la bande de valence à $k = 0$.

$$E_{v,moy} = \frac{E_{HH} + E_{LH} + \Delta_0}{3} \quad (4)$$

La contrainte exercée sur la bande de valence et la bande de conduction se divise en deux aspects. La première est la contrainte hydrostatique, elle affecte les deux bandes de conduction et de valence ainsi qu'elle réduit l'énergie de la bande interdite. La seconde est la contrainte de cisaillement, celle-ci a pour effet d'éliminer la dégénérescence des niveaux de la bande de valence. Par conséquent, deux bandes de valence apparaissent : la première est associée aux trous légers (LH) et la seconde aux trous lourds (HH) [17,18].

A la suite d'une contrainte de compression biaxiale, l'élément hydrostatique entraîne une croissance moyenne de l'écart qui sépare les deux bandes (valence et conduction), tandis que l'élément de cisaillement provoque une forte anisotropie des bandes de valence : la bande de haute énergie HH devient « lourde » le long de k_{zz} mais « légère » le long de k_{xy} , alors que la bande de basse énergie LH devient « légère » le long de k_{zz} mais « lourde » le long de k_{xy} , [12]. Ainsi, pour $k = 0$ (centre de symétrie de la zone de Brillouin (Γ)), la variation de contrainte a un effet sur les écarts énergétiques entre les centres des deux bandes de valence et de conduction donnés comme suit :

$$\Delta E_c = a_c(2\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) \quad (5)$$

$$\Delta E_v = a_v(2\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) \quad (6)$$

a_c est le potentiel de contrainte hydrostatique de la bande de conduction.

a_v est le potentiel de contrainte hydrostatique de la bande de valence.

L'énergie de la bande interdite affectée par les contraintes de compression et d'extension est exprimée selon les relations suivantes :

$$E_g^{hh}(x) = E_g(x) - [\delta E_{v,hy} - \delta E_{c,hy} + \Delta\Omega] \quad (7)$$

$\Delta\Omega$ est le décalage dû à la composante de cisaillement, il vaut $\delta E_{hh,ci}$ pour les trous lourds, et $\delta E_{lh,ci}$ pour les trous légers.

$\delta E_{c,hy}$, $\delta E_{v,hy}$ sont les décalages provoqués par l'effet hydrostatique.

$E_g(x)$ est l'énergie de la bande interdite donnée par l'équation 3.

Les paramètres des binaires InAs et GaAs sont donnés dans le chapitre.4, et ceux de l'alliage binaire InP sont fournis dans le tableau ci-dessous.

Tableau.3. 1 : Quelques paramètres du binaire InP à T=300K [12, 19, 20].

Paramètre de maille, $a(\text{\AA})$	5.8686
Energie de bande interdite, E_g (eV)	1.35
Energie de bande interdite à 0 K, E_g (eV)	1.423
Permittivité relative (ϵ_r)	12.5
Energie de décalage des bandes des trous spin-splitte, Δ_0 (eV)	0.11
Potentiel de déformation hydrostatique pour la bande de conduction, a_c (eV)	-6.0
Potentiel de déformation hydrostatique pour la bande de valence, a_v (eV)	0.6
Potentiel de déformation de cisaillement tétragonale, b (eV)	-2
Constante élastique, C_{11} (Gpa)	1011
Constante élastique, C_{12} (Gpa)	561
Constante de Varshni, A	0.363
Constante de Varshni, B	162
Référence des énergies pour la bande de valence, $E_{v, moy}$ (eV)	-6.92

Le coefficient d'absorption (α) définit comment un matériau se comporte face au passage d'un faisceau photonique à l'autre. Pour un photon ayant une énergie inférieure à E_g , la couche absorbante semble transparente à ce photon (celui-ci ne sera pas absorbé) et la transition des électrons vers la bande de conduction n'est pas possible. Lorsque l'énergie du photon E_{ph} est supérieure ou égale à E_g , ce photon sera absorbé et les électrons qui se trouvent dans la bande de valence rejoindront la bande de conduction. Le coefficient d'absorption dans le cas d'une bande interdite directe peut prendre la forme suivante [21] :

$$E_{ph} \cdot \alpha(x, T, E_{ph}) = A \cdot (E_{ph} - E_g^{hh}(x, T))^{0.5} \quad (8)$$

E_{ph} est l'énergie des photons incidents.

A est une constante dépendant du semi-conducteur.

$E_g^{hh}(x, T)$ est l'énergie de la bande interdite du matériau.

Dans les systèmes de communication optique à très haut débit, la photodiode est un élément essentiel pour la détection des signaux lumineux. Le taux de transmission est le facteur principal de ces systèmes. Un taux de transmission élevé ou faible est fortement lié à la vitesse de réponse de la photodiode. Cela nous a conduit à analyser la réponse en fréquence de la photodiode et à simuler la réponse globale et ainsi que les éventuelles limites de cette dernière.

3.3 La détermination de la réponse en fréquence

En effet, de nombreux facteurs ont une incidence sur les performances de la photodiode. Ils peuvent être externes, tels que la structure de la photodiode, qui peut être conventionnelle ou comporter des couches supplémentaires, la composition chimique du matériau, ou encore les orientations des photons incidents... etc. Ils peuvent également être internes, comme le temps de transit, l'effet capacitif [22, 23] et la contrainte. Pour le temps de transit, il dépend de l'épaisseur de la couche absorbante et de la vitesse des porteurs : $\tau_{p,n} = d_2/v_{p,n}$.

En considérant que les porteurs se déplacent à leur vitesse de saturation $v_{sat,p,n}$, dans ce cas-là, le temps de transit sera directement lié à l'épaisseur de la couche absorbante d_2 . Tandis que, l'effet capacitif dépend à la fois de l'épaisseur de la région de déplétion et de la surface de la jonction (S) par la relation :

$$C = \frac{S}{d_2 \epsilon_0 \epsilon_r(x)} \quad (9)$$

ϵ_0 est la permittivité de l'espace libre,

$\epsilon_r(x)$ est la permittivité relative de le $Ga_{1-x}In_xAs$, elle dépend de la composition de l'indium.

Un temps de transit réduit est obtenu en utilisant une mince couche absorbante. Cependant, un effet capacitif plus faible peut être obtenu dans le cas d'une couche absorbante épaisse. Il existe donc un compromis entre le phénomène de transit et l'effet capacitif. L'influence du premier apparaît dans la réponse globale à travers la composante de la réponse de transit. Cette composante est une fonction du temps et l'utilisation de la transformée de

Fourier permet d'obtenir la réponse en fréquence. Cependant, le second influence la réponse globale par la moyenne de la fréquence capacitive.

La structure de la photodiode p-i-n en question est représentée dans la figure.3.1. Elle est constituée d'une couche absorbante en GaInAs d'une épaisseur d_2 , placée entre une couche dopée N à base d'InP ou GaAs et une couche dopée P également à base d'InP ou GaAs.

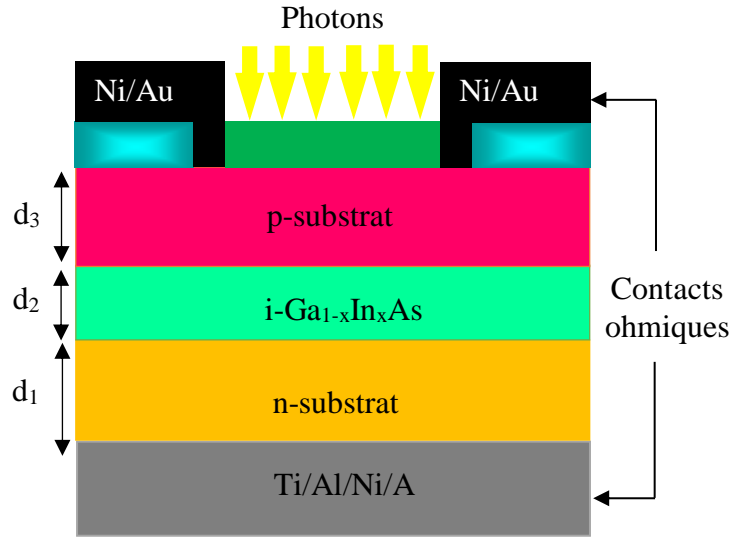


Figure.3. 1 : Structure de la photodiode p-i-n [1].

Comme mentionné précédemment, cette étude repose sur l'hypothèse que les porteurs se déplacent à la vitesse de saturation donnée à température ambiante [19, 24-28]. En utilisant la loi de Vegard, nous pouvons calculer la vitesse de saturation de l'alliage $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$. Le courant total dans la photodiode est donné comme suit [1]:

$$i(t) = \frac{q}{d_2} [v_p \cdot P(t) + v_n \cdot N(t)] \quad (10)$$

d_2 est l'épaisseur de la région absorbante,

q est la charge électronique,

$P(t)$ est le nombre de trous dans la région absorbante,

$N(t)$ est le nombre d'électrons dans la région absorbante,

v_p et v_n sont respectivement les vitesses de saturation des trous et des électrons.

Les réponses de transit pour les électrons et les trous dans le domaine temporel représentent leurs participations au courant total et sont données par [1, 11]. Au moyen de la transformée de Fourier, la réponse en fréquence associée à la composante de transit peut être obtenue. Elle est considérée comme un paramètre essentiel, qui décrit la performance d'un système de communication optique. Le modèle est donné par [29].

3.4 Discussion des résultats

3.4.1 Etude de la contrainte

La figure.3.2 montre la composante parallèle de la contrainte pour les structures : les structures $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}/\text{GaAs}$ et $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}/\text{InP}$ en fonction de la composition d'indium (x). Les structures sont soumises tantôt à des contraintes compressives, tantôt à des contraintes extensives. Cependant, le GaInAs est en accord de maille avec l' InP , c'est-à-dire que $\epsilon=0$, pour une composition d'indium de 53% qui représente le point de la stabilité de la structure. Sur la figure.3.2, on peut constater que le matériau GaInAs est en accord de maille avec le GaAs pour 0% d' In . La contrainte ϵ est toujours négative pour ce matériau ternaire parce que la constante de maille ne peut qu'augmenter par rapport au substrat GaAs lorsque l'indium est introduit, et cette contrainte continue à diminuer à mesure que la quantité d' In augmente. Dans le cas du substrat InP , deux types de contraintes sont exercées sur la structure : extensive et compressive, passant par l'accord de maille à 53% d'indium.

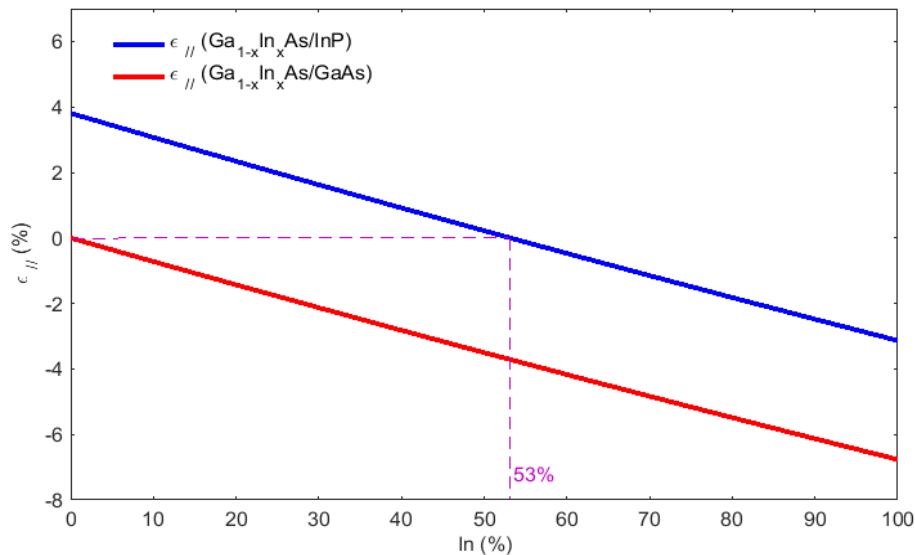


Figure.3. 2 : Variation de la contrainte en fonction de la composition en indium (x).

Le paramètre de maille d'une telle structure (GaInAs) dépend de la nature des éléments chimiques impliqués. Le substrat InP a un paramètre de maille légèrement plus élevé que le GaAs , le paramètre de maille du matériau ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ commence à augmenter avec l'incorporation de l' In , mais il est toujours inférieur à celui du substrat. Au fur et à mesure que la concentration en In augmente, l'écart ($a_{\text{InP}} - a_{\text{GaInAs}}$, équation 1) diminue mais reste positif tant que le paramètre de maille du matériau ternaire est inférieur à celui du substrat. D'autre part, la contrainte diminue à partir de 4% environ et reste positive, ce qui signifie que la structure est sous contrainte extensive. Lorsque In atteint 53%, la contrainte s'annule et la structure devient plus stable en l'absence de tout type de contrainte.

Avec l'incorporation de plus de 53% d'In, le paramètre de maille du matériau ternaire continue à augmenter face à celui du substrat, et l'écart ($a_{\text{InP}} - a_{\text{GaInAs}}$) entre ces deux paramètres augmente également et devient négatif. Avec l'incorporation de plus en plus d'In, l'écart devient important, ce qui se traduit par une diminution de la contrainte avec un signe négatif, signifiant que la structure est soumise à une contrainte de compression.

3.4.2 Effet de la contrainte sur la largeur de la bande interdite

La figure.3.3 montre l'évolution de l'énergie de la largeur de la bande interdite (E_g) selon le modèle de Varshni [28] en fonction de la composition en In pour différentes températures. L'énergie de bande interdite diminue très rapidement avec l'augmentation de la composition en In. En augmentant la température, l'énergie de bande interdite diminue, mais à un rythme plus lent qu'avec l'augmentation de la composition en In.

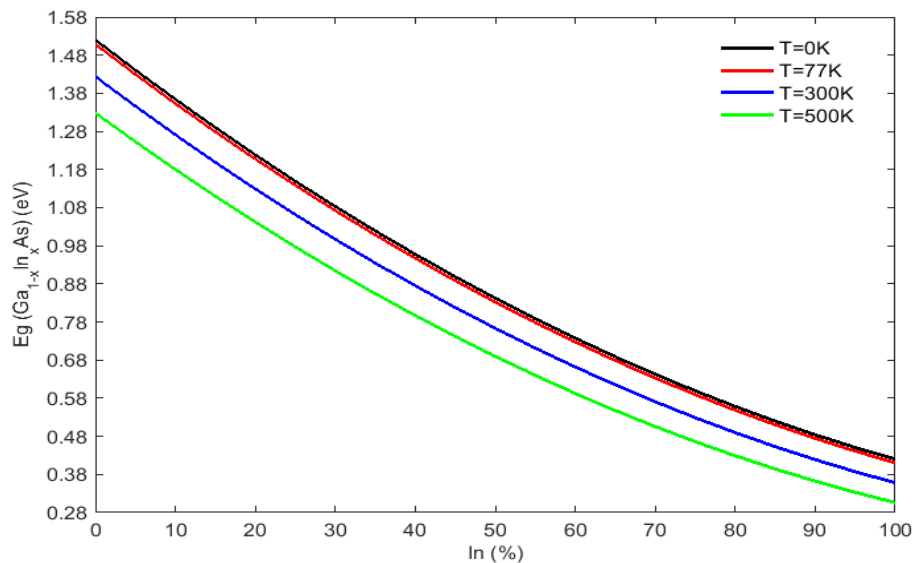


Figure.3. 3 : La variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la composition de l'In et de la température.

La figure 3.4 montre la variation de l'énergie de bande interdite E_g d'un matériau non contraint et d'un matériau soumis à une contrainte ($E_g^{\text{lh}}, E_g^{\text{hh}}$). Pour GaInAs /InP, lorsque $\epsilon(x) < 0$, l'énergie E_g^{hh} est la plus faible et est considérée comme responsable des propriétés de transport électronique et d'optique. Toutefois, lorsque $\epsilon(x) > 0$, l'énergie E_g^{hh} est la plus élevée par rapport à l'énergie E_g^{lh} . Dans cette région, E_g^{lh} est considérée d'être responsable des propriétés optiques et de transport électronique. Par ailleurs, il est important de noter que le point correspondant à $\epsilon(x) = 0$ (53% d'In) représente le point de stabilité de la structure, c'est-à-dire l'absence de tout type de contrainte, et qu'à ce point, l'GaInAs est en accord de maille avec le substrat d'InP. De ce fait, ce point représente le point de dégénérescence des niveaux

d'énergie de la bande de valence. Concernant la structure GaInAs /GaAs, un décroissement de $\epsilon(x)$ conduit à une réduction de l'énergie de la bande interdite ainsi qu'à un décalage entre les énergies $E_g(x)$, E_g^{lh} et E_g^{hh} par rapport au point de dégénérescence des niveaux d'énergie de valence ($\epsilon(x) = 0$).

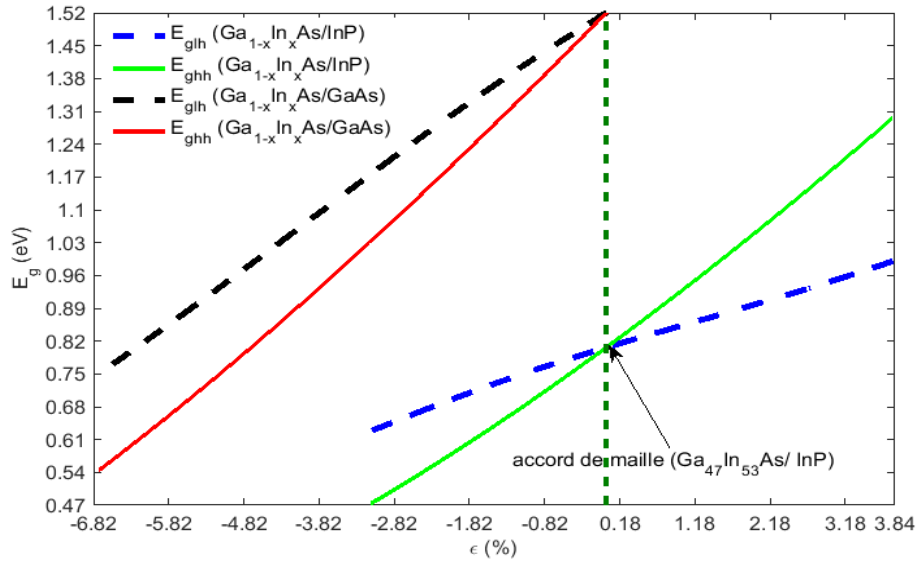


Figure.3. 4 : Variation des énergies de bande interdite des deux structures GaInAs/InP et GaInAs/GaAs en fonction de $\epsilon(x)$.

3.4.3 Effet de la contrainte sur l'absorption

La figure.3.5.a illustre la variation du coefficient d'absorption (α) des deux structures $Ga_{1-x}In_xAs$ sur GaAs et $Ga_{1-x}In_xAs$ sur InP en fonction de $\epsilon(x)$ et de la concentration de l'indium. Le coefficient d'absorption présenté par la structure $Ga_{1-x}In_xAs$ sur InP est élevé que celui de $Ga_{1-x}In_xAs$ sur GaAs, ceci peut être expliqué par l'énergie de la bande interdite qui est plus grande dans le cas $Ga_{1-x}In_xAs$ sur GaAs que celle avec le substrat InP. Pour les deux structures, le coefficient d'absorption diminue avec l'augmentation de $\epsilon(x)$. Alors qu'avec l'augmentation In, les coefficients d'absorption augmentent pour arriver à une valeur maximale ensuite diminuent. La figure.3.5.b montre le coefficient d'absorption (α) des deux structures $Ga_{1-x}In_xAs$ sur InP et $Ga_{1-x}In_xAs$ sur GaAs en fonction de l'énergie photonique E_{ph} pour différents types de contraintes. Les valeurs maximales des coefficients d'absorption pour chaque structure augmentent avec la diminution de la contrainte $\epsilon(x)$ c'est-à-dire le passage d'une contrainte extensive à une contrainte compressive. Ainsi, on remarque qu'il y a un décalage des valeurs maximales vers les faibles énergies photoniques. Par exemple, dans le cas du substrat InP, pour $\epsilon(x) = 0\%$ le maximum est de $1.113 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ à $E_{ph} = 1.55 \text{ eV}$, tandis que, pour $\epsilon(x) = -3.13\%$ (matériau sous compression), la valeur maximale devient

$1.454 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ à $E_{\text{ph}} = 0.95 \text{ eV}$. Ceci est justifié par l'influence du type de la contrainte exercée sur la variation de l'énergie de bande interdite (comme illustré dans la figure.3.4). De plus, si l'on compare les coefficients d'absorption des deux structures pour le même E_{ph} mais en faisant varier la contrainte (les valeurs $\epsilon(x)$ correspondent aux mêmes concentrations en In), on constate que l'augmentation de l'énergie photonique a conduit à un rapprochement des coefficients d'absorption des deux structures. Ce dernier phénomène peut être aussi attribué au fait que la variation de l'énergie de la bande interdite est influencée par le type de contrainte exercée sur la structure.

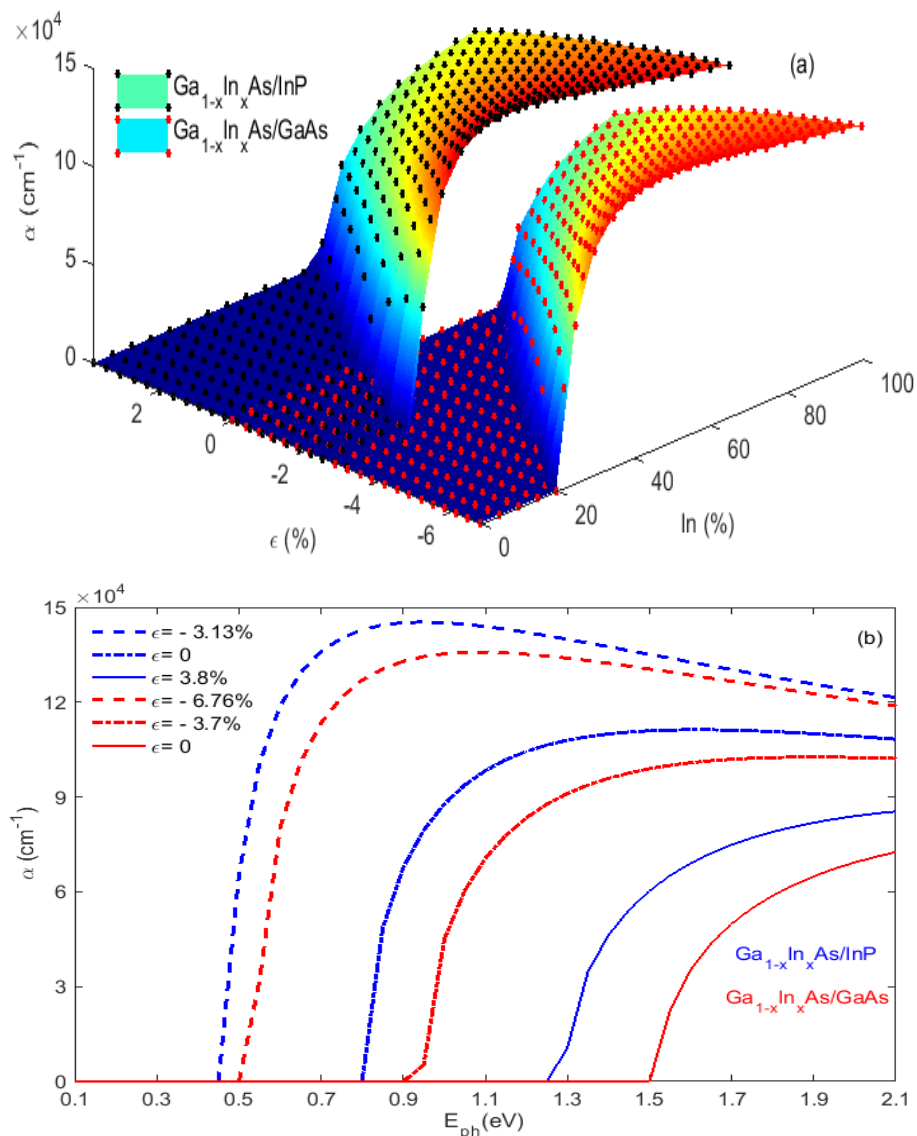


Figure.3. 5 : Evolution du coefficient d'absorption des bandes d'énergies trous lourds en fonction de : a) la contrainte et de la concentration de In, b) E_{ph} pour différents types de contraintes.

La largeur de la bande interdite qui caractérise un matériau constitue le paramètre le plus important, vu son impact sur les performances relatives à la détection des signaux

optiques. De plus, l'influence de la contrainte que subit un matériau sur la largeur de la bande interdite ainsi que sur d'autres paramètres cristallographiques, tels que le paramètre de maille, peut également affecter les performances de du dispositif. Dans la section suivante, nous allons aborder l'impact de la contrainte sur la réponse de la photodiode p-i-n basée sur les deux structures considérées.

3.4.4 Effet de la contrainte sur la fréquence de coupure de la photodiode

La vitesse de la photodiode p-i-n est essentiellement déterminée par la fréquence de coupure à -3dB. Un faible effet capacitif est produit pour une couche absorbante épaisse, ce qui augmente le temps de transit et par conséquent dégrade la réponse de la photodiode, et vice versa lorsque la couche absorbante est mince. Il y a donc un compromis entre le temps de transit et l'effet capacitif. De plus, pour obtenir des photodétecteurs à haute vitesse (fréquence de coupure > 60 GHz), il est essentiel de réduire le temps de transit [30] et l'effet capacitif. Ce phénomène est parfaitement illustré dans la section ci-dessous. Les figures.3.6.(a, b et c) illustrent la variation de la fréquence de coupure de la photodiode p-i-n à base de GaInAs/InP en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour différents types de contrainte : extensive, accord de maille et compressive, respectivement.

La figure.3.6.a décrit la variation de la fréquence de coupure pour une structure soumise à une contrainte extensive avec un coefficient d'absorption de $0.5809\mu\text{m}^{-1}$. La fréquence de coupure passe de 43.2GHz pour $d_2=1\mu\text{m}$ à 85.25GHz pour $d_2=0.5\mu\text{m}$, ce qui représente une augmentation de $\Delta F_c = 42.05\text{GHz}$.

La figure.3.6.b correspond à l'accord de maille ($\epsilon=0$ structure stable) avec un coefficient d'absorption $\alpha=6.758\mu\text{m}^{-1}$ en utilisant une couche absorbante d'épaisseur $d_2=1\mu\text{m}$, la fréquence de coupure à -3dB est de 81.3 GHz. Cependant, pour les mêmes paramètres mais avec une épaisseur de région absorbante différente ($d_2=0.5\mu\text{m}$), la fréquence de coupure à -3dB augmente pour atteindre 104.8GHz. Donc il y a une amélioration dans la fréquence de coupure de $\Delta F_c = 23.5\text{GHz}$.

La figure.3.6.c illustre l'évolution de la fréquence de coupure en utilisant les mêmes épaisseurs de la couche absorbante mais une contrainte de compression de -1,15% et un coefficient d'absorption de $10.52\mu\text{m}^{-1}$. Dans ce cas, la fréquence de coupure à -3dB est de 119.55 GHz pour une épaisseur de région absorbante $d_2=1\mu\text{m}$. Cependant, lorsqu'on utilise une région absorbante relativement fine $d_2=0,5\mu\text{m}$, la fréquence de coupure à -3dB devient 127GHz, donc une amélioration de $\Delta F_c = 7.45\text{GHz}$.

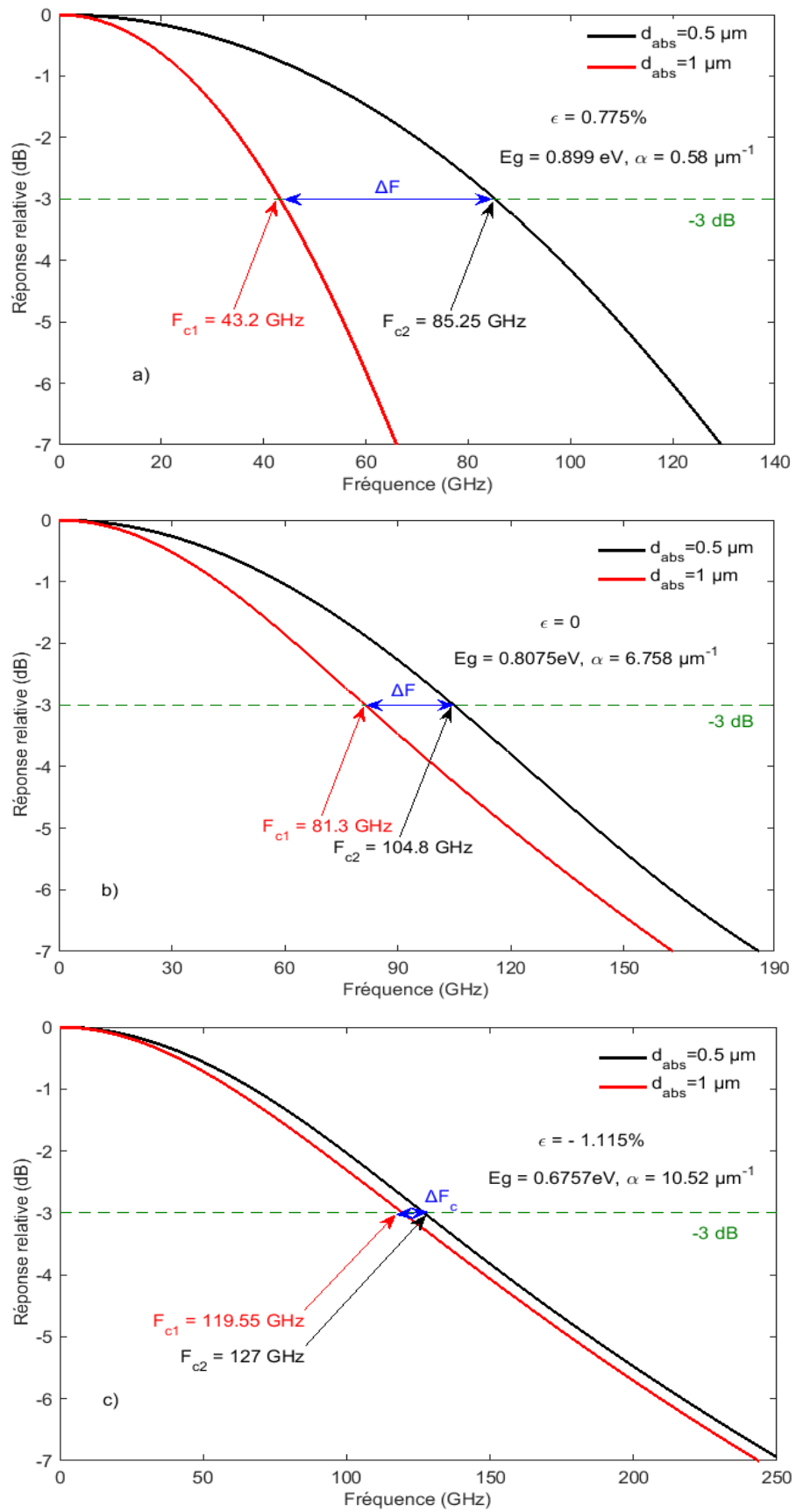


Figure.3. 6 : Variation de la fréquence de coupure de la photodiode p-i-n à base de GaInAs/InP en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour : a) une contrainte extensive, b) accord de maille et c) une contrainte compressive.

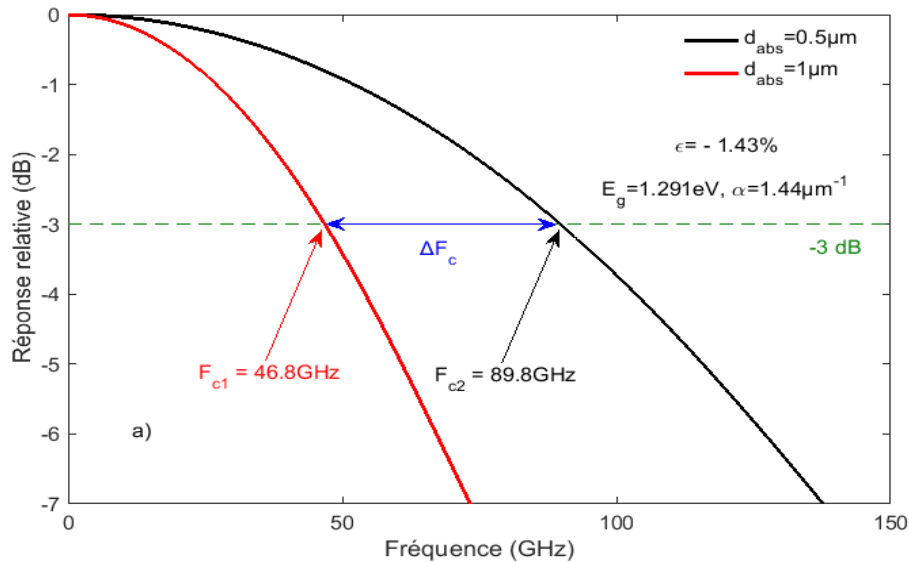
Les figures.3.7 (a, b et c) illustrent la variation de la fréquence de coupure de la photodiode p-i-n à base de GaInAs/GaAs en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour une contrainte de compression.

La figure.3.7.a correspond à une contrainte $\epsilon = - 1.43\%$ avec un coefficient d'absorption $\alpha=1.44\mu\text{m}^{-1}$ en utilisant une épaisseur de région absorbante $d_2=1\mu\text{m}$, la fréquence de coupure à -3dB est de 46.8 GHz. Cependant, pour les mêmes paramètres mais avec une épaisseur de région absorbante différente ($d_2=0.5\mu\text{m}$), la fréquence de coupure à -3dB augmente pour atteindre 89.8GHz, donc une augmentation de $\Delta F_c=43\text{GHz}$.

La figure.3.7.b décrit la variation de la fréquence de coupure ou la contrainte est d'environ -2.13% avec un coefficient d'absorption de $5.266\mu\text{m}^{-1}$. La fréquence de coupure passe de 69GHz pour $d_2=1\mu\text{m}$ à 101.55GHz pour $d_2=0.5\mu\text{m}$, dans ce cas $\Delta F_c = 32.55\text{GHz}$.

Une faible amélioration ΔF_c d'environ =14GHz est donnée par la figure.3.7.c. Pour une contrainte de compression de -3.5% et un coefficient d'absorption de $8.72\mu\text{m}^{-1}$, la fréquence de coupure à -3dB est de 104.3 GHz en utilisant une épaisseur de région absorbante $d_2=1\mu\text{m}$. Cependant, lorsqu'on utilise une région absorbante relativement fine $d_2=0,5\mu\text{m}$, la fréquence de coupure à -3dB devient 118.4GHz.

L'amélioration dans les valeurs de F_c donnée par la figure.3.6 et la figure.3.7 est due à la diminution de l'épaisseur de la couche absorbante qui permet de réduire l'effet du temps de transit mais donne lieu à l'effet capacitif.



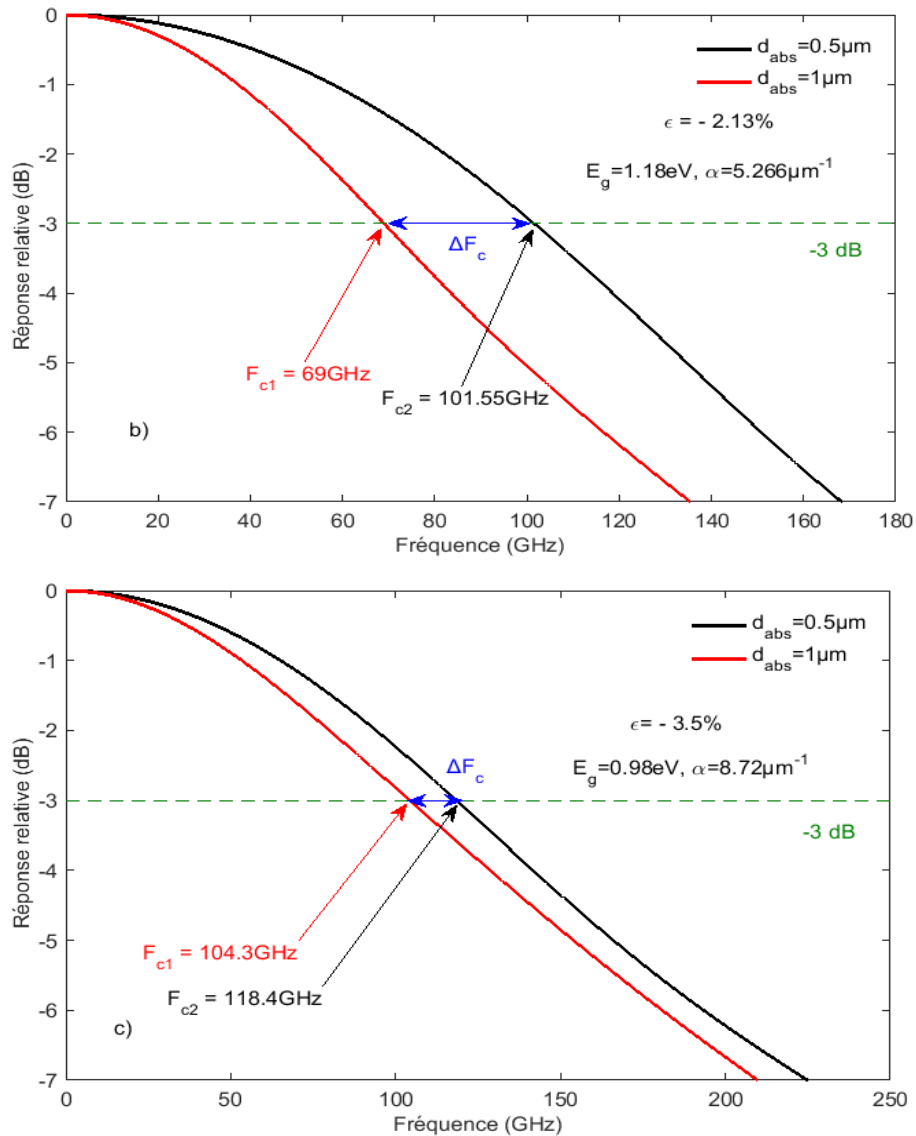


Figure.3. 7 : Variation de la fréquence de coupure de la photodiode p-i-n à base de GaInAs/GaAs en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour une contrainte de compression: a) $\epsilon = - 1.43\%$, b) $\epsilon = - 2.13\%$ et c) $\epsilon = - 3.5\%$.

Les figures 3.8 et 3.9 illustrent l'impact de la contrainte sur l'évolution de la fréquence de coupure de la photodiode à base de GaInAs/InP et de GaInAs/GaAs respectivement.

Pour la structure GaInAs/InP les résultats montrent qu'il y a une relation non linéaire entre l'évolution de la fréquence de coupure ΔF_c de la photodiode et la contrainte appliquée. Une contrainte de signe négatif i.e. compressive, cela induit à une faible ΔF_c . Ainsi, dans le cas d'une structure stable ΔF_c augmente et atteint une valeur d'environ 22GHz. Lorsque la contrainte appliquée est de type extensif, une augmentation significative de ΔF_c est observée. La même observation pour la structure GaInAs/GaAs, où la contrainte est compressive. Quand la contrainte a tendance d'être de type extensif, nous observons une forte croissance de la valeur de ΔF_c .

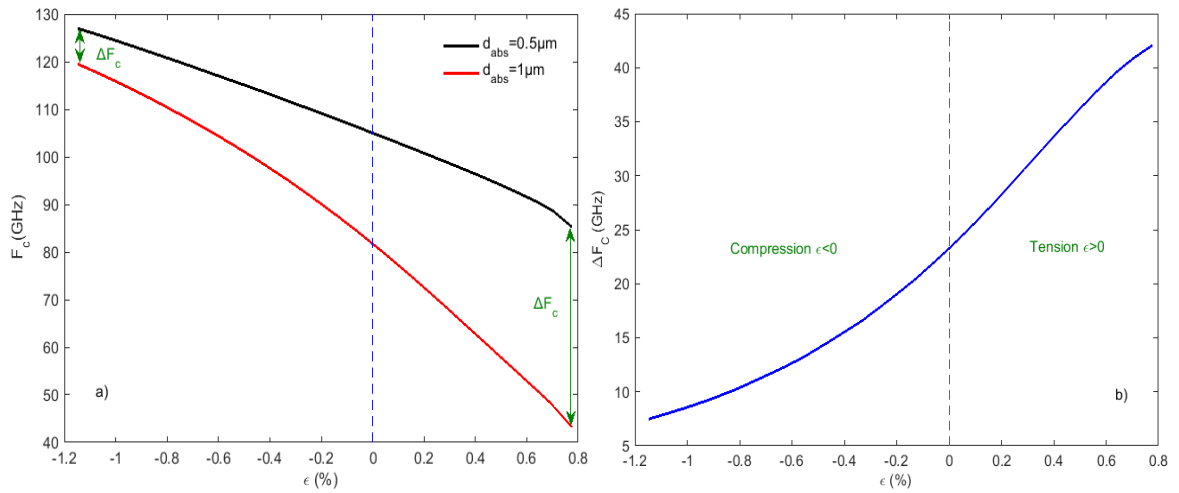


Figure.3. 8 : Effet de la contrainte sur :a) la fréquence de coupure pour $d_{abs}=0.5, 1\mu\text{m}$, b) ΔF_c , pour la photodiode p-i-n à base d'GaInAs/InP.

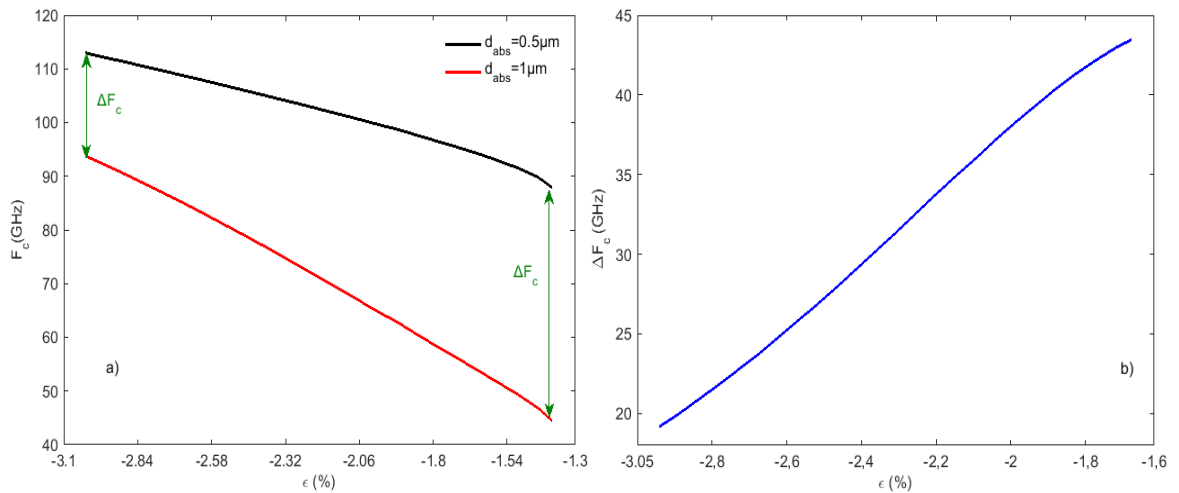


Figure.3. 9 : Effet de la contrainte sur :a) la fréquence de coupure pour $d_{abs}=0.5$ et $1\mu\text{m}$, b) ΔF_c , pour la photodiode p-i-n à base d'GaInAs/GaAs.

Ces résultats démontrent que la contrainte peut altérer la fréquence de coupure d'une photodiode pin et l'optimiser pour une application spécifique. Ces résultats mettent en évidence le potentiel de la contrainte comme outil d'optimisation des performances des photodiodes pin.

3.4.5 Effet de la contrainte sur la réponse totale de la photodiode

Dans les figures 3.10 et 3.11, nous montrons l'impact de la contrainte sur la réponse totale des deux structures GaInAs/InP et GaInAs/GaAs respectivement, en faisant varier les d_{abs} de 0.1 à $1\mu\text{m}$ et la surface de la jonction de 5×5 à $9 \times 9 \mu\text{m}^2$, en considérant $d_p = d_n = 0\mu\text{m}$.

Pour les deux structures, si nous analysons chaque figure séparément, nous constatons que la réponse totale subit une détérioration au fur et à mesure que la surface de la jonction

augmente. Cela aboutit à une croissance considérable de l'effet capacitif. En effet, la réponse totale dépend non seulement de la surface et de l'épaisseur de la couche absorbante, elle est également influencée par le type de contrainte appliquée sur la structure.

Comme mentionné auparavant, la structure cristalline a un impact direct sur les performances du matériau en question. Ceci est bien illustré dans les figures 3.10 et 3.11 ci-dessous, qui mettent en évidence l'impact du type de contrainte sur la réponse de la photodiode. Comme expliqué dans le chapitre suivant (la dominance des composantes transitoire (F_c) et capacitive (F_{RC}) sur la réponse totale de la photodiode et aussi valable ici), il existe un équilibre entre ces deux concepts qui est géré par la surface de la jonction et l'épaisseur de la couche absorbante. En introduisant l'impact de la contrainte, nous constatons que la réponse totale est perturbée de sorte qu'elle n'atteint pas ses valeurs maximales et qu'elle perd l'équilibre entre F_c et F_{RC} .

Conformément à la figure.3.10.g, associée à la structure GaInAs/InP, nous pouvons constater que si la contrainte est de type compressif, les valeurs maximales de la réponse de la photodiode restent limitées à une petite plage de la surface, ou en d'autres termes, elle est « étouffée ». En revanche, dans le cas d'une contrainte extensive (figure 3.10.a), la réponse globale est soulagée et retrouve son comportement ordinaire, et elle atteint ses valeurs maximales sur toute la plage de la surface. Dans ce cas, elle est presque totalement contrôlée par la surface de la jonction (S) et l'épaisseur de la couche absorbante (d_{abs}).

La même chose peut être observée dans la figure.3.11 associée à la structure GaInAs/GaAs qui est soumise à une compression. Lorsque la structure subit une forte compression figure.3.11.d, les valeurs maximales de la réponse totale de la photodiode restent limitées à une petite partie de la surface, ce qui signifie qu'elle est « étouffée ». En revanche, dans la figure 3.11.a, la compression est plus faible que dans la figure 3.11.d, dans cette situation, la réponse totale de la photodiode est presque principalement contrôlée par la surface de la jonction et l'épaisseur de la couche absorbante.

Pour résumer, lorsque la contrainte tend à être de plus en plus compressive, la réponse globale de la photodiode est confinée dans une petite plage de la surface. En revanche, si la contrainte a tendance à être extensive, la réponse de la photodiode devient contrôlée par S et d_{abs} . Ce comportement peut être justifié par la compression appliquée au matériau, et donc aux atomes qui deviennent encombrés. Parallèlement, nous pouvons dire que la structure GaInAs/InP présente une stabilité élevée par rapport à la structure GaInAs/GaAs.

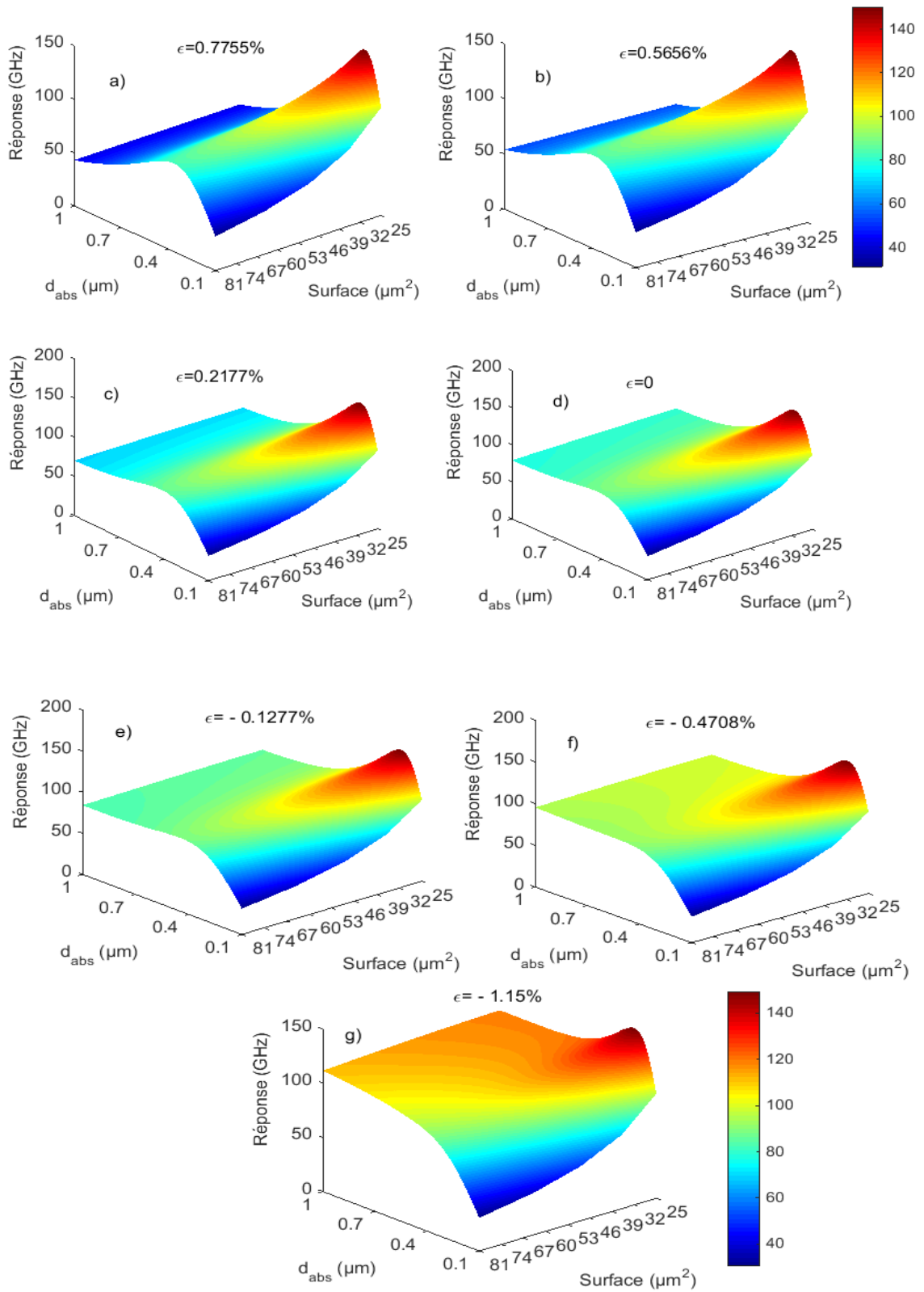


Figure.3. 10 : Effet de la contrainte sur la réponse totale de la structure GaInAs/InP pour $d_{\text{abs}} = 0.1$ à $1\mu\text{m}$, S varie entre 5×5 et $9 \times 9 \mu\text{m}^2$ et $d_p = d_n = 0 \mu\text{m}$.

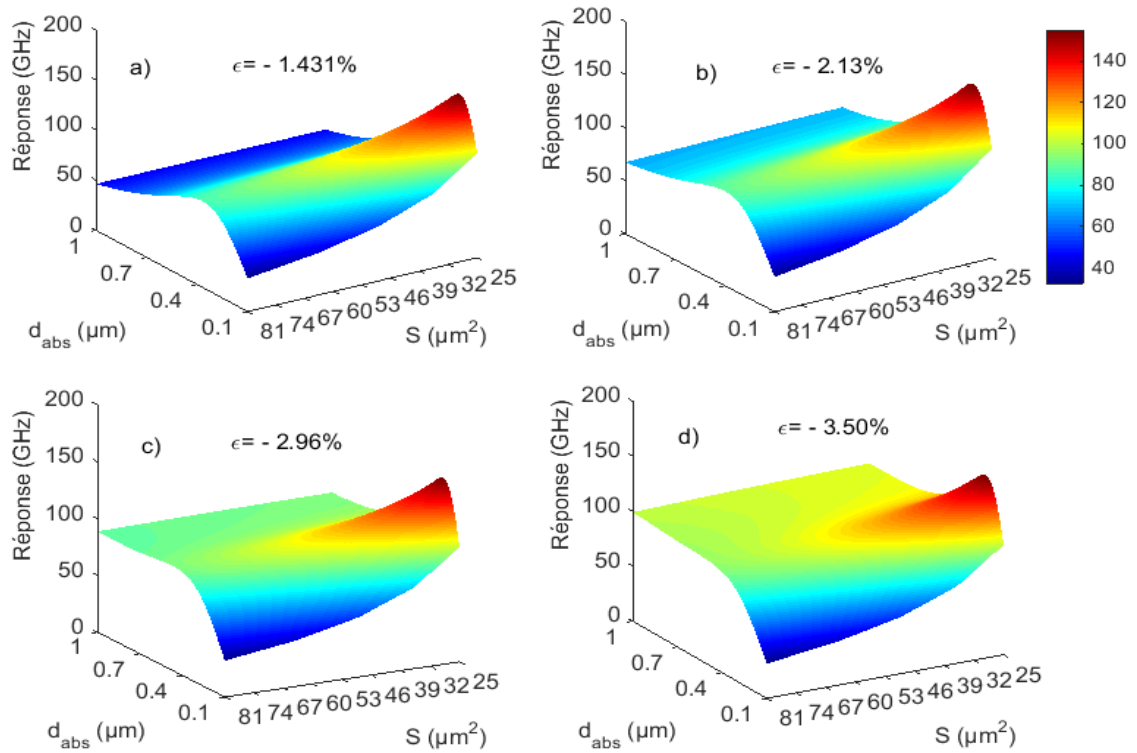


Figure.3. 11 : Effet de la contrainte sur la réponse totale de la structure GaInAs/GaAs pour $d_{\text{abs}} = 0.1$ à $1\mu\text{m}$, S varie entre 5×5 et $9 \times 9\mu\text{m}^2$ et $d_p = d_n = 0\mu\text{m}$.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une investigation sur l'effet de la contrainte sur la réponse en fréquence de la photodiode. Il existe d'autres méthodes pour ajuster la fréquence de coupure d'une photodiode pin, la contrainte appliquée sur le matériau, sans affecter ses propriétés intrinsèques, représente un paramètre important à considérer. Des recherches plus approfondies sont nécessaires pour explorer pleinement les avantages et les limites de cette approche. Il serait intéressant d'analyser l'impact de la contrainte sur d'autres paramètres de la photodiode, tels que le gain, le temps de réponse et le bruit. Afin d'évaluer les performances globales de la photodiode, il serait aussi important d'étudier l'effet de différents paramètres comme l'absorption sur les performances de la photodiode.

3.6 REFERENCES

- [1] R. Amraoui, A. Aissat, J. P. Vilcot, D. Decoster, « Frequency response optimization of P-I-N photodiode based on InGaAsN lattice matched to GaAs for High-Speed photodetection applications », *Opt. Laser Technol.*, vol. 145, 2022, p. 107468.
- [2] J.M.T. Pereira, « Frequency response analysis of photodiodes for optical communications », *Optoelectron. Adv. Mater. - Rapid Commun.*, vol. 4, no. 7, 2010, p. 916-921.
- [3] M. Elbar, B. Alshehri, S. Tobbeche, E. Dogheche, « Design and Simulation of InGaN/GaN p-i-n Photodiodes », *Phys. Status Solidi A*, vol. 215, no 9, 2018, p. 1700521.
- [4] K. Kato, « Ultrawide-band/high-frequency photodetectors », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no 7, 1999, p. 1265-1281.
- [5] A. Zhukov, S.A. Blokhin, N.A. Maleev, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, F.I. Zubov, M.V. Maximov « Frequency response and carrier escape time of InGaAs quantum well-dots photodiode », *Opt. Express*, vol. 29, no 25, 2021, p. 40677-40686.
- [6] G. Lucovsky, R.F. Schwarz, R.B. Emmons, « Transit-Time Considerations in p-i-n Diodes », *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no 3 1964, p. 622-628.
- [7] M. Dentan, B. de Cremoux, « Numerical simulation of the nonlinear response of a p-i-n photodiode under high illumination », *J. Light. Technol.*, vol. 8, no 8, 1990, p. 1137-1144.
- [8] R. Sabella, S. Merlie, « Analysis of InGaAs p-i-n photodiode frequency response », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no 3, 1993, p. 906-916.
- [9] J.M.T. Pereira, J.P.N. Torres, « Frequency response optimization of dual depletion InGaAs/InP PIN photodiodes », *Photonic Sens.*, vol. 6, no 1, 2016, p. 63-70.
- [10] J.M.T. Pereira, « The effect of temperature on the frequency response of p-i-n photodiodes for optical communications », *Proceedings of conference on telecommunications—ConfTele*, Citeseer, vol. 1, 2009, p. 141-144.
- [11] A. Aissat, M. E. Besseghi, D. Decoster, « Transport optimisation in PIN photodiodes using mixed depletion region », *Int. J. Electron. Lett.*, vol. 3, no.3, 2015, p. 160-169.
- [12] T.Y. Wang et G. B. Stringfellow, « Strain effects on $Ga_xIn_{1-x}As/InP$ single quantum wells grown by organometallic vapor-phase epitaxy with $0 \leq x \leq 1$ », *J. Appl. Phys.*, vol. 67, no 1, 1990, p. 344-352.

- [13] C.G. Van de Walle, « Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory », *Phys. Rev. B*, vol. 39, no 3, 1989, p. 1871-1883.
- [14] A. Tarbi, T. Chtouki, A. Bouich, Y. Elkouari, H. Erguig, A.M. Zalas, A. Aissat « InP/InGaAsP thin films based solar cells: Lattice mismatch impact on efficiency », *Opt. Mater.*, vol. 131, 2022, p. 112704.
- [15] A. Tarbi, T. Chtouki, A. Bouich, Y. Elkouari, H. Erguig, A.M. Zalas, « Prediction of mechanical properties of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice-matched to different substrates using artificial neural network (ANN) », *Adv. Mater. Process. Technol.*, vol. 9, no 4, 2023, p. 1437-1447.
- [16] K. Köksal, B. Gönül, M. Oduncuoğlu, « Critical layer thickness of GaIn(N)As(Sb) QWs on GaAs and InP substrates for (001) and (111) orientations », *Eur. Phys. J. B*, vol. 69, no 2, 2009, p. 211-218.
- [17] M.P.C.M. Krijn, « Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 6, no 1, 1991, p. 27-31.
- [18] E.P. O'Reilly, « Valence band engineering in strained-layer structures », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 4, no 3, 1989, p. 121.
- [19] J. Piprek, *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation*. Elsevier, 2013.
- [20] B. Chen, D. Li, F. Wang, « InP Quantum Dots: Synthesis and Lighting Applications », *Small*, vol. 16, no 32, 2020, p. 2002454.
- [21] A. Tarbi, T. Chtouki, A. Benahmed, Y. Elkouari, H. Erguig, et A.M. Zalas, « Transport properties of the deformed quaternary InGaAsP epitaxied on different substrates », *Optik*, vol. 267, 2022, p. 169657.
- [22] K.A. Mohamad, M.S. Nordin, N. Nayan, A. Alias, A.R. Mohmad, A. Boland-Thoms, A.J. Vickers « Characterization of III-V dilute nitride based multi-quantum well p-i-n diodes for next generation opto-electrical conversion devices », *Mater. Today Proc.*, vol. 7, 2019, p. 625-631.
- [23] M. Gladysiewicz, R. Kudrawiec, M.S. Wartak, « Theoretical studies of optical gain tuning by hydrostatic pressure in GaInNAs/GaAs quantum wells », *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no 3, 2014, p. 033515.
- [24] V. Palankovski, « Simulation of Heterojunction Bipolar Transistors », Thèse de doctorat, Université technique de Vienne, Autriche, 2000.

- [25] R. Quay, « Analysis and simulation of high electron mobility transistors », Thèse de doctorat, Université technique de Vienne, Autriche, 2001.
- [26] S. Adachi, Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors. John Wiley & Sons, 2009.
- [27] R. Quay, Gallium nitride electronics, vol. 96. Springer Science & Business Media, 2008.
- [28] J. Piprek, Nitride semiconductor devices: principles and simulation. John Wiley & Sons, 2007.
- [29] J. Gowar, Optical communication systems. Prentice-Hall, Inc., 1993.
- [30] D. Decoster, J.P. Vilcot, J. Harari, V. Magnin, « Photodetectors for microwave applications: a review and trends », Proc. SPIE, 2003.

CHAPITRE 4 : OPTIMISATION ET AMELIORATION DE LA REPONSE EN FREQUENCE DE LA PHOTODIODE P-I-N MUNIE D'UNE DOUBLE COUCHE TRANSPARENTE ET EN UTILISANT UNE STRUCTURE STABLE InGaAsN /GaAs POUR LA PHOTODETECTION A TRES HAUTE VITESSE.

4.1 Introduction

Aujourd'hui, les dispositifs optoélectroniques tels que les photodiodes p-i-n sont devenus de plus en plus performants grâce aux avancées remarquables constatées dans les systèmes de communication optique. Les hétérostructures basées sur des composés quaternaires III-V ont bénéficié de ces progrès et apparaissent comme une solution de choix pour les dispositifs optoélectroniques, en raison des excellentes propriétés physiques et optiques qu'elles affichent. Parmi ces composés, l'InGaAsN est considéré comme l'un des matériaux les plus attractifs pour la fabrication de dispositifs optoélectroniques. Dans ce chapitre, nous allons étudier certains paramètres basés sur les concentrations d'indium et d'azote. Ces concentrations sont tirées à partir de la condition d'accord de maille entre le quaternaire $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ et le substrat GaAs. Ensuite ces paramètres seront utilisées pour l'optimisation de la réponse en fréquence de la photodiode p-i-n. Grâce à l'insertion de deux couches transparentes sur les faces p et n, il sera possible de gérer l'effet capacitif et le temps de transit qui ont un impact majeur sur les performances de la photodiode. De cette dernière étape nous pouvons améliorer la vitesse de la photodiode qui est bien envisagée dans l'étude comparative avec d'autres résultats de la littérature.

4.2 Accord de maille et stabilité de la structure

La présente étude est basée sur un $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ en accord de maille avec le GaAs ce qui permet de fournir une structure stable. Pour le substrat :

$$a_{\text{substrat}}(x, y) = a(1,0) = a_{\text{GaAs}} \quad (1)$$

Pour l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ suivant la loi de Vegard (couche active ou absorbante):

$$a_{\text{couche}}(x, y) = a_{\text{InAs}} x(1 - y) + a_{\text{GaAs}} (1 - x)(1 - y) + a_{\text{InN}} xy + a_{\text{GaN}}(1 - x)y \quad (2)$$

Pour obtenir une structure stable il faut que $a_{\text{substrat}} = a_{\text{couche}}$, et qui est équivalent à l'absence du contrainte. Après le calcul, la condition permettant d'obtenir une structure stable est la suivante [1]:

$$y(x) = [0.405 \cdot (1.153 - 0.0749 \cdot x)^{-1}] \cdot x \quad (3)$$

Selon cette condition de stabilité, la figure.4.1 illustre la variation des valeurs de y (concentration d'azote) en fonction de la concentration de x (indium). Chaque paire (x, y) correspond à une structure stable.

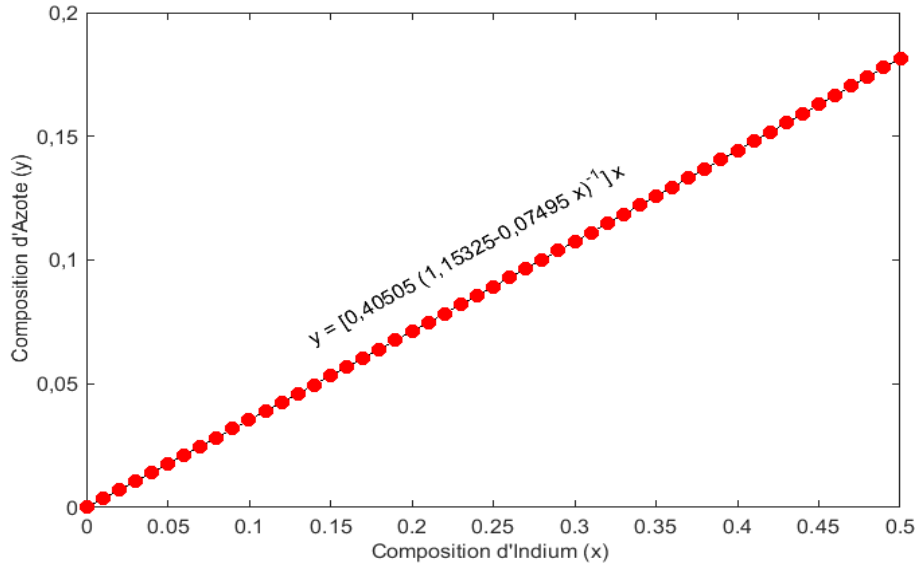


Figure.4. 1 : Condition de l'accord de maille [1].

Le tableau 4.1 : donne quelques exemples des paires correspondantes à l'accord de maille ou les compositions de N et In sont liées par la relation $y \approx (1/3) \cdot x$.

Tableau.4. 1 : quelques alliages liés à l'accord de maille

Composition d'indium	Composition d'azote	Alliage correspond
x	y	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$
0.14	0.049	$\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}_{0.95}\text{N}_{0.049}$
0.1	0.035	$\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.965}\text{N}_{0.035}$
0.2	0.071	$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.929}\text{N}_{0.071}$
0.3	0.11	$\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{0.89}\text{N}_{0.11}$
0.4	0.14	$\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.86}\text{N}_{0.14}$
0.5	0.18	$\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}_{0.82}\text{N}_{0.18}$

Cette étude est basée sur le réseau $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ en accord de maille avec GaAs, c'est à dire $\Delta(x,y) = 0$, où $\Delta(x,y)$ représente la contrainte parallèle à l'interface de croissance (notée aussi Δ_{xx} , ou $\Delta_{//}$), elle est donnée par [2-4] :

$$\Delta_{xx}(x,y) = \frac{a_{\text{substrat}} - a_{\text{couche}}(x,y)}{a_{\text{couche}}(x,y)} \quad (4)$$

a_{substrat} est le paramètre de maille du substrat.

$a_{\text{couche}}(x, y)$ est le paramètre de maille de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$.

La variation de la contrainte $\Delta(x, y)$ en fonction des concentrations d'indium (In) et d'azote (N) est illustrée dans la figure 4.2. Nous nous intéressons aux valeurs des couples (x, y) qui permettent d'obtenir une structure stable ($\Delta(x, y) = 0$)

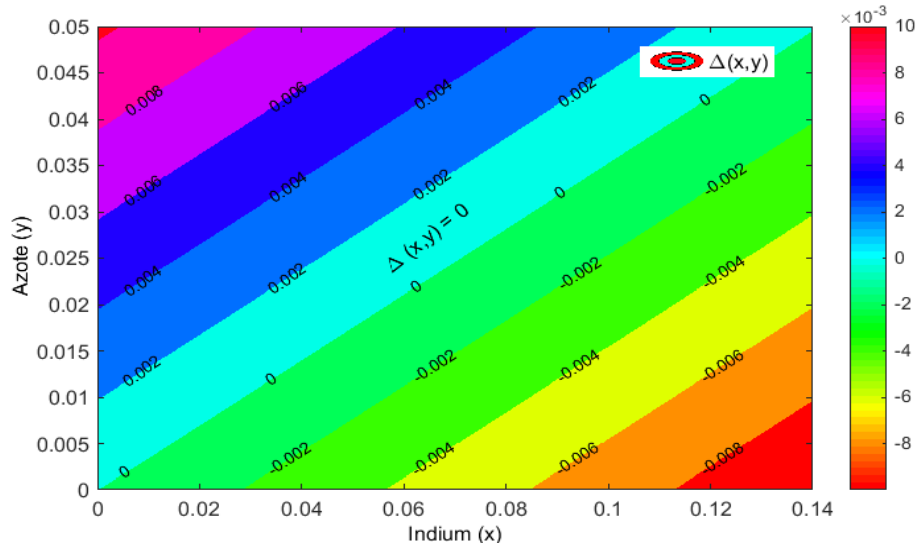


Figure.4. 2 : Variation de la contrainte en fonction des concentrations In et N [1].

4.3 Modèle d'anticroisement de bandes

Dans le système III-N-V, on observe une réduction considérable de l'énergie de la bande interdite. En outre, Il a été établi que l'azote a un impact non pas seulement sur la bande de conduction, mais également sur la bande de valence dans le GaNAs [5]. De plus, plusieurs investigations précédentes ont indiqué que l'azote a un impact plus important sur la bande de conduction par rapport à la bande de valence, ce dernier est généralement négligeable [6-8].

En effet, il apparaît que la bande interdite de l'alliage semi-conducteur InGaAs est considérablement réduite et peut atteindre une valeur très faible suite à l'introduction d'une petite quantité d'azote. Ceci est dû à une forte interaction entre la bande de conduction du matériau hôte et l'état spatialement localisé de l'azote (noté E_N) [9]. Par conséquent, la bande de conduction se divise en deux sous-bandes E_+ et E_- . Lorsque l'on augmente la proportion d'azote, les deux sous-bandes E_+ et E_- se repoussent respectivement au-dessus et en dessous, ce qui a un impact sérieux sur les propriétés optiques.

Ce comportement inhabituel peut être très bien expliqué à l'aide d'un modèle très connu est celui des bandes anticroisement (BAC) proposé par Shan et al [9]. Le modèle BAC est largement reconnu pour décrire la répulsion des bandes dans les semi-conducteurs III-V et pour expliquer les propriétés optiques et électroniques d'une grande variété d'alliages III-V.

Il est bien adapté à plusieurs alliages tels que InGaAsN [10, 11] et GaPN [12, 13]. La réduction de la bande interdite suite à l'incorporation d'azote est donnée par le modèle BAC comme suit [9, 11, 14-16] :

$$E_{\mp} = 0.5 \left[(E_N + E_M) \mp \sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{MN}^2} \right] \quad (5)$$

$$E_N = 1.52eV - y \cdot 3.9eV \quad (6)$$

$$E_M = E_0 - 1.55eV + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \quad (7)$$

$$V_{MN} = \sqrt{y} \cdot 2.3 eV \quad (8)$$

E_M est l'énergie du bord de la bande de conduction de la matrice InGaAs.

E_N est le niveau d'énergie de l'azote par rapport au sommet de la bande de valence.

V_{MN} est l'interaction entre E_M et E_N .

y est la concentration d'azote.

E_0 est le minimum de la bande de conduction de l'InGaAs.

m_e^* est la masse effective des électrons dans l'InGaAs ternaire.

Dans l'équation 5, seulement E_- est pris en compte, parce que E_- est responsable de la réduction de l'énergie de la bande interdite [17, 18].

4.4 Influence de la température et l'azote sur l'énergie de bande interdite

L'énergie de la bande interdite dans les matériaux semi-conducteurs représente un paramètre pour lequel la température est un facteur déterminant. Cette dépendance est attribuée à la dilatation thermique du réseau. À mesure que la température croît, la limite d'énergie de la bande interdite diminue. Cela peut se traduire par une relation établie entre la largeur de la bande interdite et la température. Parmi les modèles empiriques, le modèle de Varshni [19] est fréquemment appliqué pour estimer la variation non linéaire de la largeur de la bande interdite en fonction de la température. La relation de Varshni est la suivante :

$$E_g(x, y, T) = E_g(x, y) \Big|_{T=0} - \frac{A_1(x, y) \cdot T^2}{A_2(x, y) + T} \quad (9)$$

$E_g(x, y) \Big|_{T=0}$ est la largeur de la bande interdite du matériau à $T=0$ K.

$A_1(x, y)$ et $A_2(x, y)$ sont des paramètres caractéristiques du matériau. Ces paramètres sont donnés dans le tableau.2.3 (chapitre 2) pour les binaires qui forment le quaternaire InGaAsN.

Ceux du quaternaire seront calculés à partir de la loi de Vegard.

La figure.4.3, décrit comment la température (T) et l'azote (N) affectent le gap de l'alliage InGaAsN pour diverses concentrations d'azote. L'augmentation de la température entraîne une diminution du gap. Par exemple, à T=300K, avec 2 % de N et 20 % d'In, le gap atteint 1,013eV, alors que lorsque T est augmentée à 400K, le gap chute jusqu'à 0,96eV. De plus, l'introduction d'une petite quantité d'azote dans l'alliage provoque une réduction du gap. À titre d'exemple, si l'on reprend la même concentration d'In que précédemment, sauf que l'on augmente N à 4%, on constate que pour T=300K, on obtient $E_g=0,91\text{eV}$, alors que pour T=400K, on observe une baisse jusqu'à $E_g = 0,87\text{eV}$.

Ces résultats sont dus à la division de la bande de conduction de l'InGaAsN en deux sous-bandes, E_+ et E_- , suite à l'introduction d'une très faible quantité d'azote (2 %). Alors, lorsque la concentration d'azote augmente, il y aura un écart important entre ces deux sous-bandes, ce qui entraînera une réduction considérable de du gap de ce matériau quaternaire.

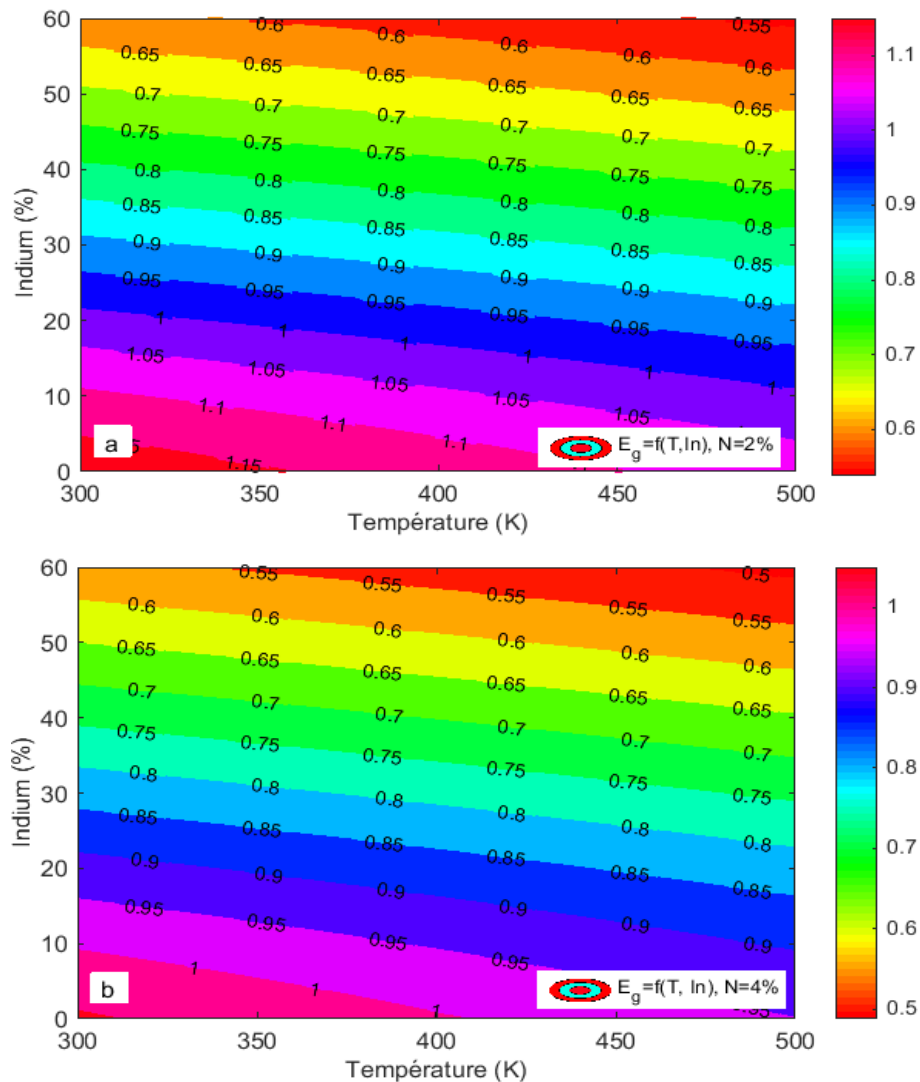


Figure.4. 3 : Variation du gap de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ en fonction de la température et la concentration de In pour : a) N=2 et b) 4% [1].

Comme indiqué sur la figure.4.4, l'augmentation des concentrations de N provoque une forte réduction du gap, cette réduction est très importante par rapport à celle de In. En outre, le changement de température conduit à une légère réduction de la largeur de la bande interdite, et malgré l'augmentation de la température, le gap du matériau ne varie pratiquement pas comparativement à l'effet de l'azote.

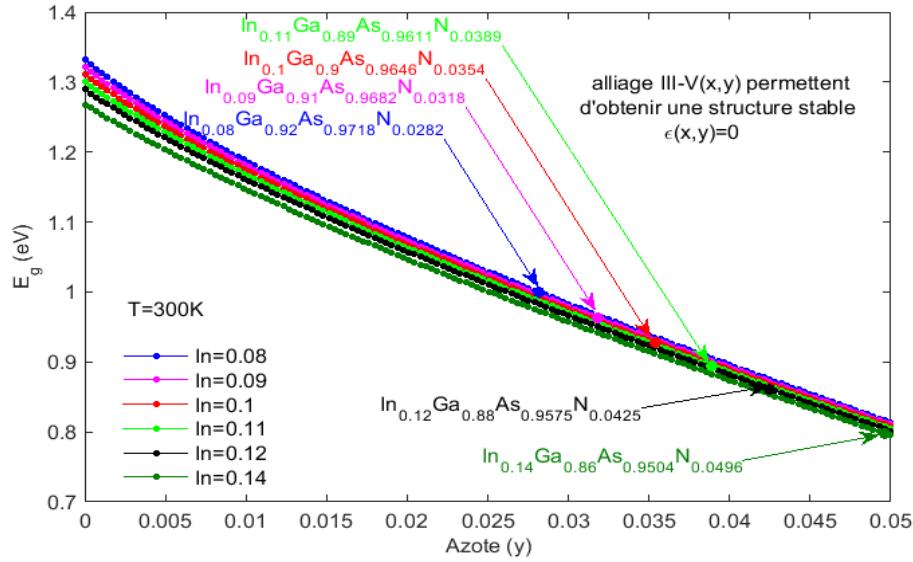


Figure.4. 4 : Variation du gap en fonction de la concentration d'azote en utilisant différentes concentrations d'indium, T=300K [1].

4.5 Impact de l'azote sur l'absorption

Absorber l'énergie des photons pour générer un signal électrique est le rôle fondamental de la photodiode. Si un faisceau optique incident dont l'énergie $h\nu$ est inférieur à la largeur de la bande interdite du semi-conducteur, le dispositif semble transparent à l'énergie photonique, et donc les photons ne seront donc pas absorbés. En revanche, si $h\nu$ est supérieurs ou égale à l'énergie de la bande interdite, les électrons de la bande de valence absorbent cette énergie et se déplacent vers la bande de conduction. Le coefficient d'absorption $\alpha(x,y,T)$ dans ce dernier cas est donné comme suit [3, 20] :

$$\alpha(x, y, T) \cdot E = A \cdot \left(E_{ph} - E_g(x, y, T) \right)^{0.5} \quad (10)$$

E_{ph} est l'énergie du photon.

A est la constante dépendant du semi-conducteur.

$E_g(x,y,T)$ est l'énergie de la bande interdite de $In_xGa_{1-x}As_{1-y}N_y$.

Du fait que les concentrations x et y affectent le gap, elles ont un effet significatif sur le coefficient d'absorption de l'alliage InGaAsN, comme le montre l'équation 10. L'évolution du coefficient d'absorption en fonction des concentrations de l'azote et l'indium est présentée

dans la figure.4.5, sur laquelle figurent quelques structures correspondant à la structure stable. Sur la cette figure, on peut constater que l'influence sur le coefficient d'absorption est pilotée par l'incorporation de l'azote face à l'indium, autrement dit que l'influence de l'indium se trouve négligée en comparaison de celle de l'azote.

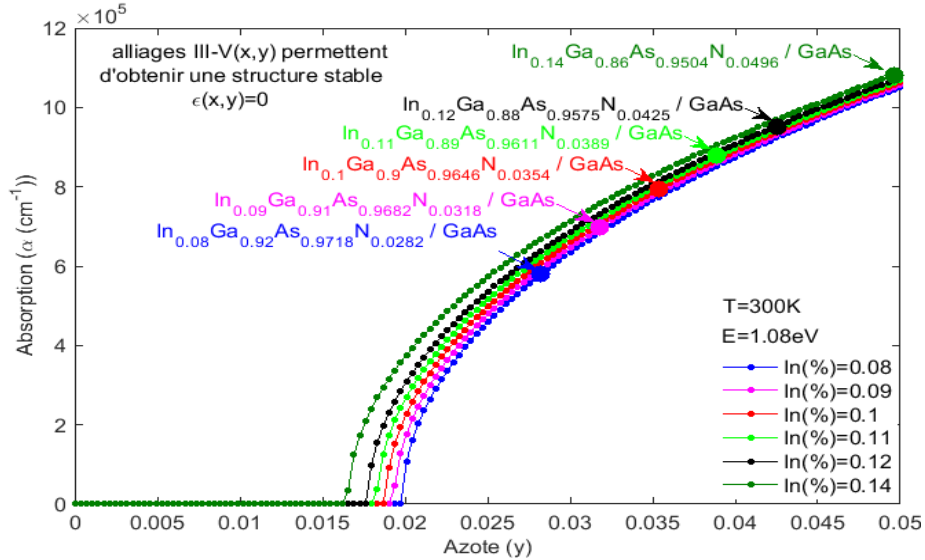


Figure.4. 5 : Variation du coefficient d'absorption en fonction de la concentration d'azote en utilisant différentes concentrations d'indium fournissant certaines concentrations d'azote pour la structure stable et $E_{ph} = 1,08 \text{ eV}$ [1].

Une faible concentration d'azote entraîne une réduction considérable de l'énergie de la bande interdite et, par conséquent, une amélioration significative du coefficient d'absorption (α). Chaque fois que la concentration en N est augmentée, la répulsion entre E_+ et E_- augmente, provoquant une réduction de l'énergie de la bande interdite et par conséquent une amélioration du coefficient d'absorption. A titre d'exemple, dans le cas de $y=2\%$, l'énergie de la bande interdite est approximativement $1,08\text{eV}$ et le coefficient d'absorption est d'environ $\alpha=4,72 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Cependant, pour $y=2,5 \%$, l'énergie de la bande interdite diminue à $1,03\text{eV}$, alors que le coefficient d'absorption augmente de façon significative à $\alpha = 4,44 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

4.6 La réponse en fréquence de la photodiode PIN

Afin d'établir la réponse en fréquence, il faut tout d'abord calculer l'énergie de la bande interdite et le coefficient d'absorption. Nous allons considérer que les porteurs se déplacent à leurs vitesses de saturation, lesquelles sont données à 300K par [21-26] pour les composés binaires (InAs, GaAs, InN, GaN). Ensuite, la vitesse de saturation de l'InGaAsN sera déterminée en utilisant la loi de Vegard.

Le courant total circulant dans le dispositif est donné comme suit [27, 28] :

$$i(t) = m \cdot [v_p \cdot P(t) + v_n \cdot N(t)] \quad (11)$$

Ici, $m = \frac{q}{dt}$

avec

q est la charge des électrons, dt est l'épaisseur de la zone de déplétion.

v_p , v_n sont respectivement les vitesses de saturation des trous et des électrons.

$P(t)$ et $N(t)$ représentent le nombre de trous et d'électrons dans la zone de déplétion.

Les porteurs photo-générés transitent de la zone absorbante vers les régions p et n. La réponse des trous est achevée après une durée $d_p/v_p + d_{abs}/v_p$ et celle des électrons en une durée de $d_n/v_n + d_{abs}/v_n$. Les contributions des porteurs sont les suivantes :

- Pour les trous:

$$i_p(t) = \frac{qv_p p_0 A}{\alpha(x,y,T) \cdot dt} \cdot \left[\frac{e^{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs} - 1}}{e^{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs}}} \right] \frac{e^{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs} - 1}}{e^{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs}}} \quad 0 < t < \tau_p \quad (12)$$

$$i_p(t) = \frac{qv_p p_0 A}{\alpha(x,y,T) \cdot dt} \cdot \left[\frac{e^{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs} - e^{\alpha(x,y,T) \cdot (v_p t - d_p)}}}{e^{\alpha(x,y,T) \cdot (v_p t - d_p + d_{abs})}} \right] \quad \tau_p < t < \tau_p + \tau_{p,abs} \quad (13)$$

- Pour les électrons:

$$i_n(t) = \frac{qv_n n_0 A}{\alpha(x,y,T) \cdot dt} \cdot \left[\frac{e^{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs} - 1}}{e^{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs}}} \right] \quad 0 < t < \tau_n \quad (14)$$

$$i_n(t) = \frac{qv_n n_0 A}{\alpha(x,y,T) \cdot dt} \cdot \left[\frac{e^{\alpha(x,y,T) \cdot (v_n t - d_n + d_{abs})} - 1}{e^{\alpha(x,y,T) \cdot (v_n t - d_n + d_{abs})}} \right] \quad \tau_n < t < \tau_n + \tau_{n,abs} \quad (15)$$

Avec

$$\tau_{n,abs} = d_{abs}/v_n, \quad \tau_n = d_n/v_n \quad \text{and} \quad \tau_{p,abs} = d_{abs}/v_p, \quad \tau_p = d_p/v_p.$$

p_0 et n_0 sont les densités maximales des porteurs.

d_{abs} est l'épaisseur de la région absorbante.

$d_p(d_n)$ est l'épaisseur de la couche transparente côté p (côté n).

$\tau_{p,abs}(\tau_{n,abs})$ est le temps de transit nécessaire aux trous (électrons) pour traverser la zone absorbante.

τ_p et τ_n sont les temps de transit nécessaire aux trous et les électrons pour traverser la couche transparente côté p et côté n, respectivement.

A est la surface de la jonction.

La réponse impulsionnelle est la somme des contributions des électrons et des trous, elle est donnée comme suit [1]:

$$g(t) = m' \cdot [i_p(t) + i_n(t)] \quad (16)$$

Où

$$m' = \frac{1}{q \cdot N_{opt}}$$

N_{opt} est le nombre de photons dans le faisceau optique.

La réponse en fréquence est un moyen qui permet de vérifier les performances de la photodiode. À partir de la réponse impulsionnelle de la photodiode, nous pouvons obtenir la réponse en fréquence par le biais de la transformée de Fourier [1] :

$$G_p(w) = \frac{v_p}{j \cdot d_t \cdot w} \cdot \left(1 + j \cdot \frac{b_1}{b_2} \cdot \frac{e^{j(b_2 - j \cdot b_4)} + e^{-j(b_2 + j \cdot b_4)}}{e^{b_1} - e^{-b_1}} \right) \quad (17)$$

$$G_n(w) = \frac{v_n}{j \cdot d_t \cdot w} \cdot \left(1 + j \cdot \frac{b_1}{b_3} \cdot \frac{e^{j(b_3 - j \cdot b_5)} + e^{-j(b_3 + j \cdot b_5)}}{e^{b_1} - e^{-b_1}} \right) \quad (18)$$

$$b_1 = \frac{\alpha(x,y,T) \cdot d_{abs}}{2} \quad (19)$$

$$b_2 = \frac{d_{abs}}{2} \cdot \left(\frac{w}{v_p} - j \cdot \alpha(x, y, T) \right) \quad (20)$$

$$b_3 = \frac{d_{abs}}{2} \cdot \left(\frac{w}{v_n} + j \cdot \alpha(x, y, T) \right) \quad (21)$$

$$b_4 = -j \cdot \frac{w}{v_p} \cdot \left(\frac{d_{abs}}{2} + d_p \right) \quad (22)$$

$$b_5 = -j \cdot \frac{w}{v_n} \cdot \left(\frac{d_{abs}}{2} + d_n \right) \quad (23).$$

w est la fréquence angulaire.

La structure proposée dans la présente thèse est montrée dans la figure 4.6. Elle se compose d'une couche de GaAs de type n suivie par la première couche transparente en

GaAs soumise à un champ électrique et ayant une épaisseur de $d_n(\mu\text{m})$. La région absorbante est une couche intrinsèque en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ dont l'épaisseur est $d_{\text{abs}}(\mu\text{m})$ puis la seconde couche transparente soumise à un champ électrique est constituée de GaAs avec une épaisseur $d_p(\mu\text{m})$. Enfin, la couche de type p est constituée de GaAs. Les contacts cathodiques et anodiques sont respectivement en Ti/Al/Ni/Au et Ni/Au pour la connexion au circuit électrique.

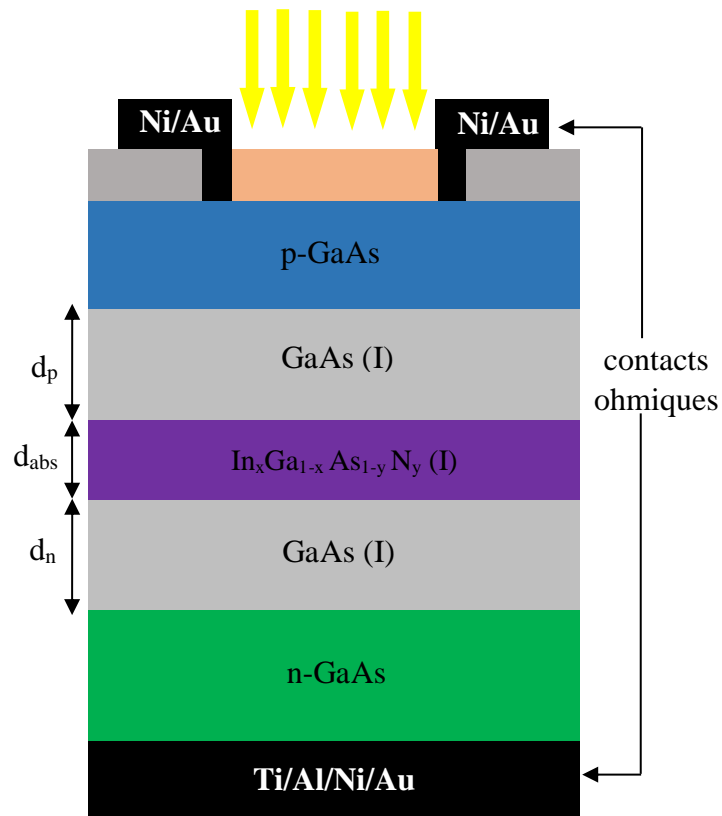


Figure.4. 6 : Structure de la photodiode pin InGaAsN/GaAs proposée [1].

Conformément aux résultats précédents, nous allons considérer deux configurations qui offrant une structure stable, ceci en tenant compte le coût de l'indium et de l'effet de l'azote. La première configuration est le quaternaire $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}_{0.975}\text{N}_{0.025}$, alors que la seconde est $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}_{0.98}\text{N}_{0.02}$. Les paramètres de ces deux configurations sont présentés précédemment.

Nous allons maintenant examiner la relation entre la fréquence de coupure et le coefficient d'absorption. Pour la première configuration $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}_{0.975}\text{N}_{0.025}$, nous allons considérer différentes épaisseurs de la zone d'absorption : $d_{\text{abs}}=0.5, 0.8$ et $1\mu\text{m}$, tout en maintenant d_p et d_n à $0.5\mu\text{m}$ comme l'indique la figure.4.7.

Les résultats obtenus sont : pour $d_{\text{abs}}=0.5\mu\text{m}$ la fréquence de coupure à -3 dB est de 67.46GHz, cette valeur reste inchangée que ce soit pour $d_{\text{abs}}=0.8\mu\text{m}$ ou pour $d_{\text{abs}}=1\mu\text{m}$. Il apparaît que la fréquence de coupure reste fixe à 67,46 GHz même si nous utilisons des régions absorbantes avec des épaisseurs différentes. Ce phénomène peut être attribué au coefficient d'absorption α et qui résulte de l'injection d'une petite quantité d'azote, qui a une forte influence sur l'énergie de la bande interdite.

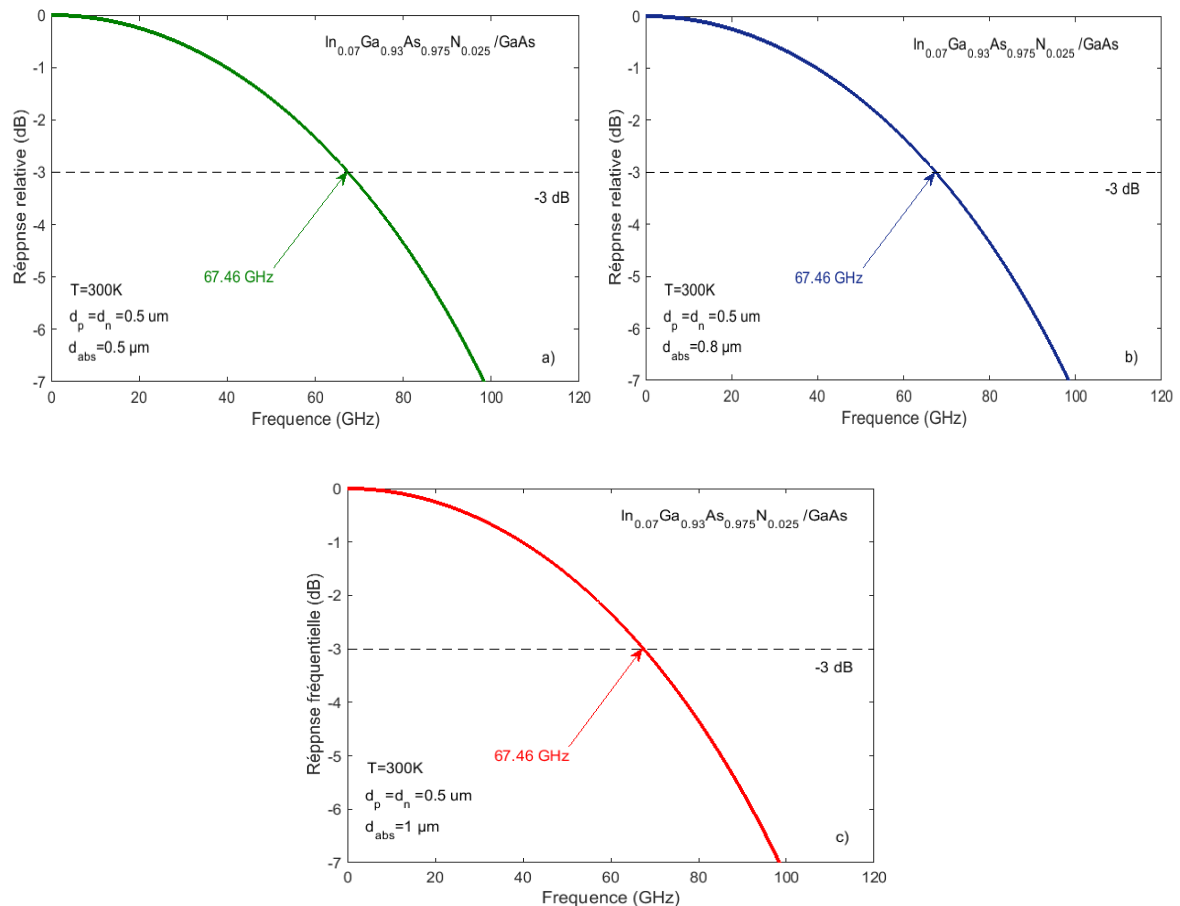


Figure.4. 7 : La réponse en fréquence de la photodiode p-i-n basée sur la structure $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}_{0.975}\text{N}_{0.025}/\text{GaAs}$ en fonction des différentes épaisseurs de la région absorbante : a) $d_{\text{abs}}=0.5\mu\text{m}$, b) $d_{\text{abs}}=0.8\mu\text{m}$, c) $d_{\text{abs}}=1\mu\text{m}$, avec $d_p=d_n = 0,50\mu\text{m}$ [1].

La même investigation sera poursuivie sur la seconde configuration ($\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}_{0.98}\text{N}_{0.02}$) pour laquelle le coefficient d'absorption est faible par rapport à la première configuration. Les résultats sont présentés dans la figure.4.8.

A partir de la figure.4.8, la structure manifeste une fréquence de coupure de 49.03GHz pour $d_{\text{abs}}=0.5\mu\text{m}$, ensuite la fréquence de coupure chute à 44.33GHz pour $d_{\text{abs}}=0.8\mu\text{m}$. Lorsque la région absorbante est relativement large, $d_{\text{abs}}=1\mu\text{m}$, la fréquence de coupure se dégrade jusqu'à 42.86GHz.

D'autre part, la figure.4.8 nous confirme que la fréquence de coupure est fortement perturbée par la variation de l'épaisseur de la zone absorbante lors de l'utilisation d'un faible coefficient d'absorption (de l'ordre de 10^{-4}). Pour cette raison, la deuxième configuration ($\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}_{0.98}\text{N}_{0.02}$) sera considérée pour le reste de cette thèse.

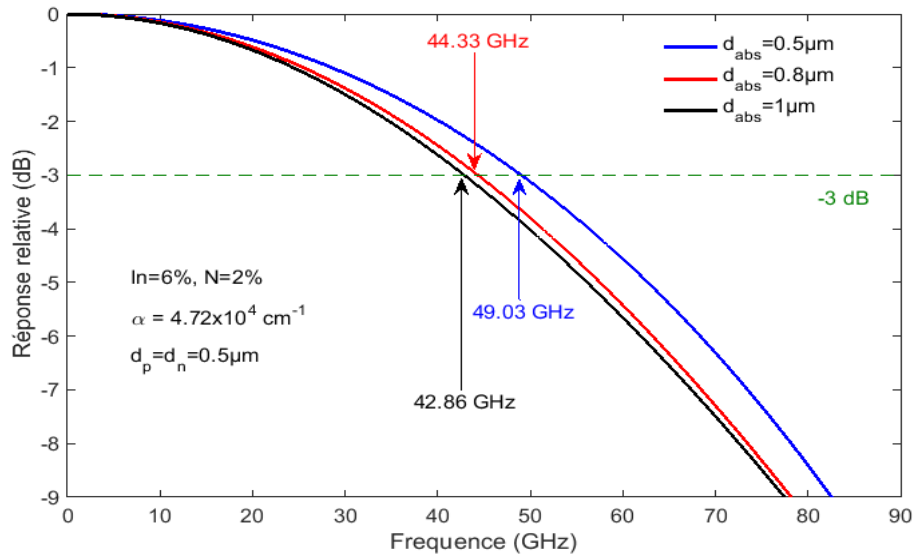


Figure.4. 8 : La réponse en fréquence pour la photodiode p-i-n en utilisant la structure $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}_{0.98}\text{N}_{0.02}/\text{GaAs}$ en fonction des différentes épaisseurs de la région absorbante, d_p et d_n étant maintenues à $0,50\mu\text{m}$ [1].

La prochaine étape consiste à déterminer l'épaisseur optimale de la zone de déplétion qui améliore la réponse en fréquence de la photodiode en tenant compte le temps de transit des porteurs et l'effet capacitif. La figure.4.9 illustre la variation des valeurs de la fréquence de coupure en fonction de d_p lorsque d_{abs} varie de $0,1$ à $0,4\mu\text{m}$, et $d_n=0,2, 0.3$ et $0,5\mu\text{m}$.

Conformément à la figure.4.9, pour $d_n=0,2\mu\text{m}$, la fréquence de coupure maximale est de 143 GHz, ceci se produit lorsque $d_p=0,15\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0,1\mu\text{m}$. Après cela, la fréquence de coupure diminue jusqu'à 116.20GHz pour $d_p=0.15\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}= 0.2\mu\text{m}$, ensuite elle se dégrade et devient 98.4GHz pour $d_p=0.125\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.3\mu\text{m}$. Les dernières régions de déplétion ont approximativement des épaisseurs de couche transparente assez proches mais des régions d'absorption différentes. Il en résulte une augmentation de l'efficacité quantique de 25.62% pour $d_{\text{abs}}=0.1\mu\text{m}$ à 41.59% pour de $d_{\text{abs}}=0.2\mu\text{m}$ jusqu'à 51.56% pour $d_{\text{abs}}=0.3\mu\text{m}$.

Dans le cas ou $d_n=0.3\mu\text{m}$, la structure démontre des fréquences de coupure maximales d'environ 103.4 GHz, obtenues pour $d_p=0,225\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0,1\mu\text{m}$. Tandis que, si on prend la paire $(d_p, d_{\text{abs}}) = (0,225, 0,2) \mu\text{m}$, la fréquence de coupure maximale est 89.73 GHz. Toujours sur la figure.4.9, pour $d_n=0.5\mu\text{m}$, la structure démontre des fréquences de coupure basses. La fréquence de coupure maximale est d'environ $66,23$ GHz et est obtenue pour la paire $(d_p,$

$d_{\text{abs}} = (0,3750, 0.1) \mu\text{m}$. On constate une dégradation dans les valeurs de la fréquence de coupure, qui se traduit par une dégradation de la vitesse de réponse du dispositif. Cette dégradation de la fréquence de coupure est due à l'augmentation de l'épaisseur de la zone de déplétion. Cela permet de réduire l'effet capacitif, mais en parallèle, le temps de transit devient trop long, ce qui freine la vitesse de réponse de la photodiode.

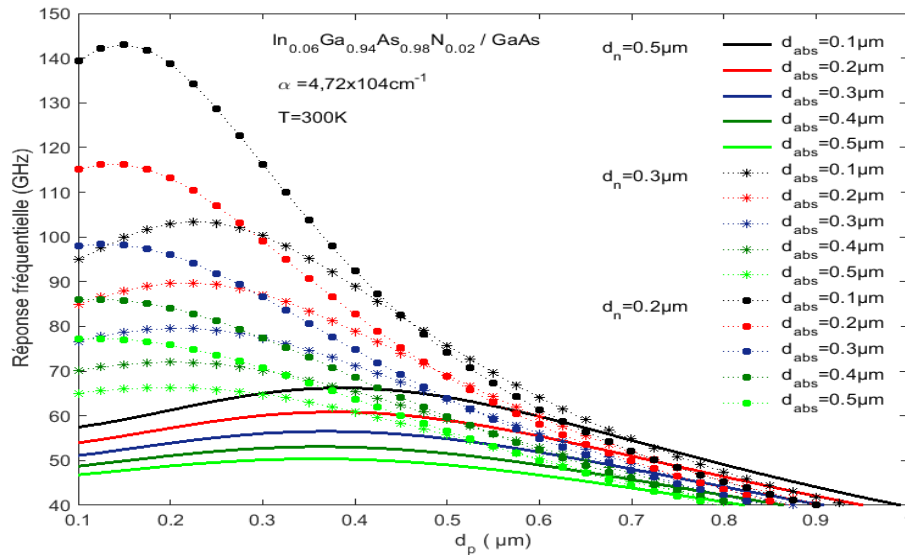


Figure.4. 9 : Variation de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté p pour différentes épaisseurs de zone absorbante; avec $d_n=0.20, 0.30$ et $0.50\mu\text{m}$ [1].

La figure.4.10 fournit la variation des valeurs de la fréquence de coupure à -3dB en fonction de d_n lorsque d_{abs} varie de 0,1 à 0,3 μm , et $d_p=0,5, 0,375$ et $0,2 \mu\text{m}$.

Comme le montre la figure.4.10, lorsque $d_p=0,375\mu\text{m}$, la fréquence de coupure maximale est de 97,9 GHz avec $d_n=0,2\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0,1\mu\text{m}$. L'élargissement de la zone de déplétion conduit à des fréquences de coupure basses. Comme illustré dans le cas de $d_p=0,5\mu\text{m}$, la fréquence de coupure obtenue pour $d_{\text{abs}}=0,1\mu\text{m}$ est de 75,97GHz pour $d_n=0,275\mu\text{m}$.

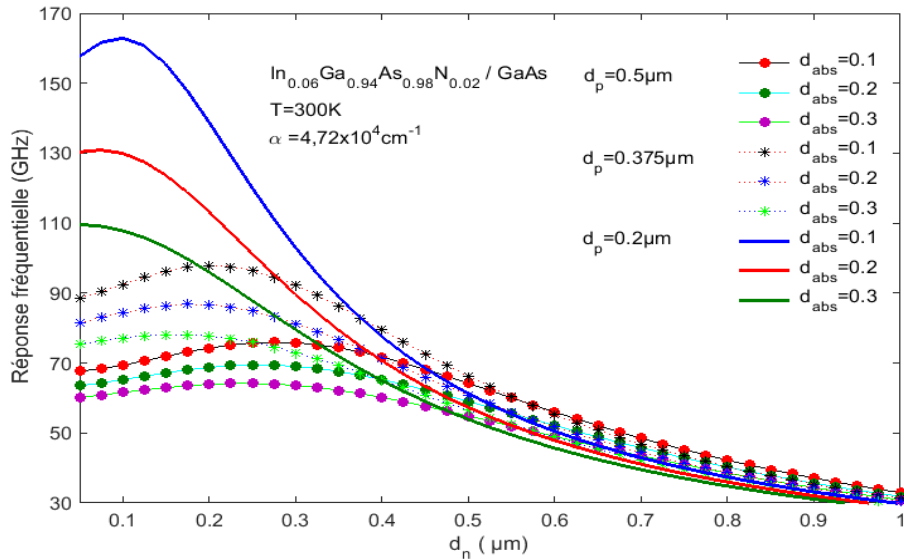


Figure.4. 10 : Variation de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté n en utilisant différentes épaisseurs de zone absorbante avec $d_p=0.375\mu\text{m}$, $0.2\mu\text{m}$ et $0.5\mu\text{m}$ [1].

De plus, la figure.4.10 confirme que les fréquences de coupure élevées nécessitent de faibles épaisseurs [29]. Dans cette figure, une zone de déplétion très mince donne des fréquences de coupure très élevées ($>160\text{GHz}$).

Trois situations peuvent être distinguées ici. Lorsque la zone de déplétion est très fine, l'effet capacitif atteint sa valeur maximale, car il est inversement proportionnel à l'épaisseur de la zone de déplétion, alors que le temps de transit reste très court. Au fur et à mesure que l'épaisseur de la zone de déplétion augmente, l'effet capacitif diminue progressivement et le temps de transit augmente. Dans cette phase, un niveau d'équilibre est atteint entre l'effet capacitif et le temps de transit, ce qui améliore la fréquence de coupure. Ensuite, quand la zone de déplétion devient relativement large, l'effet capacitif diminue mais le temps de transit augmente rapidement, car il est directement proportionnel à l'épaisseur de la zone de déplétion. Par conséquent, la fréquence de coupure quitte sa valeur maximale et chute rapidement. Ces résultats montrent la prédominance de la capacité pour des régions de déplétion minces et par contre celle du temps de transit pour des régions de déplétion épaisses, donc il existe un compromis entre le temps de transit et l'effet capacitif.

4.7 Étude comparative

La réponse fréquentielle des photodiodes p-i-n a été abordée dans de nombreux travaux. Afin de renforcer les résultats obtenus, nous allons maintenant présenter les avantages de l'utilisation d'une photodiode p-i-n à base d'InGaAsN en accord de maille avec

GaAs ayant une double couche transparente au lieu d'une simple couche transparente ou d'une région entièrement absorbante. Trois structures basées sur des épaisseurs de zone de déplétion différentes ont été adoptées [30]. Les résultats de la comparaison avec cette étude sont montrés dans la figure.4.11.

La première structure correspond à une photodiode conventionnelle dans laquelle la zone de déplétion est entièrement absorbante avec une épaisseur de $0.8\mu\text{m}$. La réponse en fréquence peut être obtenue en mettant d_p et d_n à zéro dans les équations 14 et 15. Dans notre travail, F_c est égal à 74 GHz , alors que dans la référence [30] $F_c=37\text{ GHz}$.

La deuxième structure consiste en une seule couche transparente placée sur le côté n de la zone absorbante. Leurs épaisseurs sont respectivement de $0,2$ et $0,6\mu\text{m}$. En utilisant la structure proposée, nous avons trouvé $F_c=69.60\text{GHz}$, alors que dans la référence [24] $F_c=45\text{GHz}$.

La dernière structure est organisée comme suit : deux couches transparentes insérées sur les côtés n et p de la région absorbante qui est très mince. Les épaisseurs sont respectivement: $d_n=0.45\mu\text{m}$, $d_p=0.35\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=4\text{nm}$. La fréquence de coupure obtenue dans notre travail est $F_c=80.63\text{GHz}$, alors que dans la référence [30] $F_c=62\text{GHz}$.

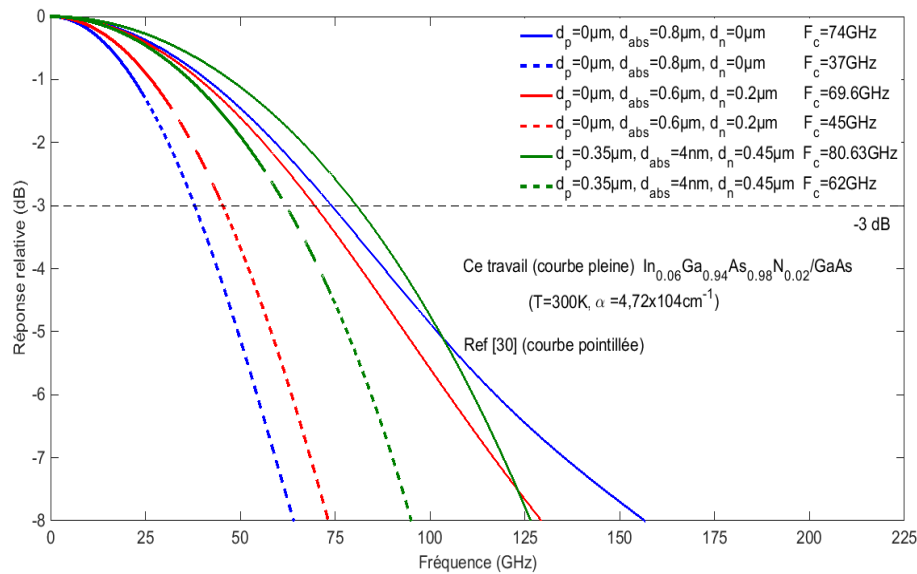


Figure.4. 11 : Réponse en fréquence de la photodiode p-i-n comparée à celle de Ref [30] pour différentes épaisseurs de la zone de déplétion [1].

Nous avons également établi une comparaison avec les résultats de la littérature. La comparaison a été réalisée avec une structure d'une photodiode conventionnelle où l'épaisseur de la région absorbante est $d_{\text{abs}}=1.5\mu\text{m}$ et la fréquence de coupure trouvée est de 4GHz [31].

Pour accomplir cette comparaison, nous avons maintenu l'épaisseur de la région absorbante à 1,5 μm , les résultats de cette comparaison sont illustrés dans la figure.4.12. Afin de montrer l'influence des couches transparentes sur la réponse de la photodiode, nous avons sélectionné certaines épaisseurs à partir des résultats obtenus qui permet d'améliorer la réponse de la photodiode. Dans le cas où $d_p=0.375\mu\text{m}$ et $d_n=0.2\mu\text{m}$, la fréquence de coupure obtenue est d'environ 51.5GHz, alors que lorsque $d_p=0.125\mu\text{m}$ et $d_n=0.2\mu\text{m}$, F_c atteint 56.2GHz. Cependant, pour $d_p=0,15\mu\text{m}$ et $d_n=0,2\mu\text{m}$, la fréquence de coupure est d'environ 56,23 GHz.

Ces résultats montrent que la photodiode p-i-n basée sur InGaAsN en accord de maille avec GaAs en utilisant double couches transparentes présente une performance élevée par rapport à la photodiode conventionnelle et à celle dont la région de déplétion est constituée d'une seule couche transparente.

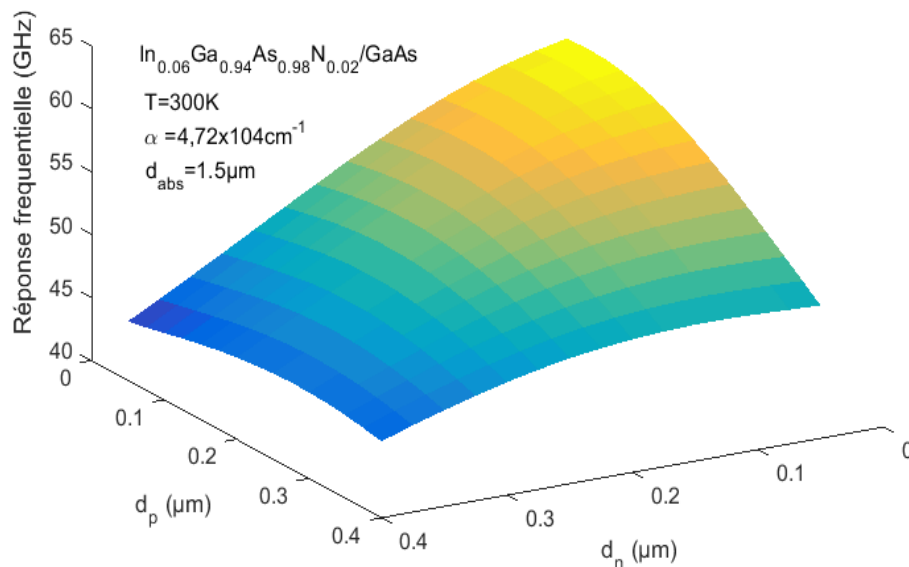


Figure.4. 12 : Variation de la réponse en fréquence de la photodiode p-i-n pour $d_{\text{abs}}=1.50\mu\text{m}$ [1].

4.8 Effet capacitif

La capacité est directement proportionnelle à la surface, mais inversement à l'épaisseur de la zone de déplétion. Elle est donnée comme suit [27, 32-34] :

$$C = \epsilon_o \cdot \epsilon_r \cdot \frac{A}{d_t} \quad (24)$$

ϵ_o est la permittivité de l'espace libre,

ϵ_r est la permittivité relative de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$. Dans le cas de $x=0,06$ et $y=0,02$, la permittivité relative est de 12,95.

d_t est l'épaisseur de la zone de déplétion.

La figure.4.13 illustre la variation de la capacité en fonction de l'épaisseur et de la surface de la zone de déplétion. Comme le montre cette figure, une capacité importante est obtenue pour des régions de déplétion minces mais avec des surfaces élevées.

Nous constatons que l'influence de la surface est beaucoup plus importante que celle de l'épaisseur de la couche absorbante. Par exemple, pour $d_{\text{abs}}=0,1\mu\text{m}$ et $d_p=d_n=0,1\mu\text{m}$ la capacité est d'environ $C_1=38\text{fF}$ pour une surface de jonction à $100\mu\text{m}^2$, alors que pour la même zone de déplétion, la capacité baisse à environ $C_2=9\text{fF}$ pour une surface de jonction à $25\mu\text{m}^2$, ce qui représente une diminution de la capacité sous l'effet de la surface de $|\Delta C|=|C_1-C_2|=29\text{fF}$. D'autre part, pour une surface de $25\mu\text{m}^2$ et des épaisseurs des couches transparentes d_p et d_n de $0,1\mu\text{m}$ respectivement avec une épaisseur de la couche absorbante à $0,3\mu\text{m}$, la capacité est d'environ $C_3=6\text{fF}$ ce qui représente une diminution sous l'effet de l'épaisseur de la zone de déplétion de $|\Delta C|=|C_2-C_3|=3\text{fF}$.

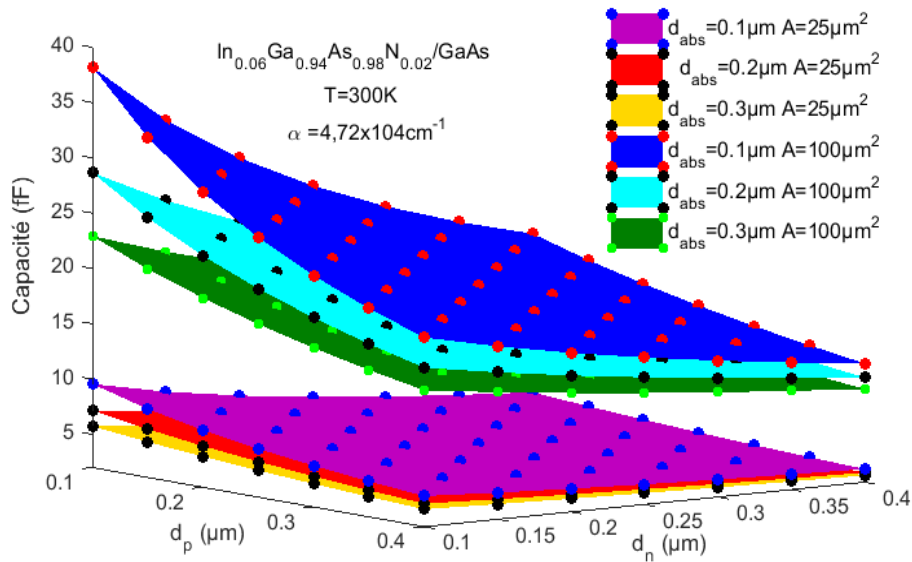


Figure.4. 13 : Variation de la capacité en fonction de l'épaisseur des couches transparentes côté n et côté p, la surface A et d_{abs} [1].

La variation de la capacité en fonction de l'épaisseur de la zone de déplétion et de la surface est reprise dans le tableau.4.2.

Tableau.4. 2 Impact de la surface et l'épaisseur de la zone de déplétion sur la Capacitance.

		A=25 μm^2	A=100 μm^2
Epaisseur de la zone de déplétion, d_{ti} (μm)		Capacitance (fF)	
$d_{t1}=0.875$	$d_p=0.5, d_n=0.275$ and $d_{abs}=0.1$	3.27	13.1
$d_{t2}=0.675$	$d_p=0.375, d_n=0.2$ and $d_{abs}=0.1$	4.24	16.98
$d_{t3}=0.625$	$d_p=0.125, d_n=0.2$ and $d_{abs}=0.3$	4.58	18.34
$d_{t4}=0.55$	$d_p=0.15, d_n=0.2$ and $d_{abs}=0.2$	5.21	20.85
$d_{t5}=0.45$	$d_p=0.15, d_n=0.2$ and $d_{abs}=0.1$	6.37	25.48
$d_{t6}=0.4$	$d_p=0.2, d_n=0.1$ and $d_{abs}=0.1$	7.16	28.66

D'après le tableau.4.2, les structures dont les régions de déplétion ont des épaisseurs de d_{ti} ; $i=1...6$ présentent un effet capacitif élevé en augmentant 'i'. Ce tableau montre également l'impact de la surface sur la capacité. Des surfaces de 100 μm^2 montrent des effets capacitifs considérables par rapport à ceux donnés pour des surfaces de 25 μm^2 .

4.9 La réponse en fréquence totale

Cette section est consacrée au calcul et à la simulation de la réponse en fréquence totale et à la mise en évidence de ses limites. La fréquence de coupure totale est donnée par [27, 33, 34] :

$$f_{-3\text{dB}} = \frac{1}{(f_{\text{RC}}^{-2} + f_t^{-2})^{0.5}} \quad (25)$$

f_t est la fréquence de coupure en transit qui est liée principalement au phénomène de transit. f_{RC} est la fréquence de coupure capacitive, elle est directement proportionnelle à l'épaisseur de la zone de déplétion et inversement à la surface. Elle est donnée par [27, 32-34] :

$$f_{\text{RC}} = 0.5 \cdot \frac{d_t}{\pi \cdot R \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A} \quad (26)$$

Où R est la résistance totale de la photodiode et la résistance de charge.

Sur la figure.4.14 (a,b,c), nous montrons la variation de la fréquence de coupure totale en fonction de d_n pour différentes surfaces : 25, 50 et 100 μm^2 en considérant différentes épaisseurs de régions de déplétion : en (a) $d_p = 0.50 \mu\text{m}$ et $d_{abs} = 0.1 \mu\text{m}$, en (b) $d_p = 0.375 \mu\text{m}$ et $d_{abs} = 0.1 \mu\text{m}$ et en (c) $d_p = 0.20 \mu\text{m}$ et $d_{abs} = 0.1 \mu\text{m}$.

La même chose est illustrée dans la figure.4.15 (a,b,c), qui montre la variation de la fréquence de coupure totale en fonction de d_p pour différentes surfaces : 25, 50 et 100 μm^2 et différentes épaisseurs de régions de déplétion; pour (a) $d_n = 0.20 \mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}} = 0.30 \mu\text{m}$, pour (b) $d_n = 0.20 \mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}} = 0.20 \mu\text{m}$, et pour (c) $d_n = 0.20 \mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}} = 0.10 \mu\text{m}$.

La fréquence de coupure totale subit une dégradation lorsque la surface passe de 25 à 50 μm^2 , ce qui est dû à l'augmentation de l'effet capacitif, qui est directement proportionnel à la surface. Pour les surfaces allant de 50 à 100 μm^2 , l'effet capacitif augmente considérablement, ce qui entraîne une forte dégradation de la fréquence de coupure totale.

La dégradation est moins importante dans les figure.4.14.a et 14.b, mais dans la figure.4.14.c la dégradation est sévère. Dans la figure.4.14.a, une surface de 100 μm^2 permet une dégradation de 4% de la fréquence de coupure totale par rapport à une surface de 25 μm^2 . Dans la figure.4.14.b, une surface de 100 μm^2 engendre une dégradation de 10 % de la fréquence de coupure totale par rapport à une surface de 25 μm^2 , tandis que dans la figure.4.14.c, cette dégradation est de 35 % par rapport à une surface de 25 μm^2 .

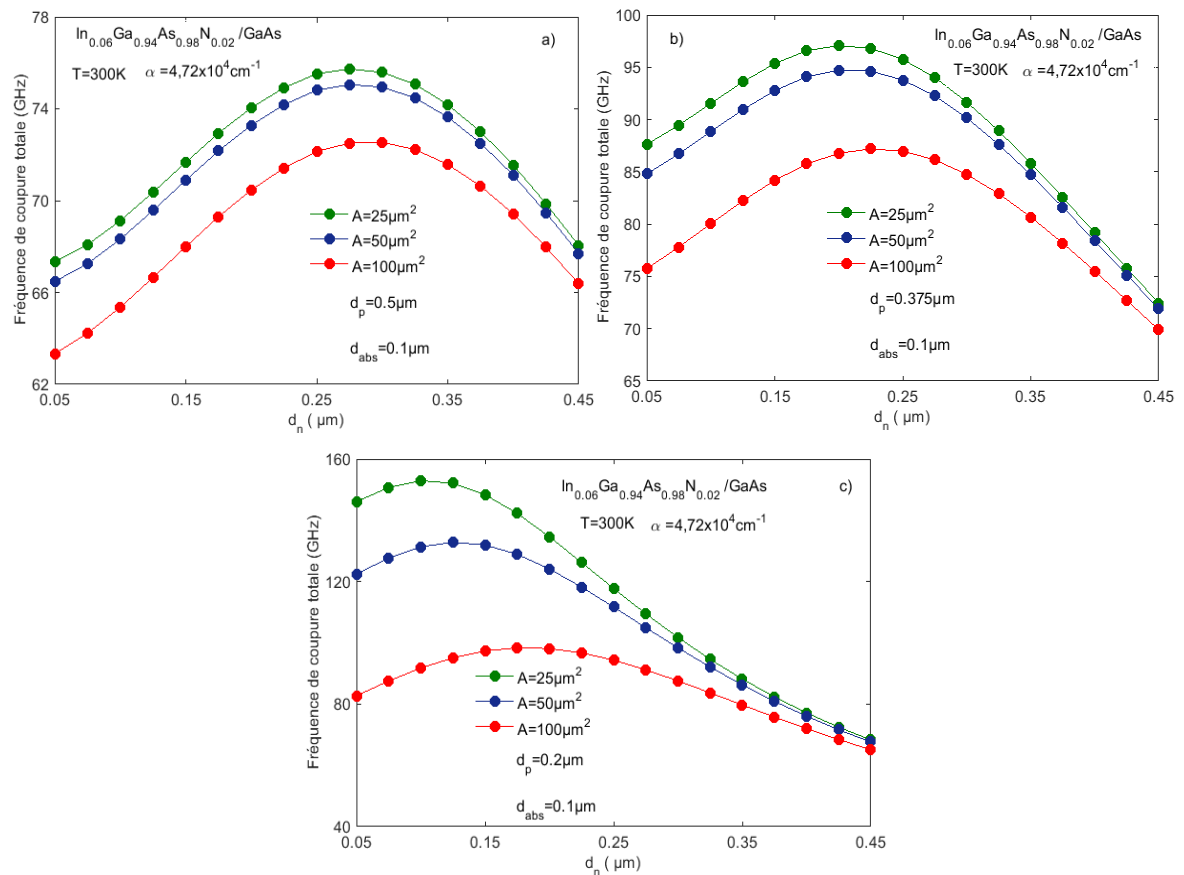


Figure.4. 14 : Variation de la fréquence de coupure totale en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté n en utilisant différentes surfaces, a) $d_p=0.50\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.10\mu\text{m}$, b) $d_p=0.375\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.10\mu\text{m}$, c) $d_p=0.20\mu\text{m}$ et $d_{\text{abs}}=0.10\mu\text{m}$ [1].

De même, la dégradation de la fréquence de coupure totale dans les figure.4.15.a et 4.15.b est faible par rapport à la figure.4.15.c. Dans la figure.4.15.a, une surface de $100 \mu\text{m}^2$ permet une dégradation de 11 % de la fréquence de coupure totale par rapport à une surface de $25 \mu\text{m}^2$. Dans la figure.4.15.b, pour une surface de $100 \mu\text{m}^2$, la dégradation est de 18% dans la fréquence de coupure totale par rapport à une surface de $25 \mu\text{m}^2$, alors que dans la figure.4.15.c, elle est de 28% par rapport à une surface de $25 \mu\text{m}^2$. Ces résultats expriment l'impact de l'augmentation de la surface sur la réponse en fréquence totale.

En effet, la fréquence de coupure totale dépend non seulement de la surface mais aussi de l'épaisseur de la zone de déplétion, cette dernière influençant davantage le temps de transit des porteurs que la capacité. Dans la figure.4.14.c, la dégradation de la fréquence de coupure totale est très importante en raison de l'utilisation d'une zone de déplétion mince $d_{t,c}$. Cette dernière produit un temps de transit court comparé aux épaisseurs des figures 4.14.a et 4.14.b données comme suit : $d_{t,a}$ et $d_{t,b}$ respectivement. Ces deux facteurs peuvent être exprimés en fonction de $d_{t,c}$ comme suit : $d_{t,a} = 2,187d_{t,c}$ et $d_{t,b} = 1,687d_{t,c}$. La même observation est faite à la figure.4.15. Dans la figure.4.15.c, la dégradation de la fréquence de coupure totale est très importante en raison de l'utilisation d'une zone de déplétion relativement mince $d'_{t,c}$ qui engendre un temps de transit court par rapport à $d'_{t,a}$ et $d'_{t,b}$ pour les figure.4.15.a et figure.4.15.b respectivement. Ces deux épaisseurs peuvent être exprimées en fonction de $d'_{t,c}$ comme suit : $d'_{t,a} = 1,388d'_{t,c}$ et $d'_{t,b} = 1,166d'_{t,c}$. De plus, l'utilisation des régions de déplétion minces et en même temps des surfaces élevées augmentent la sévérité de la dégradation de la fréquence de coupure totale. En revanche, des régions de déplétion relativement épaisses ($d_{t,a}$, $d_{t,b}$ dans la figure 14 et $d'_{t,a}$, $d'_{t,b}$ dans la figure 15) permettent de compenser l'augmentation de l'effet de capacité causée par l'augmentation de la surface, réduisant ainsi la sévérité de la dégradation de la fréquence de coupure totale.

D'autre part, une réponse ultra rapide nécessite des épaisseurs faibles [35]. Ceci peut être observé si nous comparons par exemple la courbe verte ($A = 25 \mu\text{m}^2$) de la figure.4.14.a (ou figure.4.15.a) avec la courbe verte ($A = 25 \mu\text{m}^2$) de la figure.4.14.c (ou figure.4.15.c). Dans la figure.4.14.c (figure.4.15.c), la zone de déplétion de faible épaisseur présente des fréquences de coupure élevées par rapport à la figure.4.14.a (ou figure.4.15.a) dans laquelle la zone de déplétion est relativement large.

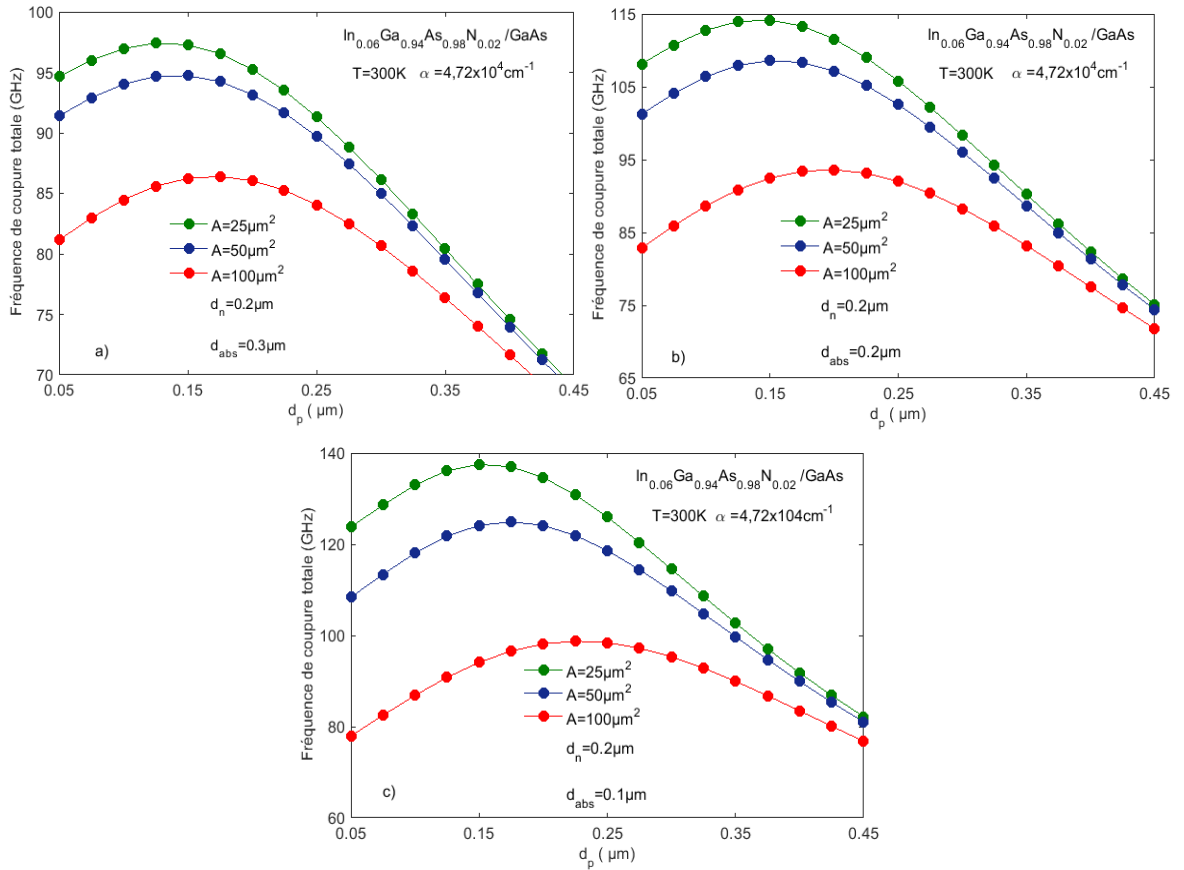


Figure.4. 15 : Variation de la fréquence de coupure totale en fonction de l'épaisseur de la couche transparente côté p en utilisant différentes surfaces, a) $d_n=0.20\mu\text{m}$ et $d_{abs}=0.30\mu\text{m}$, b) $d_n=0.20\mu\text{m}$ et $d_{abs}=0.20\mu\text{m}$, c) $d_n=0.20\mu\text{m}$ et $d_{abs}=0.10\mu\text{m}$ [1].

En résumé de ces résultats, dans les figure.4.14 et figure.4.15, les surfaces inférieures ou égales à $25 \mu\text{m}^2$ (courbes vertes) présentent un faible effet capacitif. Ce fait augmente considérablement la fréquence de coupure capacitive par rapport à la fréquence de transit, ce qui fait que la fréquence de coupure totale est fortement dominée par la fréquence de coupure de transit qui est liée au phénomène de transit, cette dominance est la suivante $f_{RC} \cdot [1 + (f_{RC}/f_t)^2]^{-0.5}$. En revanche, les surfaces $> 25 \mu\text{m}^2$ augmentent l'effet de capacité, ce qui diminue la fréquence de coupure capacitive. En augmentant la surface jusqu'à $100 \mu\text{m}^2$, l'effet de capacité devient important, ce qui diminue considérablement la fréquence de coupure capacitive par rapport à la composante de transit. Ainsi, la fréquence de coupure totale est dominée par la fréquence de coupure capacitive, comme suit $f_t \cdot [1 + (f_t/f_{RC})^2]^{-0.5}$.

4.10 Conclusion

Dans ce chapitre, une photodiode p-i-n basée sur une structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ en tant que couche absorbante en accord de maille avec le substrat GaAs a été proposée. De plus, afin d'améliorer les performances de la photodiode p-i-n la zone de déplétion est constituée de doubles couches transparentes. Ainsi, afin de pouvoir définir les compositions d'azote et d'indium les plus adéquates pour la structure, le lien entre le coefficient d'absorption et la réponse de la photodiode a été également étudié. Dans cette dernière étape, une concentration d'azote de 0.025 permet d'obtenir un coefficient d'absorption de $4,44 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$ et une fréquence de coupure inchangée d'environ 67 GHz, quelle que soit l'épaisseur de la région absorbante. Cependant, une concentration d'environ 0.02 d'azote, conduit à un coefficient d'absorption d'environ $4,72 \cdot 10^4 \text{cm}^{-1}$. Cette dernière concentration d'azote a libéré la réponse de la photodiode et nous a permis d'améliorer la fréquence de coupure en faisant varier l'épaisseur de la zone absorbante. En maintenant les épaisseurs d_p et d_n des couches transparentes à $0,5 \mu\text{m}$, cette amélioration est : 42,86 GHz pour $1 \mu\text{m}$ à 49,03 GHz pour $0,5 \mu\text{m}$ et 59,00 GHz pour $0,2 \mu\text{m}$. Ces résultats affirment que les régions de déplétion minces permettent d'atteindre des fréquences de coupure très élevées ($>100\text{GHz}$) ce qui nous permet de dire que la structure proposée peut être adoptée pour des systèmes de détection ultra-rapides. En outre, dans ce chapitre, il a également été constaté que pour des surfaces inférieures à $25 \mu\text{m}^2$ la fréquence de coupure totale dépend complètement de la fréquence de coupure de transit.

4.11 REFERENCES

- [1] R. Amraoui, A. Aissat, J.P. Vilcot, D. Decoster, « Frequency response optimization of P-I-N photodiode based on InGaAsN lattice matched to GaAs for High-Speed photodetection applications », *Opt. Laser Technol.*, vol. 145, 2022, p. 107468.
- [2] A. Aissat, R. Bestam, B. Alshehri, J.P. Vilcot, « Modeling of the absorption properties of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{N}_y/\text{GaAs}$ quantum well structures for photodetection applications », *Superlattices Microstruct.*, vol. 82, 2015, p. 623-629.
- [3] A. Aissat, A. Djili, S. Zelazel, J.P. Vilcot, « Modeling the Structure Based on GaAsNBi/GaAs for Solar Cell », in *Progress in Clean Energy, Volume 1: Analysis and Modeling*, I. Dincer, C. O. Colpan, O. Kizilkan, et M. A. Ezan, Éd., Cham: Springer International Publishing, 2015, p. 475-483.
- [4] L. Chenini, A. Aissat, J. P. Vilcot, « Optimization of inter-subband absorption of InGaAsSb/GaAs quantum wells structure », *Superlattices Microstruct.*, vol. 129, 2019, p. 115-123.
- [5] J. Misiewicz, R. Kudrawiec, M. Gladysiewicz, J.S. Harris, «Electromodulation Spectroscopy of GaInNAsSb/GaAs Quantum Wells: The Conduction Band Offset and the Electron Effective Mass Issues», in *Dilute III-V Nitride Semiconductors and Material Systems: Physics and Technology*, A. Erol., Berlin, Heidelberg: Springer, 2008, p. 163-179.
- [6] J. Misiewicz, J. Misiewicz, R. Kudrawiec, K. Ryczko, G. Sęk, A. Forchel, J.C. Harmand, M. Hammar, «Photoreflectance investigations of the energy level structure in GaInNAs-based quantum wells», *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 16, no 31, 2004, p. S3071.
- [7] J.B. Héroux, X. Yang, W.I. Wang, «Photoreflectance spectroscopy of strained (In)GaAsN/GaAs multiple quantum wells», *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no 8, 2002, p. 4361-4366.
- [8] S.A. Choulis, T.J.C. Hosea, S. Tomić, M.K. Saadi, A.R. Adams, E.P. O'Reilly, B.A. Weinstein, P.J. Klar « Electronic structure of $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{N}_x/\text{GaAs}$ multiple quantum wells in the dilute-N regime from pressure and $k \cdot p$ studies », *Phys. Rev. B*, vol. 66, no 16, 2002, p. 165321.
- [9] W. Shan, W. Walukiewicz, J. W. Ager, III, E. E. Haller, J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, S. R. Kurtz « Band Anticrossing in GaInNAs Alloys », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no 6, 1999, p. 1221-1224.
- [10] C. Skierbiszewski, « Experimental studies of the conduction-band structure of GaInNAs alloys », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 17, no 8, 2002, p. 803.

- [11] C. Skierbiszewski, P. Perlin, P. Wisniewski, T. Suski, J.F. Geisz, K. Hingerl, W. Jantsch, D.E. Mars, W. Walukiewicz, « Band structure and optical properties of $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{N}_x$ alloys », *Phys. Rev. B*, vol. 65, no 3, 2001, p. 035207.
- [12] W. Shan, W. Walukiewicz, K.M. Yu, J. Wu, J.W. Ager, III, E.E. Haller, H.P. Xin, C.W. Tu « Nature of the fundamental band gap in $\text{GaN}_x\text{P}_{1-x}$ alloys », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no 22, 2000, p. 3251-3253.
- [13] J. Wu, W. Walukiewicz, K.M. Yu, J.W. Ager III, E.E. Haller, Y.G. Hong, H.P. Xin, C.W. Tu « Band anticrossing in $\text{GaP}_{1-x}\text{N}_x$ alloys », *Phys. Rev. B*, vol. 65, no 24, 2002, p. 241303.
- [14] M. Gladysiewicz, R. Kudrawiec, J. M. Miloszewski, P. Weetman, J. Misiewicz, M. S. Wartak, « Band structure and the optical gain of GaInNAs/GaAs quantum wells modeled within 10-band and 8-band kp model », *J. Appl. Phys.*, vol. 113, no 6, 2013, p. 063514.
- [15] Q.X. Zhao, S.M. Wang, M. Sadeghi, A. Larsson, M. Willander, J.H. Yang, « Effects of nitrogen incorporation on the properties of GaInNAs/GaAs quantum well structures », *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no 7, 2005, p. 073714.
- [16] K. Köksal, M. Şahin, « The effect of dilute nitrogen on nonlinear optical properties of the InGaAsN/GaAs single quantum wells », *Eur. Phys. J. B*, vol. 85, no 10, 2012, p. 333.
- [17] A. Aissat, S. Nacer, M. Seghilani, J. P. Vilcot, « Effect of on band alignment of compressively strained $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y-z}\text{Sb}_z/\text{GaAs}$ quantum well structures », *Phys. E Low-Dimens. Syst. Nanostructures*, vol. 43, no 1, 2010, p. 40-44.
- [18] S.T. Ng, W.J. Fan, Y.X. Dang, S.F. Yoon, « Comparison of electronic band structure and optical transparency conditions of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y/\text{GaAs}$ quantum wells calculated by 10-band, 8-band, and 6-band k·p models », *Phys. Rev. B*, vol. 72, no 11, 2005, p. 115341.
- [19] Y.P. Varshni, « Temperature dependence of the energy gap in semiconductors », *Physica*, vol. 34, no 1, 1967, p. 149-154.
- [20] R. Bestam, A. Aissat, J.P. Vilcot, « High efficiency quadruple junction solar cells », *Superlattices Microstruct.*, vol. 91, 2016, p. 22-30.
- [21] V. Palankovsky, Simulation of heterojunction bipolar transistor, for obtaining the academic degree: a doctor of technical sciences, University of technology, Vienna, Faculty of electrical engineering and information technology, December 2000.
- [22] R. Quay, Analysis and simulation of high electron mobility transistors, for obtaining the academic degree: a doctor of technical sciences, Institute of microelectronics, E360,

University of technology, Vienna, Faculty of electrical engineering and information technology, July 2001.

[23] S. Adachi, Properties of group-IV, III-V and II-VI semiconductors, John Wiley & Sons, England, 2005.

[24] J. Piprek, Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation, Academic Press, San Diego, 2003.

[25] R. Quay, Gallium nitride electronics, Germany, Springer-Verlag, Berlin, 2008.

[26] Joachim Piprek (Ed.), Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation, Wiley, 2007.

[27] M. El Besseghi, A. Aissat, B. Alshehri, K. Dogheche, E. H. Dogheche, D. Decoster, « Frequency response modeling and optimization of a PIN photodiode based on GaN/InGaN adapted to photodetection at a wavelength of 633 nm », Mater. Chem. Phys., vol. 162, 2015, p. 525-530.

[28] G. Lucovsky, R.F. Schwarz, R.B. Emmons, « Transit-Time Considerations in p-i-n Diodes », J. Appl. Phys., vol. 35, no 3, 1964, p. 622-628.

[29] K. Kato, « Ultrawide-band/high-frequency photodetectors », IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 47, no 7, 1999, p. 1265-1281.

[30] A. Aissat, M. El Besseghi, D. Decoster, « Transport optimisation in PIN photodiodes using mixed depletion region », Int. J. Electron. Lett., vol. 3, no 3, 2015, p. 160-169.

[31] M. Elbar, B. Alshehri, S. Tobbeche, E. Dogheche, « Design and Simulation of InGaN/GaN p-i-n Photodiodes », Phys. Status Solidi A, vol. 215, no 9, 2018, p. 1700521.

[32] B. Alshehri, K. Dogheche, S. Belahsene, A. Ramdane, G. Patriarche, D. Decoster, E. Dogheche « Dynamic Characterization of III-Nitride-Based High-Speed Photodiodes », IEEE Photonics J., vol. 9, no 4, 2017, p. 1-7.

[33] Z. Yang, « High Power Photodiodes and Their Application in Analog Photonic Links », thèse de Doctorat, Université de Virginia, Electrical Engineering - School of Engineering and Applied Science, Thèse de doctorat, 2018, Charlottesville, VA, 2018.

[34] Z. Xu, S.F. Yoon, W.K. Loke, C.Y. Ngo, K.H. Tan, S. Wicaksono, N. Saadsaoud, D. Decoster, M. Zegaoui, J. Chazelas, « Design considerations for 1.3 μ m GaNAsSb-GaAs high speed and high quantum efficiency waveguide photodetectors. », J. Light. Technol., vol. 27, no 13, 2009, p. 2518-2524.

[35] D. Decoster, J.P. Vilcot, J. Harari, V. Magnin, « Photodetectors for microwave applications: a review and trends », présenté à Proc. SPIE, 2003.

CONCLUSION GENERALE

Les systèmes de communication optique à très haut débit constituent une avancée majeure et un pilier indispensable de l'infrastructure moderne des télécommunications. Ils répondent aux besoins croissants en matière de vitesse de transmission des données, liés à l'expansion spectaculaire des réseaux Internet, des services de streaming, et des communications à travers le monde. Grâce aux technologies à très haut débit, il est devenu possible de gérer le flux massif et rapide de données qu'exige l'économie d'aujourd'hui, et de traiter d'énormes quantités d'informations avec une efficacité et une fiabilité remarquables. Ces immenses quantités d'informations nécessitent un traitement ultra-rapide pour garantir l'efficacité et la fiabilité de ces systèmes de transmission. Pour ce motif, un composant indispensable et remarquable doit être intégré au sein de ces systèmes : c'est le photodétecteur. La photodiode PIN fait partie des dispositifs photodétecteurs elle est caractérisée par sa sensibilité élevée, son faible bruit et sa vitesse de commutation élevée. Elle joue un rôle capital dans les systèmes de communication optique, en détectant les signaux optiques transportés et en les convertissant en données électroniques.

D'autre part la structure de la photodiode représente un facteur clés, surtout en terme de stabilité structurelle, durabilité et de stabilité thermique. Ces derniers aspects ont un lien direct au choix de matériau. Dans ce contexte, nous avons présenté un aperçu concernant les semi-conducteurs III-V, qui sont caractérisés par leur bande interdite directe, leur structure cristalline, leurs propriétés thermiques. De plus, la capacité à générer et à détecter des signaux optiques à très grande vitesse que possèdent les matériaux III-V, les qualifie en tant que matériaux de choix pour les systèmes de communications optiques ultra-rapides. En outre, grâce à la recherche et au développement continus, les matériaux III-V bénéficient d'une multitude d'applications : les capteurs d'images (caméras numériques, scanners médicaux), spectroscopie (grâce à la large gamme de propriétés optiques des matériaux III-V) et la détection de gaz ce qui est important pour la surveillance de l'environnement et la sécurité industrielle.

Dans la présente thèse, la réponse en fréquence de la photodiode a été étudiée, ainsi que l'effet capacitif et celui du temps de transit ainsi que leur impact sur les performances de la photodiode. Finalement nous avons considéré l'effet de la contrainte sur la largeur de la bande interdite et l'absorption, et ensuite sur la performance d'une photodiode p-i-n à base de GaInAs utilisant deux types de substrat (GaAs et InP). En outre, nous avons étudié une photodiode basée sur InGaAsN en accord de maille avec GaAs afin d'éliminer toute sorte de

contrainte, ce qui permet de produire une photodiode structurellement stable ayant une durée de vie élevée.

Des efforts de recherche se poursuivent en vue d'améliorer les performances de la photodiode PIN. Dans le cadre de nos recherches sur les photodiodes PIN, notre futur objectif consiste à élargir le domaine d'application de ces photodiodes (la détection dans les longueurs d'onde adapté à la fibre optique (850nm, 1310nm et 1550nm) ainsi qu'à en améliorer ses performances. À ce propos, nous allons exploiter de nouveaux matériaux semi-conducteurs III-V quinaires, ou quaternaires issus de nouveaux éléments, permettant d'obtenir une photodiode ultra-rapide à haute sensibilité et faible niveau de bruit. Parallèlement, nous allons procéder à différentes méthodes de simulation.