



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

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID
FACULTE DES SCIENCES

Unité de Recherche des Matériaux et des Energies
Renouvelables



MEMOIRE DE MAGISTER

EN

NANO PHYSIQUE NANO TECHNOLOGIE

THEME

**Etude Des Propriétés De Quelques Nitrures :
Application Aux Photodiodes**

Présenté par :

M^r Taleb Ihsen Yasser

Soutenu en Juin 2012

Devant la commission d'examen

Président	Mr. N.E.D CHABANE SARI	Professeur	Université de Tlemcen
Examineurs	Mme. K. RAHMOUN	Maître de Conférences A	Université de Tlemcen
	Mr. A. BENMANSOUR	Maître de Conférences A	Université de Tlemcen
Encadreur	Mme. N. GHELLAI	Professeur	Université de Tlemcen

Année Universitaire 2011 – 2012

Remerciements

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Mme. N. GHELLAI Professeur à l'université de Tlemcen, qui par ses enseignements et ses conseils a été un guide précieux dans l'élaboration de ce mémoire.

Je remercie très chaleureusement M^r N.E. Chabanse-Sari Professeur à l'université de Tlemcen pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

Mes remerciements les plus élogieux à Mme. K. RAHMOUN Maître de conférences à l'université de Tlemcen et à Mr. A. BENMANSOUR Maître de conférences à l'université de Tlemcen d'avoir acceptés d'examiner ce modeste travail.

Je tiens à remercier tous (tes) mes amis (es) qui m'ont aidé de loin ou de près dans la réalisation de ce travail : Sidi Mohamed, Mohamed, Arslane, Yasmina, Salma, Bouchra, sans oublier tous mes étudiants.

Enfin, je présente mes chaleureux remerciements à Zaki, karim, et Adil qui m'ont beaucoup aidé dans mon mémoire.

Dédicaces

A

Mes parents pour leur amour, leurs encouragements et leur soutien.

Mes frères Omar, Riad.

Mes sœurs : Lamia, Smahen,

Mes neveux : Meriem Amina, Sara, Sofiane Rayane et Hicham

Toute la famille Taleb

Tous (tes) ceux (celles) qui me sont chers (es)

Sommaire

Introduction générale	2
Chapitre I : Les matériaux nitrures	6
I.1 Introduction du chapitre	7
I.2 Historique	9
I.3 Aperçu sur les semiconducteurs III-V	9
I.4 Structure cristalline et zone de Brillouin du GaN	11
<i>a) la structure cristallographique de type Wurtzite</i>	11
<i>b) Structure cristallographique de type zinc blende</i>	12
I.5 Structures de bandes, propriétés optiques et électroniques	14
I.5.1. Zones de Brillouin	15
I.5.2 Propriétés optiques du GaN	17
a. L'énergie de gap.	19
b: Indice de réfraction :	20
c. coefficient d'absorption	21
I.6 Les substrats pour les nitrures d'éléments III	23
I.6.1 substrat GaN massif pour l'homoépitaxie	23
I.6.2. substrats pour l'hétéro épitaxie	24
I.7 dopage du GaN	27
I.8 croissance du substrat massif des nitrures	30
I.8.1 L'épitaxie des matériaux nitrure	30
I.9 Problèmes spécifiques des nitrures pour l'optoélectronique	31

I.9.1 Solutions envisageables pour un matériau plus performant	33
I.10 Conclusion	33
Références bibliographiques du chapitre	35
Chapitre II : Les photodétecteurs	40
II.1 Introduction	41
II.2 Principe de fonctionnement	41
II.3 Réflexion et Absorption	43
II.3.1 Réflexion	43
II.3.2 Absorption	43
II-4 Caractéristiques des photodiodes	46
II.4.1 Rendement quantique	46
II.4.2 Courant d'obscurité	47
II.4.3 Sensibilité	48
II.4.4 Réponse temporelle d'une photodiode	49
a. Vitesse de réponse .Temps de transit et de diffusion	49
b. Temps de réponse	50
II.4.5 Réponse en fréquence	51
II.5 Choix de matériaux et de structures	52
II.5.1 Choix des matériaux	52
II.5.2 Domaines des courtes longueurs d'onde	52
II.5.3 Domaine des grandes longueurs d'onde	53
II.6 Différentes structures	54
II.6.1 La photodiode PIN	54

a. Photodiodes à éclairage vertical	55
b. Photodiodes à éclairage latéral	56
II.6.2 Les jonctions métal semiconducteur	57
II.6.3 Photodiode à avalanche	59
II.6.3.1 Gain par avalanche	59
II.7 photodiode à base de nitrures	61
II.7.1 les photoconducteurs	61
II.7.2 Les photodiodes Schottky à base AlGaN	63
II.7.2.1 Propriétés électriques	63
II.7.2.2 Bruit	63
II.7.3 Photodiodes shotky à base de GaN a croissance latéral	63
II.7.4 Les photodiodes PN et PIN à base de GaN	64
II.7. 5 Photodiodes à avalanche à base de GaN	65
II.8 Conclusion	66
Références bibliographiques du chapitre	67
Chapitre III : simulation, résultats et interprétations	71
III.1 Introduction	72
III.2 Les matériaux utilisés pour les photodiodes dans l'ultra violet (UV)	72
III.2.1. Les matériaux à grand gap	72
III.2.2 Problèmes avec le GaN	73
III.3 Applications des Photodiodes à base de GaN dans l'ultra violet - visible	73
III.4 Groupe III-V à base d'InGaN et AlGaN	74

III.4.1 Propriétés du gap et les propriétés optiques des InGaN	74
III.4.2 Le gap et les propriétés optiques des AlGaN	75
III.4.2.1 Problèmes de dopage avec P-AlGaN	76
III.5 optimisation des paramètres intrinsèques de la structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	76
III.5.1 Logiciel de simulation mathcad	76
III.5.2 Paramètre de courbure du composé ternaire InGaN	77
III.5.3 Energie de gap du composé ternaire InGaN	79
III.5.4 Structure proposée pour la diode	82
III.6 Optimisation des caractéristiques d'une photodiode PIN pour différents matériaux nitrure	83
III .6.1 Calcul de la sensibilité d'une photodiode à base d'InGaN	83
III .6.2 Calcul de la sensibilité d'une photodiode pour différents matériaux	85
III .6.3 Calcul de la sensibilité d'une photodiode pour différents coefficients d'absorptions	87
III .6.4 Calcul de la sensibilité d'une photodiode pour différents rendements internes	88
III .6.5 Calcul de la détectivité d'une photodiode	90
III .6.6 Calcul de la capacité d'une photodiode	92
III .6.7 Calcul de la fréquence de coupure	94
III .6.8 Calcul du courant d'obscurité	95
III.8 Conclusion	97

Références bibliographiques du chapitre	99
Conclusion Générale	101

Liste des symboles

a : paramètre de maille

A : l'air de la jonction.

b : paramètre de courbure

B : la bande passante effective du photodétecteur

D : coefficient de diffusion des minoritaires

E_g : énergie de gap d'un matériau

f : la fréquence de modulation

f_c : fréquence de coupure du montage

$g(x)$: le taux de génération de paires électron-trou

h : la constante de Planck.

I_{ph} : photo courant

I_{gen} : courant de génération

I_{diff} : courant de diffusion

I_{obs} : courant d'obscurité

K : constante de BOLTZAMAN

L : la distance entre les contacts,

M : gain- contrôlable la tension inverse

N : la fréquence de l'onde lumineuse

n : indice de réfraction

N_D : est la concentration en impuretés de la zone moins dopée

P_{opt} : la puissance optique de la lumière incidente

P : pression

q : la charge des électrons,

R : coefficient de réflexion

S : la section conductrice

T : température

V : potentiel de polarisation,

V_{inv} : tension inverse

V_{bi} : le potentiel de diffusion de la jonction

x : distance entre la zone d'absorption et la zone d'appauvrissement

α : coefficient d'absorption

α_i, β_i : sont respectivement les coefficients d'ionisation des électrons et des trous.

ε : est la permittivité diélectrique du matériau.

ϕ : Flux incident

$\Phi(x)$: Densité du flux lumineux

η : Rendement

η_{int} : Rendement interne

η_{ext} : Rendement externe

λ : Longueur d'onde

λ_p : longueur d'onde du pic de sensibilité

μ_e : la mobilité

v_{lm} : la vitesse de dérive du porteur

Liste des figures

Figure I.2 : structure wurtzite (hexagonale)

Figure I.1 : structure zinc blende (cubique)

Figure I.3 : structure NaCl

Figure 1.4 : Structure Wurtzite du GaN. i) idéale - r) réelle

Figure 1.5: Structure zinc blende du GaN

Figure 1.6: seconds voisins dans las structure wurtzite et blende de zinc

Figure 1.7 : Les zones de Brillouin des deux structures : (a) zinc blende et (b) wurtzite .

Figure 1.8 : Diagrammes de bandes de GaN, en phase hexagonale et cubique selon deux méthodes de calcul : calcul ab-initio (lignes en pointillés) et méthode semi-empirique des pseudos potentiels (lignes en trait plein)

Figure I.9 : le carrée du coefficient d'absorption en fonction de l'énergie de photon pour le GaN

Figure I.10 : La résistivité en fonction du taux de croissance pour différentes pression [56].

Figure I.11 Caractéristiques électriques du GaN : Mg en fonction du rapport entre V et III

Figure II.1: Photodiode PN.

Figure II.2 : Principe de fonctionnement d'une photodiode PN.

Figure II.3 : Variation de la densité du flux en fonction de la profondeur de la jonction.

Figure II.4 : Variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde

Figure II.5 : Principe de fonctionnement de la jonction

Figure II.6 : Structure d'une photodiode à éclairage vertical

Figure II.7 : Structure d'une photodiode à éclairage latérale.

Figure II.8 : Diagramme des bandes d'énergie d'une diode Schottky.

Figure II.9 : Structure pour un photodetecteur à base de GaN

Figure II.10 : Structure pour une photodiode PIN

Figure III.1 : fenêtre de calcul Mathcad

Figure III.2: Evaluation du paramètre de courbure en fonction du paramètre de maille

Figure III.3: l'énergie gap en fonction de la fraction molaire de L'In

Figure III.4: longueur d'onde d'émission du composé $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Figure III. 5 : Structure PIN proposée

Figure III. 6: évolutions de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde de l'InGaN

Figure III.7: évolutions de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux

Figure III.8: évolutions de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents coefficients d'absorptions

Figure III.9: Sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents rendements quantiques

Figure III.10: évolutions de la détectivité en fonction du produit R S

Figure III.11: évolutions de la détectivité en fonction de la température

Figure III.12 évolutions de la capacité en fonction de la tension inverse pour différents matériaux

Figure III.13 évolutions de la fréquence de coupure en fonction de la résistance de charge

Figure III.14 évolutions du courant d'obscurité en fonction de la tension inverse

Liste des tableaux

Tableau I.1 Performance de quelques matériaux

Tableau I.2 : Les principaux éléments des rangées III, IV, et V Qui constituent les semi conducteurs

Tableau I.3 : Paramètres de la structure wurtzite idéale et réelle de GaN.

Tableau I.4 : valeur de l'indice de réfraction du GaN dans le visible et l'IR

Tableau I.5 : Coefficients de Sellmeier pour l'indice de réfraction ordinaire, dans h - GaN et h-AIN.

Tableau I.6 : propriétés des principaux substrats utilisés pour l'épitaxie des semi-conducteurs nitrures.

Tableau I.7 : condition de fusion pour les semi-conducteurs

Tableau 1: le paramètre de courbure en fonction de la fraction molaire x.

Tableau 2 : les différentes énergies de gap en fonction de la fraction molaire de l'indium dans le composé $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Tableau 3 : valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde.

Tableau 4 : valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux.

Tableau 5 : valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents coefficients d'absorption α .

Tableau 6 : Valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents rendement internes.

Tableau 7 : Valeurs de la détectivité en fonction du produit RS pour différents matériaux.

Tableau 8 : Valeurs de la capacité en fonction de la polarisation pour différents matériaux.

Tableau 9 : Valeurs de la fréquence en fonction de la résistance.

Tableau 10: Valeurs du courant en fonction de polarisation

Introduction générale

Dans les premières années du vingtième siècle les propriétés complexes des semi-conducteurs ont été essentiellement découvertes. Beaucoup de ces propriétés ont été exploitées dans d'ingénieux dispositifs en micro-électronique. Au fil des années, les dispositifs ont été rendus manufacturables par les ingénieurs et les techniciens. Les semi-conducteurs se trouvaient encore au cœur de cette révolution, parmi eux le silicium qui est resté le champion, pour parer à beaucoup de ces concurrents par son abondance, et par son aptitude à la fabrication.

Les dispositifs à semi-conducteurs sont aujourd'hui monnaie courante dans chaque foyer. Dans la fin des années 40 l'invention du transistor a été le début d'un développement rapide vers toujours le plus rapide et le plus petit composant électronique. Des systèmes complexes sont construits avec ces composants. Plusieurs autres spécialités dans le domaine de l'électronique ont vu le jour par l'étude de ces dispositifs à semi-conducteurs comme la création des composants purement électroniques basés sur les différents transistors, la microélectronique, le domaine de l'énergétique, la communication optique, l'hyperfréquence, et l'optoélectronique. Parallèlement l'évolution des technologies des semi-conducteurs a changé notre façon de travailler, de communiquer, de divertir et de réfléchir.

L'un des grands domaines d'utilisation des semi-conducteurs est l'optoélectronique, qui se caractérise par l'interaction complexe des électrons et des photons à une échelle nanométrique, la diminution de la taille de ces dispositifs rend leurs performances en nette augmentation. Ces dispositifs sont nécessaires pour le transfert de signaux électriques en signaux optiques et vice-versa. La diminution de leurs tailles et de leur complexité croissante fait de la simulation sur ordinateur un outil important pour mieux les concevoir. En effet, les logiciels pour la conception des structures assistées par ordinateur (TCAD) et l'automatisation des conceptions électroniques (EDA) constituent un élément fondamental.

On peut diviser les dispositifs optoélectroniques en deux grandes familles, les émetteurs et les récepteurs. L'un des premiers émetteurs de lumière est la diode LED qui offre la particularité d'émettre un signal lumineux lorsqu'une tension est appliquée à ses bornes. On l'emploie sur la plupart des appareils dotés d'un affichage numérique. L'autre dispositif les plus courants utilisés est le photodétecteur qui converti la lumière en courant électrique. De nombreux dispositifs ont vu le jour selon le type d'utilisation. Les avancées perçues dans ce domaine ont permis la miniaturisation de ce composant, l'amélioration de ces performances et le pouvoir d'atteindre une multitude de longueurs d'ondes. L'idée est venue de voire comment modifier ce dispositif afin de pouvoir l'utiliser dans les domaines de l'ultra-violet et le visible. Ce fut la naissance des photodiodes à base des semi-conducteurs, particulièrement compacts, ces détecteurs à semi-conducteurs utilisent les jonctions électroniques entre des semi-conducteurs de conductivité différente, l'absorption d'un photon génère des paires électron-trous qui sont ensuite séparés par le champ électrique appliqué. Selon l'utilisation souhaitée, les photodétecteurs sont conçus dans différentes gamme de longueurs d'onde. Pour obtenir des sensibilités élevées, un grand nombre de semi-conducteurs sont montés dans un espace réduit, leur densité pouvant atteindre un million par centimètre carré.

Une photodiode est une jonction de semi-conducteurs, comme une diode classique. Elle possède une zone active, pour la structure la plus simple deux zones caractéristiques : une couche de type N, et une couche de type P étant exposé au flux lumineux recevant le maximum de photon.

Depuis la création du premier photodetector, les photodiodes à semi-conducteurs ont beaucoup progressé, en améliorant leurs performances comme la sensibilité, le rendement grâce à l'évolution des structures et des technologies.

Initialement, c'était dans une simple jonction P-N puis des révolutions technologiques comme les méthodes de croissance d'épitaxie par jet moléculaire (MBE), et le dépôt chimique par évaporation (CVD)... ont permis l'invention de la structure P-Intrinsèque-N et des hétéros structures. L'une des principales et importantes avancées pour l'amélioration des structures et l'élimination des défauts qui posaient problème.

Après avoir étudié les matériaux semi-conducteurs de la colonne 4 du tableau de Mendeleïev et surtout le silicium qui a suscité l'intérêt des groupes de chercheurs, plusieurs équipes de chercheurs ont commencé à s'intéresser aux groupes de matériaux binaires qui étaient à un certain temps négligés, et beaucoup d'entre eux étaient considérés comme isolants ou semi-isolant.

Les deux principaux axes de recherches sont les matériaux II-VI et III-V, ces derniers sont considérés comme des matériaux à grand gap, mais leurs propriétés optiques et électroniques ont montré qu'ils pouvaient être candidats à l'utilisation, dans l'élaboration de structures perfectionnées, car leur grand avantage est de pouvoir les combiner afin de rendre leur gap et celui de leurs alliages en gap direct.

Dans notre étude, nous nous intéressons à l'étude des photodiodes à base de nitrures et principalement aux photodiodes PIN InGaN/GaN, cette structure permet d'être utilisée dans la gamme du visible (la partie bleue – vert du visible) et Ultra-violet. Le manuscrit est constitué de plusieurs chapitres, à savoir:

Dans le premier chapitre, nous abordons les généralités sur les principales propriétés structurales, optiques et électroniques des composés binaires GaN, BN, AlN, InN ainsi que l'intérêt de ces propriétés.

Dans le chapitre deux, nous présentons les mécanismes de photogénération dans une structure simple PN. Nous présentons les performances d'un photodétecteur ainsi que les différentes structures. Afin d'expliquer le fonctionnement de ces structures, nous nous intéressons aux applications des propriétés de ces matériaux dans le domaine de l'optoélectronique et surtout dans l'élaboration de structures.

Dans le troisième chapitre; un intérêt particulier est porté dans un premier temps à la connaissance des différentes structures proposées par les équipes de recherches, afin d'opter pour une structure PIN.

Une partie sera consacrée au paramètre stœchiométrique afin de le déterminer, car ce dernier est un paramètre clé qui doit être utilisé pour atteindre les différentes longueurs d'ondes souhaité. On déterminera avec précision le paramètre stœchiométrique qui doit être utilisé qui nous permettra d'atteindre un rendement quantique élevé qui va avoir des répercussions directes sur l'optimisation des autres propriétés comme la détectivité. Par la suite On utilisera trois matériaux GaN ; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, ce dernier a été déjà utilisé par des chercheurs, on l'utilise afin de pouvoir mieux comparer les propriétés comme la sensibilité ; la capacité de notre structure et le rendement électrique.

Tout ce travail est basé sur la simulation, en effet notre travail d'optimisation est basé sur le logiciel Mathcad 14.

Nous concluons ce mémoire en effectuant un résumé des résultats obtenus, et en mentionnant les améliorations envisageables.

Chapitre N°1

Les matériaux Nitrures

I.1 Introduction

Apparus dans les années 1950, les semiconducteurs III-V sont constitués d'éléments des colonnes III et V. les énergies de leurs bandes sont inférieurs à $100k_bT$. Ils ont prouvé leur importance dans tous les domaines de l'électronique et l'optoélectronique où ils trouvent un champ d'application très vaste.

L'intérêt pratique de ces matériaux est renforcé par la possibilité de fabriquer des alliages ternaires et quaternaires par substitution partielle de l'un des éléments par un élément de la même colonne ; ainsi, on peut obtenir une grande variété de compositions permettant de faire varier leurs propriétés électriques et optiques.

Les principaux éléments III, IV et V qui forment les semi conducteurs sont donnés au tableau 1.1.

Dans une même colonne ; quand la masse atomique augmente (du haut vers le bas), l'élément considéré donne un composé à bande interdite plus petite, et une masse effective d'électron plus faible.

Les nitrures à grand gap, y compris (Al, Ga, In)-N, ont connu d'énormes succès dans leur développement surtout dans les dernières décennies du 20 ème siècle.

Bon nombre des problèmes ont dû être surmontés avant que ces matériaux ne soient utilisés dans la fabrication des dispositifs électroniques. Parmi ces derniers la haute densité de Dislocations due à l'écart du paramètre de maille entre les substrats et le matériau, et le faible dopage des nitrures [1]. Grâce aux recherches dans ce domaine, les lasers et les diodes bleues -violet (Al, In, Ga)-N sont aujourd'hui commercialisées avec succès. Le tableau 1.2 représente l'émission de quelques matériaux III-V [2].

Couleur	Rouge	Verte	Verte	Bleue	Bleue
Matériaux	GaAlAs	GaP	InGaN	SiC	InGaN
Longueur d'onde (nm)	660	555	500	470	450
Intensité lumineuse (mCd)	1790	63	2000	9	2500
Puissance émise (μW)	4855	30	1000	11	3000
Rendement quantique externe (%)	12.83	0.07	2.01	0.02	11

Tableau.I.1 : Performance de quelques matériaux [2]

III	IV	V
$_{10.81}^{5}B$	$_{12.01}^{6}C$	$_{14.01}^{7}N$
$_{26.98}^{13}Al$	$_{28.09}^{14}Si$	$_{30.97}^{15}P$
$_{69.74}^{31}Ga$	$_{72.59}^{32}Ge$	$_{74.92}^{5}As$
$_{114.82}^{49}In$	$_{118.69}^{50}Sn$	$_{121.75}^{51}Sb$

Tableau I.2 : Les principaux éléments des rangées III, IV, et V Qui constituent les semi conducteurs

Les propriétés uniques des nitrures donnent une variété d'applications en optoélectronique et en électronique de puissance. La bande large du GaN rend ce matériau approprié non seulement pour LED source, mais également pour des applications à haute température. Nous présentons un historique des différentes étapes qui ont conduit à l'élaboration de dispositifs [1].

I.2. Historique : [1]

Phase I 1907-1932 : Synthèse de l'AlN en 1907, de l'InN en 1910, du GaN en 1932.

Phase II 1969- 1976 : Epitaxie du GaN par HVPE (Hydride Vapor Phase Epitaxy) en 1969, Epitaxie du GaN par MOCVD en 1971, MBE du GaN en 1974.

Phase III 1983- 1989 :

Concept de basse température de la couche tampon en 1983, MOVPE (metalorganic vapor phase epitaxy) du GaN cristallin en utilisant AlN comme couche tampon en 1986, dopage du GaN type P en 1989.

Phase IV 1990- 2004 :

1991 : couche tampon de GaN par MOCVD, P-N jonction LED bleu de GaN, dopage P type du AlGaN ;

1992 : haute qualité de InGaN, GaN photoconducteur, GaN type P recuit thermiquement;

1997 : Gamme complète de AlGaN photoconducteurs, ultraviolet LED, 10000 Heures de vie en température ambiante de LD InGaN violet ;

1998 : Schottky barrière ALGAN photodiode, ALGAN / GaN, GaN MOSFET ;

2000 : Solaire ALGAN P- I- N photodiode, GaN photodiodes à avalanche, MOSHFET dans ALGAN (semi-conducteur métal oxyde hétéro structure FET) ;

2001 : Commercialisation de la diode laser bleu violet;

2004 : lasers UV AlGaN à la longueur d'onde de 350,9 nm ;

2009 : Amélioration de la luminescence d'une diode électroluminescente à base de GaN avec texturisation de l'électrode par l'oxyde d'indium [36].

2010 : élaboration du GaN Nanostructurés par électrochimie, induit par gravure laser

I.3 Aperçu sur les semiconducteurs III-V :

La plupart des matériaux III-V cristallisent dans la structure sphalérite dite "Zinc Blende" (cubique), métastable du point de vue thermodynamique, présentée sur la figure 1.1.

Cette structure, qui s'apparente à celle du diamant (comme pour C, Ge, Si), est constituée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées (cfc), l'un comprenant les atomes de la colonne III et l'autre les atomes de la colonne V, interpénétrés et décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale, c'est-à-dire de $a \frac{\sqrt{3}}{4} [111]$, où a représente le paramètre de maille du matériau [4].

Il existe deux autres structures cristallines répondues dans les nitrures du groupe III : la wurtzite (hexagonale, figure I.2), et la structure rocksalt (NaCl, figure I.3). Aux conditions ambiantes, les structures thermodynamiquement stables sont wurtzite pour AlN, GaN et InN, et zinc blende pour le BN. La structure zinc blende pour GaN et InN a été stabilisée par la croissance épitaxiale des couches minces sur le plan cristallin (001) des substrats cubiques tels que le silicium, le MgO [5] et le GaAs. Dans ces cas, la tendance intrinsèque de former la structure wurtzite est surmontée par compatibilité topologique. La structure rocksalt (la structure NaCl) peut être induite dans AlN, GaN et InN aux grandes pressions [6].

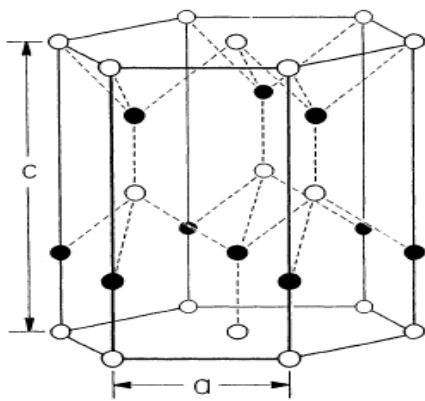


Figure I.1 : structure wurtzite (hexagonale)

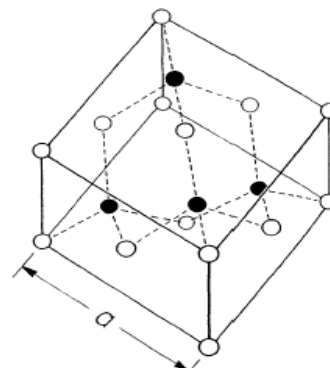


Figure I.2 : structure zinc blende (cubique)

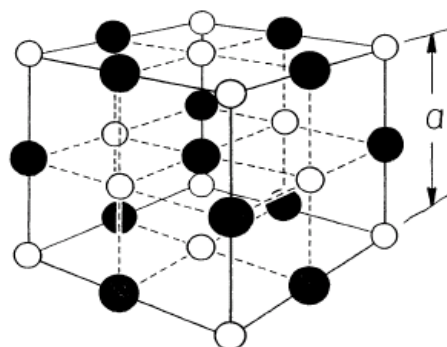


Figure I.3 : structure NaCl

Munoz et Kunc [7] ont estimé la constante de réseaux de GaN dans la phase de rocksalt $a_0 = 4.22 \text{ \AA}$, par contre $a_0 = 3.02 \text{ \AA}$ dans la phase de NiAs. Camp et autres [7] ont calculé la constante des réseaux de GaN dans la phase de rocksalt $a_0 = 4.098 \text{ \AA}$ en utilisant la méthode du pseudo potentiel non-localisé du premier principe, qui est en accord avec la valeur calculée par Munoz et Kunc.

I.4 Structure cristalline et zone de Brillouin du GaN [8]

Le GaN se cristallise habituellement dans la structure hexagonale wurtzite avec 4 atomes par cellule avec un poids moléculaire de 83.728 g/mol. Les contraintes et les défauts peuvent tordre les constantes de réseaux de leurs valeurs intrinsèques, et il y a ainsi une large dispersion en valeurs rapportées. Pour le WZ-GaN, à la température ambiante, les paramètres de maille sont : $a_0 = 3.1892 \pm 0.0009 \text{ \AA}$ et $c_0 = 5.1850 \pm 0.0005 \text{ \AA}$ [9] sont acceptés.

a) la structure cristallographique de type Wurtzite

La structure wurtzite (notée α -GaN ou h-GaN) est plus stable que la phase cubique en terme d'énergie de formation. En effet, la différence d'énergie $E_f(\text{cub.}) - E_f(\text{hex.})$ à température nulle n'est de l'ordre de 9.88 meV par atome (celle du AlN, elle est de 18.41meV) [33-34].

Elle est constituée de deux réseaux hexagonaux, compacts et comprenant chacun un type d'atome, interpénètrents et décalés de $5/8^{\text{ème}}$ de la maille élémentaire (fig.1.4). Les atomes d'azote forment un empilement hexagonal compact et les atomes de gallium occupent la moitié des sites tétraédriques. La Séquence d'empilement est de type ABAB [10].

Pour les couches minces de GaN, a et c peuvent varier légèrement en fonction de la pureté chimique, de la concentration en électrons libres et des contraintes [30]. La structure réelle de GaN (fig.I.4.r) ne dévie que légèrement de la structure wurtzite idéale.

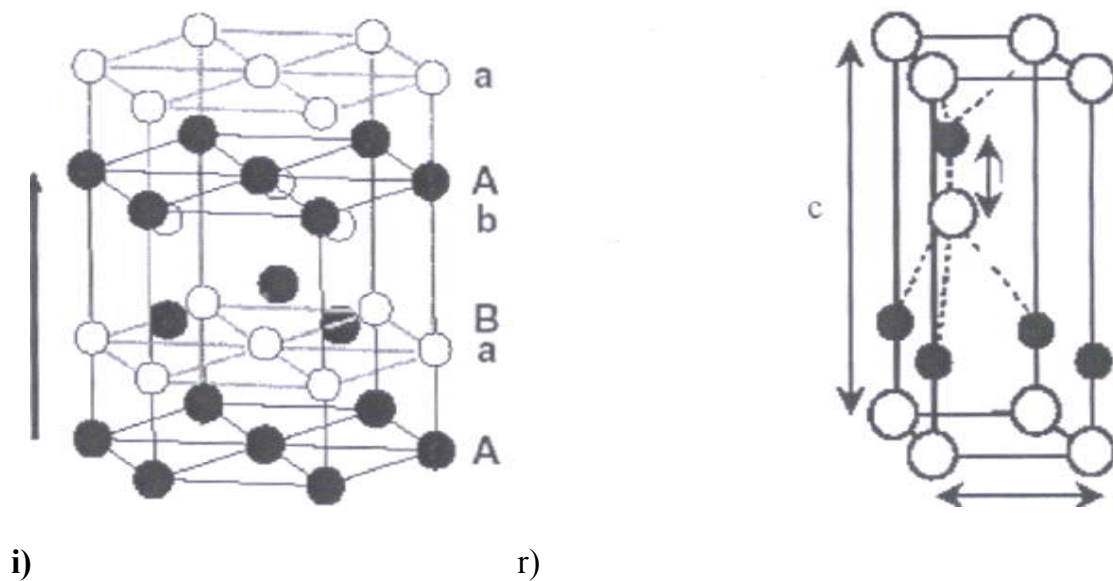


Figure I.4 : Structure Wurtzite du GaN. i) idéale - r) réelle

GaN wurtzite	c/a	u
Structure idéale	1.633	0.376
Structure réelle	1.627	0.377

Tableau I.3 : Paramètres de la structure wurtzite idéale et réelle de GaN [8].

Les cristaux de nitrure de gallium de structure wurtzite adoptent le plus souvent une géométrie en plaquette, avec les faces perpendiculaires à l'axe c , ou en prismes dont l'axe de croissance est l'axe c [11-12].

b) Structure cristallographique de type zinc blende

Dans la structure de type zinc blende notée β -GaN ou c -GaN (fig.1.6), les atomes d'azote forment un empilement cubique à faces centrées, dans lequel les atomes de gallium occupent la moitié des sites tétraédriques. Cette structure est caractérisée par une séquence d'empilement des bicouches cation-anion, où chaque cation (anion) est lié avec quatre anions (cations).

Les bicouches s'empilent selon trois positions distinctes ABC suivant la direction cristallographique $\langle 111 \rangle$. Il y a quatre unités formulaires GaN par maille.

La structure est caractérisée par le paramètre de maille "a" qui varie entre 4.452 et 4.53 °Å selon les auteurs. Cette phase est métastable, sa synthèse nécessite un contrôle précis des conditions d'élaboration [31]. Dans le cas de l'élaboration de couches minces, un substrat généralement de structure cubique orienté de manière spécifique (afin de désavantager la formation de la phase hexagonale) est en plus nécessaire pour stabiliser la phase cubique.

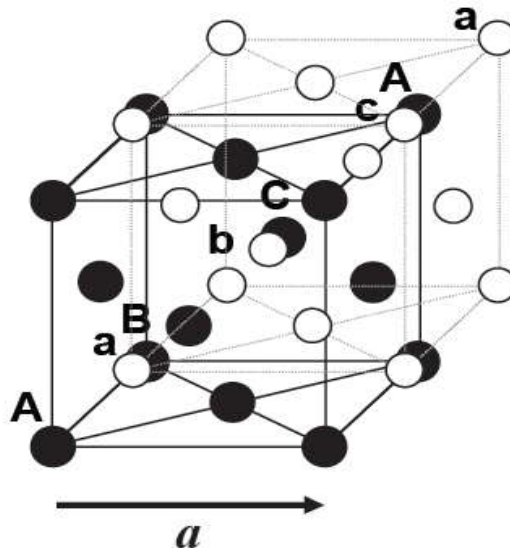


Figure I.5 [13] : Structure zinc blende du GaN.

En première approximation, la valeur du paramètre du réseau de la structure cubique est donnée en fonction de celle de la structure hexagonale par la formule suivante [10]:

$$a_{\text{ZB}} = \sqrt{2} a_{\text{WZ}} \quad (\text{I.1})$$

Ces deux formes cristallographiques ne se distinguent qu'à partir du troisième voisin. Cependant, si l'on compare ces structures en termes d'énergie de formation, on constate que la phase hexagonale est plus stable que la phase cubique. En effet, la différence d'énergie $E_f(\text{cub.}) - E_f(\text{hex.})$ à température nulle n'est de 9.88 meV (resp. 18.41 meV) par atome pour GaN (resp. AlN) [14].

Comme nous venons de le voir ; les deux structures diffèrent uniquement au niveau de la séquence d'empilement des plans cristallins (figure 1.6). L'entourage cristallographique des atomes ne diffère qu'à partir du troisième voisin.

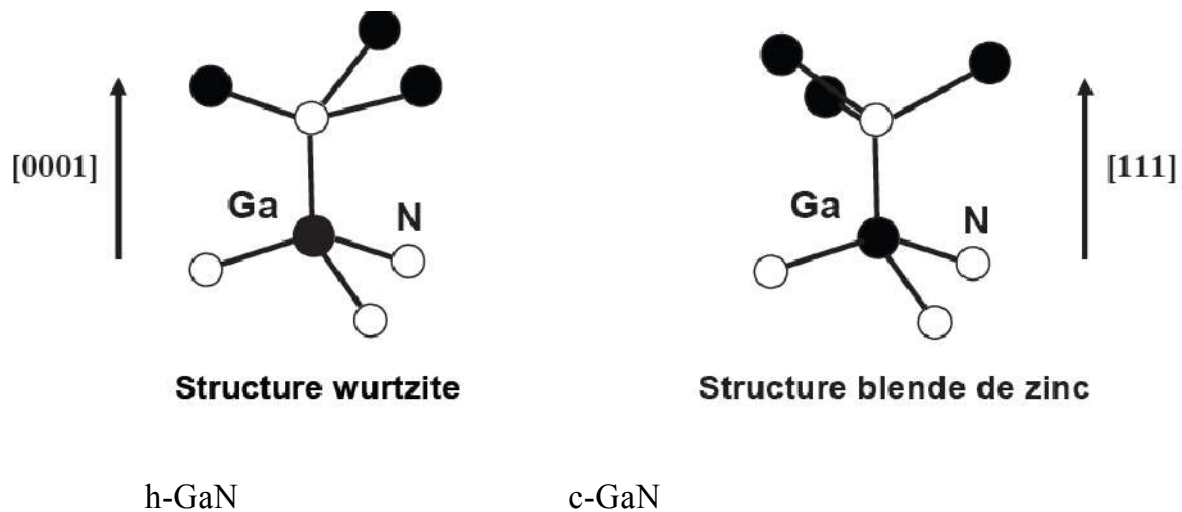


Figure I.6: seconds voisins dans las structure wurtzite et blende de zinc [13]

I.5 Structures de bandes, propriétés optiques et électroniques

GaN possède plusieurs bandes de valence et de conduction, mais ses propriétés optiques et électroniques sont gouvernées par la structure de bandes électroniques autour du maximum de la bande de valence et du minimum de la bande de conduction. Les deux polytypes de GaN présentent, comme la plupart des matériaux III-V, une bande interdite directe au point F, centre de la première zone de Brillouin ($k=0$).

De nombreuses études théoriques de la structure de bande de GaN sont reportées dans la littérature. La majorité des méthodes de calcul donne une structure de bande de valence correcte, mais des valeurs de bande interdite sous estimées du fait de l'utilisation de l'approximation de la densité d'états locale (LDA). Pour les structures de bande du GaN cubique et hexagonal, déterminées par la méthode empirique des pseudos potentiels, on utilise des données expérimentales sur la largeur de bande interdite mais on néglige le couplage spin orbite.

I.5.1 Zones de Brillouin

Le cristal étant périodique, les paramètres internes (comme la densité d'électrons) ont la périodicité du réseau. Le réseau direct est défini par la première zone de Brillouin. Les grandeurs physiques sont périodiques dans l'espace direct, il suffit de les connaître dans la maille élémentaire du réseau pour les reconnaître dans tout le cristal. Il est de même pour l'espace réciproque, il suffit de les avoir dans la première zone de Brillouin [15].

Les vecteurs primitifs \mathbf{b} , du réseau réciproque sont déterminés par les relations :

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)} \quad (\text{I.2})$$

$$\vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \wedge \vec{a}_1}{\vec{a}_2 \cdot (\vec{a}_3 \wedge \vec{a}_1)} \quad (\text{I.3})$$

$$\vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \wedge \vec{a}_2}{\vec{a}_3 \cdot (\vec{a}_1 \wedge \vec{a}_2)} \quad (\text{I.4})$$

Les vecteurs a_1 , a_2 et a_3 ont pour unités respectives \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} ; les vecteurs b_1 , b_2 , b_3 seront donc de la forme :

$$\vec{b}_1 = 2\pi (\vec{a}_2 + \vec{a}_3 - \vec{a}_1) \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{b}_2 = 2\pi (-\vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3) \quad (\text{I.6})$$

$$\vec{b}_3 = 2\pi (\vec{a}_1 - \vec{a}_2 + \vec{a}_3) \quad (\text{I.7})$$

Rappelons que la zone de Brillouin, des réseaux cubiques à faces centrées (cfc), à la forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube (figure 1.8, b). Elle présente un centre de symétrie à l'origine (noté Γ) et des axes de symétrie :

Les axes $\langle 100 \rangle$ à symétrie d'ordre 4 (Δ).

Les axes $\langle 111 \rangle$ à symétrie d'ordre 6 (Δ).

Les axes $\langle 011 \rangle$ à symétrie d'ordre 2 (Σ).

Les points de rencontre de chacun de ces axes avec les frontières de la zone de Brillouin, jouent un rôle essentiel dans la théorie des bandes. On les note généralement de la manière suivante :

Points X de coordonnées $(2\pi/a, 0, 0)$ sur les axes $\langle 100 \rangle$.

Points L de coordonnées $(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$ sur les axes $\langle 111 \rangle$.

Points K de coordonnées $(0, 3\pi/2a, 3\pi/2a)$ sur les axes $\langle 011 \rangle$.

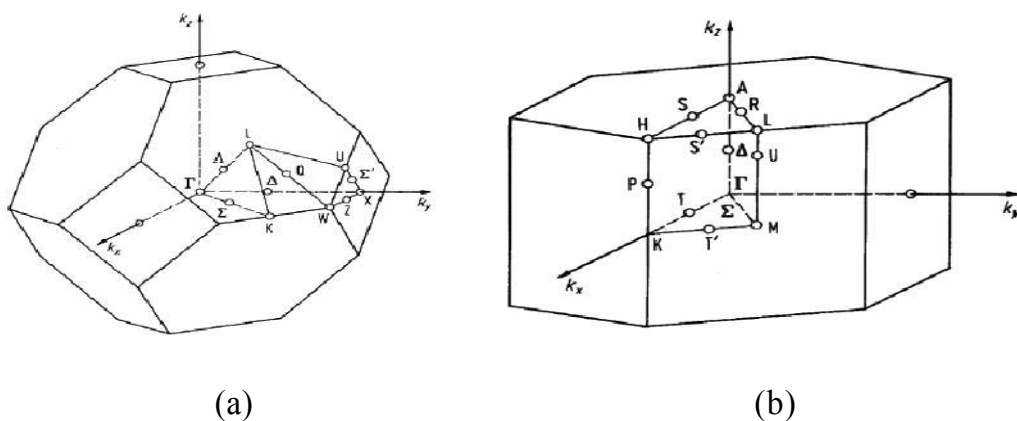


Figure I.7 : Les zones de Brillouin des deux structures : (a) zinc blende et (b) wurtzite[15].

Dans la phase hexagonale, le semi-conducteur GaN sont à *gap* direct. Le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont tous les deux situés au centre de la zone de Brillouin (point Γ). Au voisinage de ce point, la bande de conduction (de symétrie Γ_7) est unique alors que la bande de valence se subdivise en trois bandes nommées HH, LH et CH (de symétries respectives Γ_9 , Γ_7 et Γ_7). Cette séparation est due à deux facteurs : le champ cristallin (bande CH) et l'interaction spin-orbite (bande des trous lourds HH et bande des trous légers LH).

A ces trois bandes correspondent trois types de trous qui peuvent interagir avec les électrons de la bande de conduction pour former des excitons. Les excitons formés à partir des trous HH, LH, CH sont nommés respectivement A, B, C. Les mesures de photoluminescence, d'absorption ou de réflectivité sur GaN permettent de déterminer les énergies de ces trois excitons

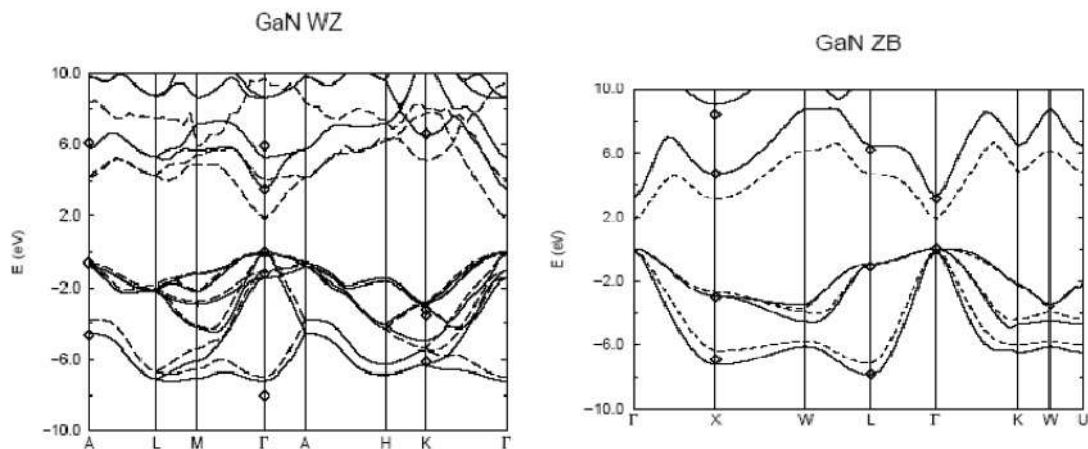


Figure I.8 : Diagrammes de bandes de GaN, en phase hexagonale et cubique selon deux méthodes de calcul : calcul ab-initio (lignes en pointillés) et méthode semi-empirique des pseudos potentiels (lignes en trait plein) [17]

Dans la structure cubique, au point Γ (siège des transitions radiatives) le couplage spin orbite divise le haut de la bande de valence en deux niveaux. L'un correspond aux bandes de trous lourds et de trous légers, dégénérées en Γ . Dans le cas du GaN hexagonal, la non cubicité de la maille donne lieu, de plus, à un champ électrique appelé champ cristallin qui induit une levée de dégénérescence au point Γ des trous lourds et trous légers.

Comme pour tous les autres semiconducteurs, les propriétés optiques du GaN résultent des transitions électroniques entre les niveaux de la bande de valence la plus haute et de la bande de conduction la plus basse. Les transitions peuvent impliquer des interactions entre les paires électron-trou et les niveaux énergétiques dus à des impuretés ou des défauts. Ses propriétés optiques dépendent donc beaucoup de l'échantillon lui-même. Les mesures optiques donnent des informations sur la structure et la composition du matériau.

1.5.2 Propriétés optiques du GaN

La Caractérisation des propriétés diélectriques de wurtzite GaN a été développée dans les années 1960. Généralement, les mesures de l'indice de réfraction ($\tilde{n} = n + ik$) ont été réalisées dans le visible et l'infrarouge (370-2000 nm), c'est-à-dire en dessous du bord de bande du nitrure non dopé [18].

Dans cette gamme de longueur d'onde, la partie imaginaire de la fonction diélectrique (k) est négligeable et est généralement ignoré.

indice de réfraction	mesure de la longueur d'onde
2.5	IR
2.397	516.1nm
2.1-2.5	-
2.53	IR
2.42 à 2.48	497à 956nm
2.03	777nm
2.1 à 2.4	800 à 2000nm
2.25 à 2.65	500nm
2.41	532nm
2.79	365nm

Tableau I.4 : valeur de l'indice de réfraction du GaN dans le visible et l'IR [32]

L'indice de réfraction de photons énergies ci-dessus du bord de bande de GaN a été calculé en utilisant l'ellipsométrie spectroscopique (longueur d'onde incidente entre 250 et 600nm).

De même, le coefficient d'absorption (tableau I.4) a également été évalué à partir de données ellipsométrique afin de permettre une détermination de l'indice de réfraction.

a. L'énergie de gap.

La valeur du gap est généralement admise autour de 3.4eV à température ambiante [19]. Elle a été évaluée par des mesures de transmission optique, en fonction de la température. Son expression en fonction de la température T, est donnée par l'expression de Varshni [20] :

$$E_g \text{ (eV)} = 3.556 - [9.9 \times 10^{-4} T^2] / (T+600). \quad (\text{I.8})$$

Les premiers travaux [21] ; ont donnée avec précision, l'énergie du gap direct du GaN, soit 3.39eV. Ces derniers ont rapporté un spectre de photoluminescence à basse température (1.6 K). Ils ont observé une forte émission à 3.477eV. D'autres travaux [22] ont analysé avec détail le spectre optique à basse température (2K) sur des échantillons de haute qualité. Ils ont observé trois excitons à 3.474±0.002eV, 3.480±0.002eV et 3.49±0.01eV

Monemar [22] a trouvé que le gap fondamental est de 3.503±0.0005eV à 1.6K, et a ajusté la dépendance du gap sur la température par la relation empirique :

$$E_g \text{ (eV)} = 3.503 + (5.08 \times 10^{-4} \times T^2) / (T-996) \quad (\text{I.9})$$

- Camphausen and Connell ont étudié la dépendance du gap sur la température et sur la pression jusqu'à 10kbar ; ils ont trouvé :
 $dE_g/dP = 4.2 \pm 0.4 \text{ meV/kbar}$ à la température ambiante,
 et $dE_g/dT = -6.7 \cdot 10^{-4} \text{ e V/K}$.

Matsumoto and Aoki [23] ont rapporté : $dE_g/dT = -3.5 \times 10^{-4} \text{ e V/K}$ jusqu'à 150K, et $E_g/dT = -6 \times 10^{-4} \text{ e V/K}$ de 150 à 300K.

Des mesures de transmission optique ont aussi permis d'étudier son évolution en fonction de la pression [24] :

$$E_g \text{ (eV)} = E_g (P=0) + 0.47P + 0.0018P^2 \quad (\text{I.10})$$

b. Indice de réfraction :

La connaissance de l'indice de réfraction est utile lorsque l'on étudie des structures laser car le confinement optique, et donc la propagation des photons dans le guide d'onde, en dépendent. Les propriétés optiques des nitrures en phase hexagonale sont anisotropes, ce qui se traduit par une biréfringence uni-axiale. Il y a donc deux indices de réfraction : un indice ordinaire correspondant à une polarisation parallèle à l'axe [0001] et un indice dit "extraordinaire" correspondant à une polarisation dans le plan (0001). Toutefois ; on pourrait, en première approximation, négliger l'anisotropie et ne considérer que l'indice ordinaire [25]. La variation de l'indice de réfraction ordinaire n en fonction de la longueur d'onde λ , dans la gamme de transparence, est décrite par une loi de type Sellmeier :

$$n(X) = [a + b.\lambda^2 / (\lambda^2 - c^2)]^{1/2} \quad (I.11)$$

	GaN	AlN
Domaine de X,	364-600nm	300-600nm
a	5.15	1.00
b	0.35	3.12
c (nm)	339.8	138.0

Tableau I.5 : Coefficients de Sellmeier pour l'indice de réfraction ordinaire, dans h-GaN et h-AlN [25].

L'indice de réfraction a été mesuré par ellipsométrie spectroscopique, ainsi que la réflectivité, la transmission ou encore la luminescence dans le visible et l'infrarouge. Dans cette dernière, sa partie imaginaire est négligeable.

La valeur de sa partie réelle s'exprime de la manière suivante, en fonction de l'énergie E de la source lumineuse [26] :

$$n = 1 + A / (E_0^2 - E^2) \quad (\text{I.12})$$

Où

$$A = 385(\text{eV})^2$$

$$E_0 = 9\text{eV}$$

Par des mesures de transmission et d'absorption, on obtient $n=2.67$ à 3.38eV et $n=2.33$ à 1.0eV [22].

De manière générale ; l'indice de réfraction varie de 2.1 (à une épaisseur de 1900nm) à 2.5 (à une épaisseur de 480nm), pour un film cristallin de GaN de bonne qualité [26].

La réflectivité optique nous permet de mesurer la constante diélectrique statique. Matsubara and Takagi[18], l'ont trouvé de l'ordre de 8.9; d'autres travaux l'ont évaluée à 9.5 [22].

c. coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption α , lui aussi, fait l'objet de nombreuses études. Au cours des 25 dernières années, un certain nombre d'études ont été menées concernant l'absorption visible et ultraviolette dans les deux structures wurtzite et zinc blende de GaN en films minces.

La plupart de ces recherches ont employé un spectrophotomètre de rayonnement visible et ultraviolet standard pour la mesure d'absorption. Des études expérimentales utilisant des matériaux intrinsèques non dopés, à température ambiante ont montré que l'énergie gap de la structure wurtzite est observée au environ de 3.4eV [11], avec une valeur légèrement en dessous de 3,2 eV pour la structure zinc blende [27,28].

Ces derniers travaux ont trouvé que le carré du Coefficient d'absorption pour les structures wurtzite et zinc blende est une fonction linéaire de l'énergie des photons pour des énergies au-dessus de E_g ($E = E_g + 0,5$ eV), qui confirme la transition d'énergie de gap directe dans le GaN.

La figure suivante montre la dépendance du carré du Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie des photons [29].

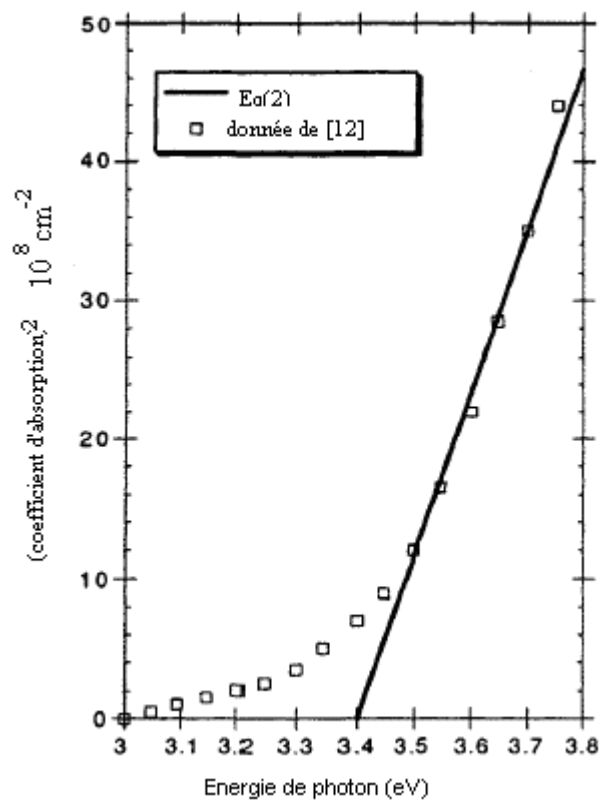


Figure I.9 : le carré du coefficient d'absorption en fonction de l'énergie de photon pour le GaN [29].

L'équation utilisée pour générer la courbe 'en traits gras' est:

$$\alpha^2 = (\alpha_0)^2 \cdot (E - E_g) \quad (\text{I.13})$$

Avec : $\alpha_0 = 1.08 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$

Ceci a confirmé que le gap de GaN est direct [26]. Les mesures du coefficient d'absorption de GaN de type wurtzite, au gap excitonique, donnent des valeurs variant de $3 \cdot 10^{-4}$ à $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ [19].

I.6 Les substrats pour les nitrures d'éléments III :

I.6.1 substrat GaN massif pour l'homoépitaxie :

L'équipe polonaise d'UNIPRESS à Varsovie est l'une des seules à maîtriser suffisamment la croissance des monocristaux de GaN de 1-2 cm de diamètre et d'environ 50 μm d'épaisseur à très haute pression et haute température (12-20 K bar de pression d'azote, 1400-1700 °C [37]).

Actuellement ces derniers ne sont pas commercialisés à cause de leur coût de réalisation élevé et leur taille limitée.

Cependant avec une densité de défauts de seulement quelques 10^2 cm^{-2} ils servent de référence pour déterminer les propriétés optiques et électroniques de GaN intrinsèque.

Les cristaux de GaN utilisés comme substrat sont très difficiles à produire, car ils nécessitent des conditions de température et de pression très élevées. Cependant, deux méthodes existent depuis la fin des années 1990 pour synthétiser du GaN massif. La première est la H.P.N.S.G. (High Pressure Nitrogen Solution Growth), et le second est la cristallogenèse de GaN utilisant un flux de sodium. Ces méthodes, permettent d'obtenir des cristaux de taille centimétrique, ne peuvent pour l'instant être utilisées à l'échelle industrielle en raison des conditions expérimentales mises en œuvre.

Afin de les simplifier, les travaux d'A. Denis [38], évalue deux procédés, le premier s'inspirant de la cristallogenèse hydrothermale du quartz- utilisant des enceintes à moyenne pression (50 à 200 Mpa), et le second à plus haute pression (1 à 2 Gpa) déroulant de la cristallogenèse du diamant.

Le procédé dérivant de celui développé pour le quartz – aurait l'avantage de permettre la croissance de grands volumes. L'autre conduirait à des vitesses de croissance plus importantes. Une autre approche existe pour la fabrication de substrats GaN. Elle utilise la HVPE (Hydrid Vapor phase epitaxy).

Cette approche consiste à faire croître une couche GaN sur un substrat, puis à la séparer de ce dernier. Des substrats comme le 6H-SiC, le saphir, le $MgAl_2O_4$, le GaAs, le Silicium ont été testés.

Ce procédé permet de réaliser de GaN face-Ga ou face-N, des substrats en GaN de bonne qualité ont été fabriqué en utilisant le procédé de croissance de boucles de HVPE, avec des densités de dislocations de 5.10^6 à 1.10^7 cm^{-2} . Des substrats en GaN sont déjà commercialisés, aussi Les sociétés TDI (Technology and Devices International) Produit des substrats de 1.5 pouces, et pense produire des substrats de 3 et 4 pouces dans un future proche. Une autre société spécialisée dans la fabrication des substrats en GaN qui est la société UNIPRESS (Pologne) [13,39]. GaN est naturellement de type N.

I.6.2. substrats pour L'hétéro épitaxie :

Saphir (A1203) [13,40] :

Le substrat le plus répandu pour l'épitaxie des nitrures est le saphir en orientation (0001) pour la croissance des diodes électroluminescentes (DEL). Bien que de coût faible (10 € pour une tranche de 2 pouces) et disponible en grandes dimensions (jusqu'à 6 pouces), il est loin d'être le substrat idéal pour la croissance des semi-conducteurs nitrures. En premier lieu, sont obstacle majeur est son désaccord de maille de 16 % avec GaN est à l'origine de densités de défauts énormes (10^8 à 10^{10} cm^{-2}).

Carbure de Silicium (SiC) :

Avec une bonne conductibilité thermique, un clivage aisé, c'est un substrat laser par excellence (cf Tableau I.6). Fujitsu et Cree sont les deux principales sociétés impliquées au niveau mondial dans le développement de diodes laser sur substrat SiC : toutes deux ont déjà démontré son utilisation en tant que substrat laser [42, 43].

En 1999, le record de durée de vie était détenu par Fujitsu avec 57 h de fonctionnement en continu. Son quasi accord de maille avec AlN (0.9% de différence de paramètre de maille) en fait également un substrat de choix pour les applications dans l'Ultra Violet (émission d'AlN vers 200 nm - 6.2 eV). La croissance des semi-conducteurs nitrures y est cependant moins bien connue et requiert un effort de recherche supplémentaire.

Substrat	saphir	SiC	GaN	GaN massif
Désaccord de maille avec				
GaN (%)	16.1	3.5	0	0
AlN (%)	13.5	0.8	-2.7	-2.7
différence de dilatation thermique avec				
GaN ($10^{-6} K^{-1}$)	-1.9	1.4	-	0
AlN ($10^{-6} K^{-1}$)	-3.3	0	-	-1.4
Clivage	non	oui	non	oui
Taille maximum (pouce)	6	3		0.5-1
Prix du substrat 2 pouces (€)	10	100	En voie de commercialisation	Non commercial
Densité de dislocation de GaN (cm^{-2})	10^9-10^{10}	10^8-10^9	10^6	10^2

Tableau I.6 : propriétés des principaux substrats utilisés pour l'épitaxie des semi-conducteurs nitrures [8].

Pseudo substrats GaN et AlN :

La voie proposée par Nichia s'est avérée essentielle pour réduire la densité de défauts dans les diodes lasers consiste à utiliser des substrats GaN ELOG (Epitaxially Lateral Overgrown ou pendeo-epitaxy). Elle consiste à déposer d'abord une couche de silice sur une couche épitaxiée de GaN.

Ensuite on grave des ouvertures en forme de ruban (largeur typique du ruban en silice : $8\mu\text{m}$, espace gravée entre les rubans $4\mu\text{m}$). Puis on fait croître du GaN sur le substrat gravé. La croissance commence d'abord dans les zones gravées (sans silice), ensuite grâce à une croissance latérale GaN coalesce au-dessus des rubans de silice. En répétant ce procédé plusieurs fois, dans les zones situées au dessus des rubans de silice, la densité de dislocations peut descendre jusqu'à 10^6 cm^{-2} [44]. La recroissance latérale permet en effet d'annuler un grand nombre de dislocations traversantes en les courbant dans le plan de la couche. C'est grâce à ces pseudo-substrats (une épaisseur de GaN de l'ordre de $200\mu\text{m}$ est obtenue et le substrat saphir est retiré par procédé lift off), que les performances des diodes laser ont été améliorées, en particulier la durée de vie qui a pu ainsi atteindre 10000 h [44]. Ce domaine est en pleine effervescence actuellement et la recroissance latérale est actuellement déclinée sous différents aspects en laboratoire en vue d'une commercialisation prochaine: c'est le cas d' $\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ et de $\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ [45].

Autre Matériaux substrats

D'autres matériaux comme GaAs, LiGaO_2 et ont été envisagés [46]. Le GaAs offre un avantage commercial important puisqu'il est disponible depuis longtemps sur le marché. Cependant, il est pénalisé par une grande différence de maille et de coefficient de dilatation thermique avec GaN. L'emploi du GaAs comme substrat est justifié puisque ce matériau joue déjà un rôle important dans l'industrie électronique. La différence de paramètre de maille entre le GaAs et l'InN est de $11,3\%$ [47], la conductivité thermique est faible, de l'ordre de $0,5\text{ w/k}\cdot\text{cm}$, de plus, il commence à devenir instable pour des températures supérieures à 800°C . Cependant, des équipes ont réalisé des couches de GaN par MOVPE en utilisant la technique ELO sur des substrats GaAs (001). La densité de dislocations dans les zones de croissance latérale est faible ($<10^8\text{ cm}^{-2}$) [46]. LiGaO_2 est susceptible, de par sa très faible différence de maille avec GaN ($0,9\%$), de produire de couches de GaN de grande qualité, et ce, sans qu'il y ait besoin de couche tampon. De plus, le caractère polaire de ce matériau rend plus facile le contrôle de l'orientation de cristal GaN.

Cependant, LiGaO_2 présente une mauvaise conductivité thermique, et une Grande différence de coefficient de dilatation thermique avec GaN. Il est instable dans les conditions de croissance de la MOCVD. De plus, on ne peut pas le rendre isolant.

I.7 dopage du GaN [48] :

a. Dopage résiduel

Les couches de GaN non intentionnellement dopées présentent un fort résiduel le type n (de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} dans les meilleur cas). Ce dopage résiduel a été fréquemment attribué aux lacunes d'azote. Cette attribution a cependant été remise en question par les travaux théorique de Neugebauer et Van de Walle qui aboutissent à une faible probabilité de formation de lacunes d'azote dans un matériau de type N.

Ils ont suggéré que les impuretés Si_{Ga} et O_{N} était en revanche de bons candidats pour le dopage résiduel car toutes les couches de GaN hexagonal sont élaborées sous conditions de croissance riches en Ga où la formation de ces défauts est favorisée.

Même les meilleurs échantillons de GaN contiennent une densité de défauts très élevée, et ce dont témoignent leurs forts dopages résiduels de type N (de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} dans les meilleur cas). De ce fait, l'étude d'un défaut isolé est difficile et nécessite la corrélation d'études théoriques et expérimentales .

b. dopage intentionnel

Type N :

Dopage de type N est facilement atteint pour le GaN et ses alliages en utilisant le silicium comme donneur. GaN est involontairement type N. Les donneurs Si ont un niveau de 15-25 meV qui se situe au-dessous de la bande de conduction. Le disilane est utilisée comme précurseur pour le dopage par silicium. La concentration des porteurs augmente linéairement avec le débit du di silane. Le niveau de Dopage est entre 10^{17} et 10^{20} cm^{-3} . La Mobilité d'environ $300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour les niveaux de dopage. La partie supérieure du dopage n limites est déterminée par la morphologie de la surface. Quand le GaN est trop fortement dopé (typiquement 10^{19} cm^{-3}), la surface devient très agitée.

Type P :

Le dopage P s'est avéré beaucoup plus difficile que le N-type. La difficulté était due à la forte concentration des porteurs GaN présents au début de la croissance, conjuguée à la haute énergie d'activation pour les dopants accepteurs ($E \sim 250 \text{ meV}$ pour Mg). La survenue de la température basse et de la couche tampon réduit la concentration des porteurs de fond à moins de 10^{17} cm^{-3} , et de l'innovation de l'activation de la croissance dopé Mg films réalisés par conduction rend le dopage type P possible. La passivation est un problème en croissance MOCVD, car l'hydrogène est utilisé comme gaz porteur. Le dopage P a été réalisé initialement par AMANO en utilisant LEEBI et plus tard par NAKAMURA par recuit thermique [49].

Les études sur le dopage de type P ont été effectuées par peter kozodoy. Ils ont été menés sur les conditions de croissance, l'activation, et le traitement des contacts ohmiques P; la résistivité typique à température ambiante pour GaN: Mg films est d'environ $1 \Omega \text{ cm}$. La majorité des atomes Mg dans le film restent électriquement inactifs. Les niveaux de dopage atteints sont de l'ordre de $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, mais la mobilité reste faible.

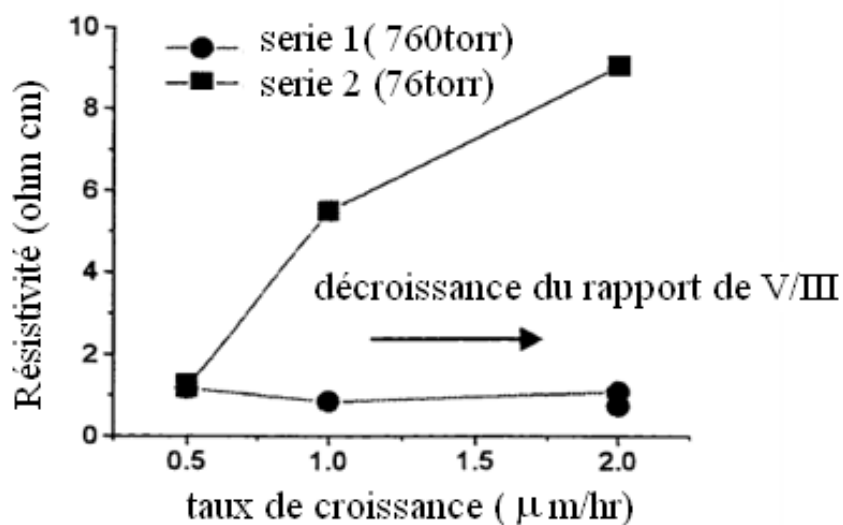
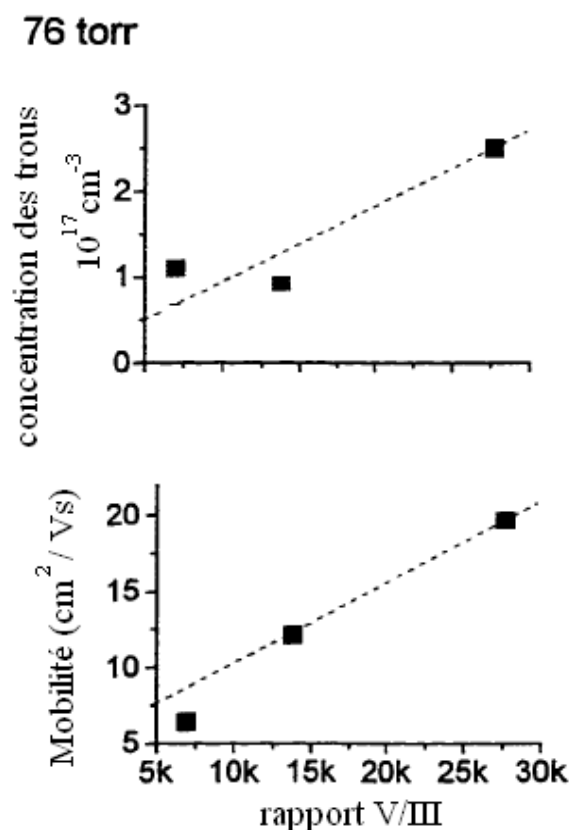


Figure I.10 : La résistivité en fonction du taux de croissance pour différentes pressions [56].

Contrairement au dopage de type N, les conditions pour une croissance optimale du dopage P diffèrent. Une température de croissance de l'ordre de $1010\text{ }^{\circ}\text{C}$ est employée pour le dopage par Mg, elle est de $1050\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour le dopage en Si. La température de croissance a été optimisée pour la concentration et la mobilité des trous. De nombreux paramètres, comme le taux de croissance, la pression, l'effet de la croissance très élevé P-type. La pression a un impact direct sur la sensibilité des conditions de croissance GaN: Mg, comme le montre la Figure I.10.

La figure I.11 montre la concentration et la mobilité des trous en fonction du rapport V / III. La hausse de la concentration des trous et de la mobilité avec le rapport croissant de V / III mène à une augmentation de la résistivité comme il est montré dans la Figure I.10.



nction

I.8 croissance du substrat massif des nitrures :

Il existe plusieurs techniques en cours de développement pour la production de gros cristaux de GaN [50-51]. Toutefois, seulement les méthodes utilisant de haute pression et de grandes températures (technique d'azote à Haute Pression HPS et HVPE) méthodes ont permis de produire des substrats de grande surface. La sursaturation dans la croissance de la solution est obtenue par l'application d'un Gradient de température de 2-20 °C/cm le long de l'axe du creuset, pour une Durée du processus de 150-200 heures, l'épaisseur est relativement mince (une épaisseur de ~300µm). La microscopie électronique à transmission de haute résolution montre que la dislocation n'a pas été détecté dans du GaN massif par HPS, en revanche les défauts planar comme les défauts d'empilements ont pu être détectés mais leur concentration diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du film [52]. Il existe d'autres méthodes permettant d'augmenter le taux de croissance [53].

I.8.1 L'épitaxie des matériaux nitrure :

Les nitrures d'éléments III sont des matériaux durs, très stables, quasiment inertes chimiquement. Leur problématique de croissance réside en grande partie dans la stabilité très élevée de la liaison III-N à l'origine de la faible mobilité des atomes lors de leur croissance. L'autre problème est lié à la production de radicaux libres azotes. Si l'on utilise le gaz N₂ par exemple comme source d'azote, la température du substrat de croissance (500- 1500°C) est trop faible pour la dissocier efficacement (énergie de liaison d'environ 5 eV par molécule). On peut conclure que les techniques bien connue ne peuvent pas être utilisées à cause des contraintes comme la température et la pression. Les molécules source peuvent être dissociées par un plasma radiofréquence (RF) en épitaxie par jet moléculaire assistée par plasma.

On utilise aussi l'ammoniac comme source pour l'azote puisqu'il se dissocie à des températures faibles.

Matériaux	T(K) théorique	P _{N₂} (Kbar)
AlN	~3500 [47]	0.2 [41]
GaN	~2800 [50]	45[42.43]
InN	~2200 [47.48]	60[41]

Tableau I.7 : condition de fusion pour les semi-conducteurs.

I.9 Problèmes spécifiques des nitrures pour l'optoélectronique [54] :

Les problèmes des nitrures pour l'optoélectronique sont dus aux :

a. Défauts de réseau

Défauts ponctuels

Il s'agit essentiellement de lacunes, atomes interstitiels et impuretés en substitution.

Certains de ces défauts créent des niveaux profonds dans la bande interdite sur lesquels les porteurs peuvent se piéger et se recombiner. Lorsque cette recombinaison est radiative, elle donne des raies à basse énergies. C'est notamment le cas dans le GaN où il existe très souvent une émission centrée autour 550nm appelées bande jaune.

Son origine est encore controversée mais elle pourrait être due à des lacunes d'azote ou de gallium, des complexes donneur-accepteur, donneur-donneur ou antisite azote-gallium interstitiel [55].

Par ailleurs, comme nous l'avons vu, les semi-conducteurs III-nitrurés non-intentionnellement dopé ont une densité assez élevée de donneurs O et Si qui les rendent de type n.

Défaut unidimensionnels

Lorsque l'on fait croître un matériau B sur un matériau A de paramètre de maille différent, la maille de B se déforme de manière à ce que ses paramètres dans le plan de croissance soient identiques à ceux de la maille de A. Au-delà d'une certaine épaisseur qualifiée de critique, le matériau B se relaxe ce qui signifie qu'il retrouve ses paramètres de maille non contrainte. Cette relaxation s'accompagne de la création de nombreux défauts (dislocations de désaccord de maille) à l'interface entre les deux matériaux. De plus, si les deux ont de coefficients de dilatation thermique différents, le retour à la température ambiante après la croissance va générer des contraintes qui peuvent également se relaxer par création de défauts.

Ce problème est particulièrement important dans le cas des nitrures car il n'existe pas de substrat approprié pour la croissance. Ainsi, les densités de dislocations traversantes dans GaN sont typiquement de l'ordre de 10^8 cm^{-2} (à comparer avec 10^4 cm^{-2} dans le GaAs homoépitaxial). Cette densité très élevée constitue un handicap majeur pour les applications optoélectroniques. En effet, les dislocations agissent comme des centres de recombinaison non radiatifs pour les porteurs et réduisent donc considérablement le rendement radiatif. Par ailleurs, les dislocations facilitent la diffusion et la ségrégation des impuretés, ce qui diminue la durée de vie des dispositifs optoélectroniques.

Défauts bi-et tridimensionnels

Divers autres défauts sont également présents dans les matériaux nitrures. Les principaux défauts bidimensionnels sont les fautes d'empilement et les joints de grains (ensemble de dislocations) qui sont dus à la croissance colonnaire des nitrures (des colonnes se forment sur les différents sites de nucléation et finissent par coalescer en formant des joints de grain). Ces défauts sont également des centres de recombinaison non radiatifs. En ce qui concerne les défauts tridimensionnels, on peut notamment citer les domaines d'inversion qui sont des régions où la polarité est inversée par rapport au reste du réseau.

I.9.1 Solutions envisageables pour un matériau plus performant :

Récemment, des progrès impressionnants ont été accomplis dans le développement des nitrure à large bande interdite, et ceci par l'amélioration de la qualité cristalline des couches hexagonales. Le perfectionnement des procédés de croissance, tels l'optimisation de la couche tampon ou la purification des sources de précurseurs de la croissance a notamment permis une forte réduction de la concentration de porteurs résiduels. Cependant, nous avons vu que les couches obtenues par les techniques de croissance classique présentaient encore de fortes concentrations de défauts structuraux et elles sont le siège de phénomène de compensation liés aux défauts ponctuels

I.10 Conclusion

L'utilisation des composés III-V dans la fabrication des semiconducteurs a donné un grand pas pour le développement de l'électronique et de l'optoélectronique. La physique des solides permet de prédire le comportement de ces matériaux qui sont d'une grande importance, surtout dans le domaine de l'optoélectronique où ils trouvent un champ d'application très vaste. Ils offrent une grande variété de composants permettant de varier leurs propriétés électroniques.

Ces matériaux ont donné naissance aux diodes émettrices de lumière qui constituent un potentiel considérable pour remplacer les sources lumineuses classiques. Ces diodes représentent le double avantage d'un fort rendement de luminescence et d'une grande durée de vie, ce qui permet de réduire les coûts de fonctionnement et d'entretien des sources lumineuses. Les diodes, à base des semi-conducteurs émettant dans l'infra rouge et dans le visible allant du rouge au vert, sont maîtrisées et largement exploitées dans les domaines industriels.

- GaN possède de très bonnes propriétés physico-chimiques pouvant être utilisé en électronique et en optoélectronique.

- C'est un semiconducteur à large gap direct (3.4eV) ; il émet dans les courtes longueurs d'onde : le bleu, le violet et l'ultraviolet.
- Il peut exister sous deux formes cristallines : la phase wurtzite (hexagonale) qui est stable, et la phase blende de zinc (cubique) qui est métastable.
- Il est non intentionnellement dopé N, avec une concentration allant de 10^{16} à 10^{19}cm^{-3}

Références bibliographiques

- [1]: S. Strite and H. Morkoc «GaN, AlN, and InN : A Review », J. Vac. Sci. Technol. B, University of Illinois, vol. 10 (1992), p. 1237-1266.
- [2]: W.C. Johnson, J.B. Parsons, and M.C. Crew. J. Phys. Chem. (1932), p. 2636-2651
- [3]: G.E. Dialynas ; G. Deligeorgis, M. Zervos” Influence of polarization field on the lasing properties of III-nitride quantum wells »; Elsevier ; 2006
- [4] :N. BACHIR – DAHMANI, «Etudes des Composés Ternaire à Base De Niture en Utilisant La Méthode de Simulation de Monté Carlo» These de Doctorat , Université Abou-Bakr Belkaid ,Tlemcen , 2010
- [5] : Laure Siozade, étude expérimentale et théorique de structure semi-conducteur à base de Niture De Gallium, Ecole doctorale des Sciences Fondamentales, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II.
- [6]: James H. Edgar, « Properties Of Group III Nitrides », Kansas State University, USA, (1994).
- [7]: P.E. Van Camp, V.E. Van Doren, J.T. Devreese, « Solid State Commun. (USA) vol.81p.23-6 », (1992)
- [8]: Razeghi, Henini, « Optoelectronic Devices - III Nitrides », Elsevier, (2005)
- [9] : Stéphanie Anceau, Etude des propriétés physiques des puits quantiques d’alliages quaternaires (Al,Ga,In)N pour la conception d’émetteurs ultraviolets, thèse de doctorat de l’université Montpellier , 2004
- [10] : Martinez_Guerrero, Esteban Elaboration en épitaxie par jets moléculaires des nitrures d’éléments III en phase cubique, Institut nationale des sciences appliquées Lyon, 2002.
- [11]: H.P. Maruska, JJ. Tietjen, « Appl. Phys. Lett. (USA) vol.15 p.327-9 », (1969)
- [12]: T. Detchprohm, K. Hiramatsu, K. Itoh, I. Akasaki , « Jpn. J. Appl. Phys. (Japan) vol.31 p.L 1454-6 », (1992)
- [13] :F. ENJALBERT “ Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV pompé par cathode à micropointes”. thèse de doctorat de l’université Grenoble 1. 2004
- [14]: C. Y. Yeh, Z. W. Lu, S. Froyen, A. Zunger “Zinc-blende – wurtzite polytypism in

semiconductors”

[15]: N.Bachir «Application de la méthode de Monte Carlo à l'étude du phénomène de transport dans GaN», Magister a l'URMER, Tlemcen (2004).

[16]: G. SOUBERCAZE-PUN, «De l'Etude en Bruit Basse Fréquence à la Conception d'un Oscillateur en Bande-X à partir de transistors AlGaIn/GaN HEMT » ; thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse. 26 janvier 2007

[17]: S. K. Pugh, D. J. Dugdale, S. Brand, R. A. Abram “Electronic structure calculations on nitride semiconductors”; *Semicond. Sci. Technol.* 14, 23 (1999).

[18]: E. Ejder, « *Phys. Status Solidi A (Germany)* vol.6 p.442 », (1971)

[19]: M. Leroux and B. Gil «Band edge and optical function of GaN», Publication INSPEC, Data review series n°23 (1997), p. 45-51.

[20] : C.H. Su, W. Palosz, S. Zhu, S. L. Lehoczky, I. Grzegory, P. Perlin and T. Susuki «Energy gap in GaN bulk crystal between 293 and 1237K», *J. Cryst. Growth*, Vol. 235 (2002), p. 111-114.

[21]: G.A. Slack, T.F. McNelly , « *J. Cryst. Growth (Netherlands)* vol.34 p.263 », (1976)

[22]: P.B. Perry, R.F. Rutz, « *Appl. Phys. Lett. (USA)* vol.33 p.319 », (1978)

[23]: Michael S. Shur «GaIn-Based Electronic Devices», chp.5, Japan (1998).

[24]:H. Yamashita, K. Fukui, S. Misawa, S. Yoshida, « *J. Appl. Phys. (USA)* vol.50 p.896 », (1979)

[25]: Joseph Fourier «Physique des matériaux», these d'etat a Grenoble 1 (décembre 2004).

[26]: J.A. Miragliotta «Optical function of GaN», *Properties of group III nitride*, J. EDGAR, Publication INSPEC, Data review series n°11 (1994), p. 190-194.

[27]: R.C. Powell, N.-E. Lee, Y-W. Kim, J.E. Greene, « *J. Appl. Phys. (USA)* vol.73 p. 189-204 », (1993)

[28]: T. Lei, T.D. Moustakas, « *J. Appl. Phys. (USA)* vol.71 p.4933-43 J », (1992)

[29]: K. Osamura, K. Nakajima, Y. Murakami, « *Solid State Commun. (USA)* vol. 11 p.617-21 », (1972).

[30]: S.Nakamura and G.Fasol «The Blue Laser Diode», Springer-Verlag, New York (1997).

- [31]: J.I.Pankov, E.A. Miller, and J.E. Berkeyheiser. RCA Review (1971), p. 32-383
- [32]: H. Amano, N. Watanabe, N. Koide, I. Akasaki, « Jpn. J. Appl. Phys. (Japan) vol.32 p.L1000-L1002 », (1993)
- [33] : Joseph Fourier «Physique des matériaux», these d'etat a Grenoble 1 (décembre 2004).
- [34]: P. Perlin, I. Gorczyca, N. E. Christensen, I. Grzegory, H. Teisseyre and T. Suski «Pressure studies of gallium nitride: crystal growth and fundamental electronic properties», Phys. Rev. B, Vol. 45 (1992), p13307-13313.
- [35]: A. Munoz, K. Kunc, « Phys. Rev. B (USA) vol.44 p. 10372-3 », (1991)
- [36]: He An-He, Zhang Yong, « Improved light extraction of GaN-based light-emitting diodes with surface-textured indium tin oxide electrodes by nickel nanoparticle mask dry-etching», IOP science, Chin. Phys. B Vol. 19, No. 6, 2010.
- [37]: M.BENAISSA, «NITRIDE SEMICONDUCTORS INVESTIGATED AT A NANOSCALE, Springer Science + Business Media B.V. 2008»
- [38]:A. Denis, «Elaboration, cristallogenèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne III et en particulier GaN », thèse présentée à l'université Bordeaux, octobre2003
- [39]: A. Kuramata, K. Domen, R. Soejima, K. Horino, S. Kubota and T. Tanahashi, « InGaN laser diode grown on 6H-SiC substrate using low pressure metal organic vapor phase epitaxy» Jpn. J. Appl. Phys. 36, 11130 (1997).
- [40] : M. Leroux, Matériaux pour l'Optoélectronique, Traité EGEM série Optoélectronique, tome 7, édité par G.Roosen, (Hermes Science Publications, Paris, 2003).
- [41]: S. Nakamura, G. Fasol, « The Blue Laser Diode », Springer-Verlag, 1997
- [42]: A. Kuramata, S. Kubota, R. Soejima, K. Domen, K. Horino, P. Hacke, T. Tanahashi, « Continuous wave operation at room temperature of InGaN laser diodes fabricated on 4H-SiC substrates », Jap. J. Appl. Phys. Part2 38 (1999) L481.
- [43]: G.E. Bulman, K. Doverspike, K.W. Haberern, H. Dieringer, H.S. Kong, J. Edmond, Y.K. Song, M. Kuball, A. Nurmikko « InGaN/GaN MQW SCH lasers grown

on SiC», Proceedings-of-the-SPIE -The-International-Society-for-Optical-Engineering. vol.3628 169. (1999).

[44]: S. Nagahama, N. Iwasa, M. Senoh, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyok, T. Kozaki, M. Sano, H. Matsumura, H. Umemoto, K. Chocho, T. Mukai « High-Power and Long-Lifetime InGaN Multi-Quantum-Well Laser Diodes Grown on Low-Dislocation-Density GaN Substrates », Jpn. J. Appl. Phys. 39 (2000) L647

[45] : Lumilog, 2720, Chemin Saint Bernard, Les Moulins I, F-06220 Vallauris, France (<http://www.lumilog.com>)

[46]: L; LIU, J. h. Edgar, «Substrates gallium nitride epitaxy», Materials science and engineering, R37, pp 112, 2002.

[47]: M. Petit, “ Etude Par Spectroscopies Electroniques De La nitruration Du Phosphore D’Indium », thèse de doctorat de l’université BLAISE Pascal – Clermont II, 2004

[48]: M. Hansen, «Improved characteristics of indium Gallium Nitride based laser diodes», Doctor of philosophy in Materials Science, University of California Santa Barbara. (2001)

[49]: Z. BENZARTI, «Qualification des Nitrures de Gallium pour les Dispositifs optoélectroniques : Application aux Diodes Electroluminescentes bleues », Thèse de doctorat de FACULTE DES SCIENCES DE TUNIS, 2006.

[50]: Vodakov, Yu.A., Mokov, E.N., Roenkov, A.D., Boiko, M.E. & Baranov, P.G. (1998) J. Cryst.Growth, 183, 10.

[51]: Aoki, M., Yamane, H., Shimada, M., Sarayama, S., Iwata, H. & DiSalvo, F.J. (2004) /. Cryst. Growth, 266, 461.

[52]: Liliental-Weber, Z. «Gallium Nitride and Related Semiconductors”, EMIS Data reviews, Series No. 23, Eds. Edgar, J. H., Strite, S., Akasaki, L, Amano, H. & Wetzel, C, INSPEC”, IEE, Lodon, pp. 230. (1999).

[53]: Bockowski, M., Grzegory, I., Krukowski, S., Lucznik, B., Romanowski, Z., Wroblewski, M. Borysiuk, J., Weyher, J., Hageman, P. & Porowski, S. J. Cryst.

Growth, 246, 194. (2002)

[54]: A. Joti, «Optimisation des processus technologiques des couches GaN et du GaAs nitruré et réalisation de composants électroniques sur ces matériaux», Thèse de doctorat, Université Djilali Liabes de Sidi Bel Abbes, 2007

[55]: S. C. Jain, M. Willmänder, J. Naryan, R. Van overstraeten «III-Nitride: growth, characterization, and properties», J. Appl. Phys. 87.965 (2000)

[56]: P. Kozodoy, «Magnesium-doped gallium nitride for optoelectronic device applications », Ph.D in Electrical Engineering at University Of California at Santa Barbara. 1999.

Chapitre N°2

LES PHOTODIODES

II. 1 Introduction :

Les photodétecteurs appartiennent à la famille des détecteurs optoélectroniques, ils rassemblent :

- Les photopiles « cellule solaire »
- Les photodiodes et les phototransistors

Les photodiodes à semiconducteurs ont été jusqu'à présent les composants les mieux adaptés à des exigences comme la fiabilité ; la haute sensibilité... , et à ce titre ont fait l'objet d'études approfondies. Les photodiodes en silicium opérant aux courtes longueurs d'onde sont disponibles commercialement, mais ce matériau n'étant plus utilisable au-delà de $1\mu\text{m}$, les efforts présents de recherche sont axés sur des matériaux à bandes interdite plus petite (particulièrement certains alliages III-V) susceptibles de présenter une réponse élevée aux grandes longueurs d'onde.

II.2 Principe de fonctionnement d'une photodiode:

La photodiode est un composant optoélectronique constitué dans sa structure la plus simple d'une jonction PN polarisée en inverse par une tension V continue et éclairée par un rayonnement incident ϕ (Figure II.1).

Le courant inverse de cette jonction PN est fonction d'une part des densités de porteurs minoritaires dans les régions neutres de la diode, et d'autre part de la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace.

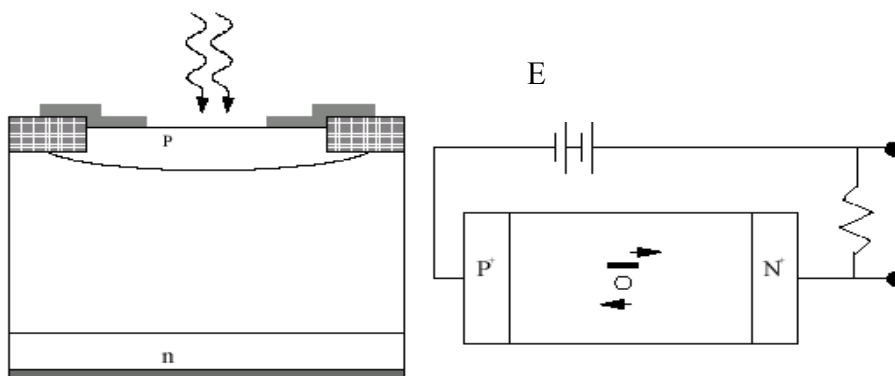


Figure II.1: Photodiode PN.

Dans une photodiode, le rayonnement augmente le courant inverse et la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace figure (II.2).

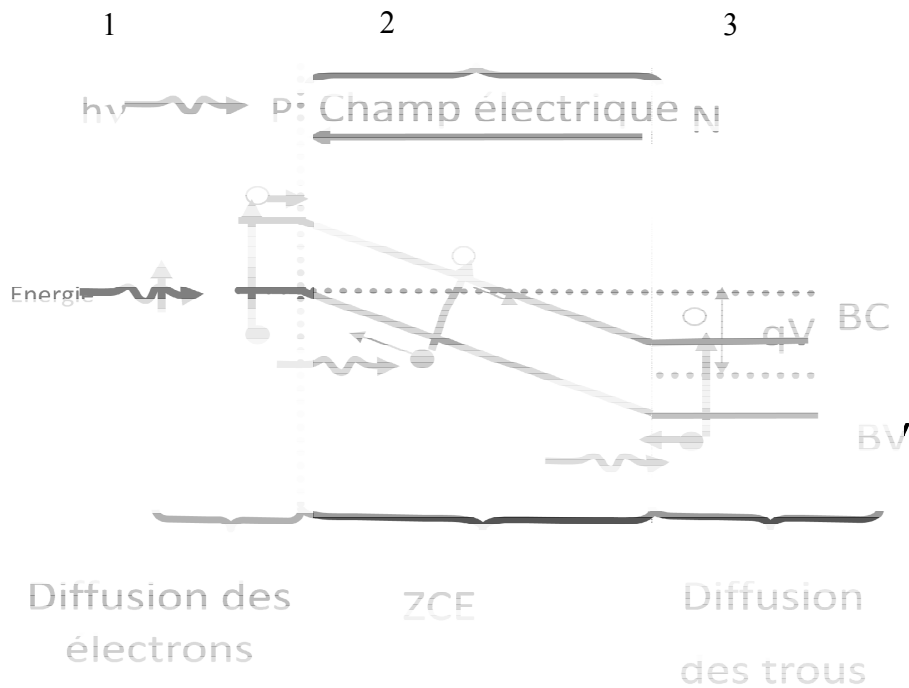


Figure II.2 : Principe de fonctionnement d'une photodiode PN.

Les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions 1,2 et 3. Le comportement de ces porteurs diffère suivant le lieu de leur création dans les zones électriquement neutres P et N, les photoporteurs minoritaires diffusent, ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces photoporteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photocourant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons –trous créées par le photon ont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région de type N et le trou vers la région de type P. Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération. Ce deux contributions s'ajoutent pour créer un photocourant résultant I_{ph} qui contribue au courant inverse.

$$I = I_s (e^{eV/kT} - 1) - I_{ph} = I_{obs} + q \cdot \eta \cdot A_d \cdot \phi \quad (II.1)$$

Avec

I_{ph} : photo courant et V : potentiel de polarisation, ϕ : flux

T : température, I_{obs} : courant d'obscurité

η : Rendement, K : constante

II.3 Réflexion et Absorption :

II.3.1 Réflexion :

Les photons transmis par la fibre, le milieu d'indice de réfraction n_1 , traversent un milieu d'indice n_2 (par exemple l'air) avant d'atteindre la surface du détecteur, constitué d'un matériau semiconducteur d'indice de réfraction n_3 . Si leur direction de propagation est perpendiculaire à cette surface ou s'écarte peu de la normale, et si aucune précaution particulière n'est prise pour minimiser les réflexions aux surface des deux dioptrés (n_1-n_2 et n_2-n_3), un certain nombre d'entre eux sont réfléchis et ne pénètrent pas dans le détecteur. Le coefficient de réflexion, rapport entre les puissances optiques réfléchie $P_{opt,r}$ et d'indice $P_{opt,i}$, peut être calculé à partir de la relation de Fresnel :

$$R = \frac{P_{opt,r}}{P_{opt,i}} = \frac{\left(\frac{n_3}{n_2} - 1\right)^2}{\left(\frac{n_3}{n_2} + 1\right)^2} \quad (\text{II.2})$$

$n_2 ; n_3$: indices de réfraction des dioptrés

II.3.2 Absorption :

Si la surface d'un semi conducteur reçoit un flux de photon Φ d'énergie incidente E_i , et si R est le coefficient de réflexion du semi-conducteur alors le flux de photons transmis Φ_t est :

$$\Phi_t = (1-R) \Phi \quad (\text{II.3})$$

On définit le coefficient d'absorption α du matériau comme la variation relative de la densité de rayonnement par unité de longueur, ainsi α est donné par :

$$\alpha(x) = - \left(\frac{1}{\Phi(x)} \right) \left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right) \quad (\text{II.4})$$

$\Phi(x)$: Densité du flux lumineux

Le flux de photons d'énergie E à l'intérieur du semiconducteur s'écrit donc en fonction du flux incident et en fonction de l'abscisse x :

$$\Phi(x) = \Phi[1-R] \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (\text{II.5})$$

R : coefficient de Reflexion du matériau

α : coefficient d'absorption

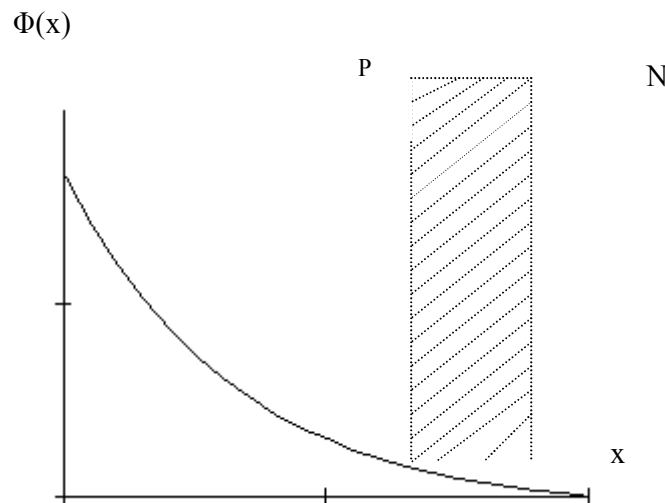


Figure II.3 : Variation de la densité du flux en fonction de la profondeur de la jonction.

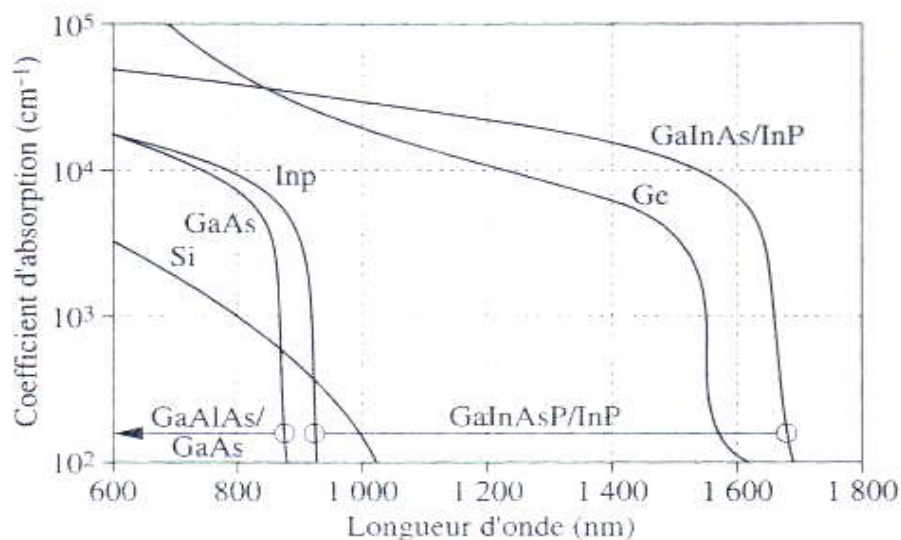
Si α est nul, le rayonnement d'énergie E traverse le matériau sans atténuation, le matériau est transparent à ce rayonnement. Si par contre α n'est pas nul, le matériau absorbe le rayonnement, qui s'attenu alors exponentiellement au cours de sa propagation.

Cette absorption se traduit par la création de paires électron-trou. Chaque photon absorbé crée une paire électron-trou, de sorte qu'en un point d'abscisse x le nombre de paires créées par seconde est égale un nombre de photons disparus figure (II.3).

Le taux de génération de paires électron-trou et donc égale au taux de disparition de photons;

$$g(x) = (1-R) \Phi \alpha \exp(-\alpha \cdot x) \quad (\text{II.6})$$

La courbe suivante (figure II.4) représente les variations du coefficient d'absorption α en fonction de la longueur d'onde ; de quelques matériaux utilisés dans la réalisation des photodétecteurs performants.



· Courbes d'absorption des matériaux semi-conducteurs utilisés pour la fenêtre spectrale visible – proche infrarouge

II-4 Caractéristiques des photodiodes

II.4.1 Rendement quantique :

On définit le rendement quantique interne η_i comme le rapport du nombre de paires de porteurs collectées au nombre de photons absorbés pendant la même période, il est toujours inférieur à l'unité, η_i est donné par la relation :

$$\eta_i = \eta_{ab1} \cdot \eta_{ab2} \cdot \eta_{ab3} \quad (\text{II.7})$$

Où

η_{ab1} et η_{ab3} : les rendements de conversion des zones d'accès

η_{ab2} est le rendement optique de la partie active du détecteur

$$\eta_{ab2} = e^{-\alpha x_1} - e^{-\alpha x_2} \quad (\text{II.8})$$

x_1 et x_2 : les limites de la zone d'absorption par rapport à la surface éclairée.

Le rendement quantique externe η_{ext} représente le pourcentage de photons qui contribuent au courant photonique dans la diode, par la création d'une paire électron-trou. Elle est définie comme le rapport du nombre de paires de porteurs collectées au nombre de photons incident pendant la même période.

$$\eta_{ext} = (1-R) \eta_i \quad (\text{II.9})$$

η_i : Le rendement quantique interne

R : coefficient de réflexion

Lorsque le coefficient d'absorption est donné, la zone absorbante doit donc être suffisamment épaisse et intrinsèque (non dopée) pour obtenir le rendement optimal. Les porteurs libres peuvent se déplacer en évitant de se recombiner sur des impuretés avant d'atteindre les zones de contact.

Leurs durées de vie sont élevées. Lorsque les durées de vie des porteurs dans la zone absorbante sont supérieures aux durées de leurs trajets vers la zone de contacts, appelées temps de transit, chaque photon absorbé est à l'origine d'une charge envoyée dans le circuit extérieur.

Le but est d'extraire le plus rapidement possible les porteurs libérés dans la zone absorbante avant qu'ils ne se recombinent.

Dans le cas où il n'est pas possible d'augmenter les durées de vie des porteurs, nous pouvons réduire les temps de transit en augmentant leurs vitesses. Celles-ci sont proportionnelle aux champs électrique E et les coefficients de proportionnalité sont les mobilités μ_n et μ_p elles-mêmes fonctions du champ électrique.

$$v_n = \mu_n E \quad \text{et} \quad v_p = \mu_p E \quad (\text{II.10})$$

II.4.2 Courant d'obscurité :

Le courant d'obscurité est le courant circulant en l'absence de toutes sources lumineuses. Son origine est thermique et il augmente de 10% pour une augmentation de température de 1°C. Il est la somme de trois contributions :

- I_{ovol} dite " de volume " qui prend naissance dans la jonction,
- I_{os} courant de fuite causé par le déplacement de charges en surface et aux interfaces des couches épitaxiées,
- I_{tun} proportionnelle aux nombres de transitions par effet tunnel dans le cas des matériaux à faible bande d'énergie interdite.

Le courant produit en volume I_{ovol} par génération thermique, que l'on sépare en deux contributions [16]. D'une part le courant de génération dans la zone désertée Z.D et d'autre le courant de diffusion des porteurs créés à moins d'une longueur de diffusion des limites de la zone Z.D.

La relation suivante donne les deux composantes essentielles du courant I_{ovol}

$$I_{\text{ovol}} = I_{\text{diff}} + I_{\text{gen}} = C_1 n_i^2 + n_i W_D / C_2 \quad (\text{II.11})$$

I_{gen} : courant de génération

I_{diff} : courant de diffusion

C_1 et C_2 sont des constantes qui ne varie pas en fonction de la tension caractéristiques du matériau, n_i et la densité de porteurs libres et W_D est fonction de V_{in} .

Lorsque V_{inv} atteint une valeur élevée dite tension de claquage notée V_c , on observe une croissance brutale du courant. Ce sont les mouvements des charges en surface qui sont à l'origine du courant I_{ob} . Les durées de vie et les vitesses de recombinaison de ces charges dépendent de l'état de surfaces (densité de pièges et défauts cristallins) et du champs électrique superficiel.

La troisième contribution au courant d'obscurité est la conduction par effet tunnel, à ce stade, il est nécessaire de souligner l'importance de la valeur V_{inv} sur les paramètres fonctionnels de la jonction P^+N^- tels que le rendement quantique, le temps de réponse à une excitation brève et la capacité de jonction.

La tension de claquage est une caractéristique importante du photodétecteur, car elle détermine la tension maximale délivrable par le composant.

II.4.3 Sensibilité :

Une des caractéristiques importantes d'un photodétecteur est la sensibilité (S), [1,3], exprimée en A/W . Au point de vue optique, elle est liée à l'efficacité quantique η) par :

$$\left. \begin{aligned} S &= \eta \cdot \frac{q}{h\nu} \cong \eta \cdot \frac{\lambda(\mu m)}{1,24} \\ \eta &= [1 - \exp(-\alpha W)](1 - R) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.12})$$

Où

q est la charge des électrons, h est la constante de Planck.

ν est la fréquence de l'onde lumineuse, et A est le coefficient d'absorption propre au matériau.

W est l'épaisseur d'absorption et R est le coefficient de réflexion

Electriquement, elle est définie par le rapport entre le courant électrique collecté (I_{ph}) et la puissance optique de la lumière incidente (P_{opt}) :

$$S = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \quad (\text{II.13})$$

L'évolution de la sensibilité $S(\lambda)$ est fonction de λ , du rendement quantique, du coefficient de réflexion et du coefficient d'absorption. Pour chaque type de diode, le constructeur spécifie la sensibilité spectral d'une part, au moyen de la courbe de réponse spectral. $S(\lambda)/S(\lambda_p)$, λ_p étant la longueur d'onde du pic de sensibilité.

II.4.4 Réponse temporelle d'une photodiode :

Trois constantes de temps caractéristiques interviennent dans l'évolution de la rapidité : le temps de réponse, le temps de transit dans la zone désertée et le temps de diffusion des photo-électrons créés hors de la zone désertée.

a. Vitesse de réponse .Temps de transit et de diffusion :

L'ultime limite à la vitesse de réponse d'une photodiode est fixée par le temps de transit des porteurs dans la zone désertée. Le champ électrique régnant dans cette zone est élevé et les porteurs atteignent rapidement leur vitesse limite d'entraînement V_{lm} qui est d'environ 10^7cm.s^{-1} pour le silicium [8]. W étant l'épaisseur de la zone désertée, une bonne approximation du temps de transit des porteurs dans la zone désertée est :

$$t_t \approx W/v_{lm}. \quad (\text{II.14})$$

Où

W : épaisseur de la zone intrinsèque

v_{im} : la vitesse de dérive du porteur

Lorsque les photons sont absorbés dans les zones électriquement neutres, la vitesse de réponse est limitée par le temps de diffusion des porteurs minoritaires jusqu'à la zone d'appauvrissement, où x , distance entre la zone d'absorption et la zone d'appauvrissement et D coefficient de diffusion des minoritaires, avec

$$t_d = x^2 / D \quad (\text{II.15})$$

Le temps de diffusion dépend fortement du type de porteurs minoritaire se déplaçant, du matériau utilisé, et de la distance sur laquelle la majorité des porteurs créés ont à diffuser [13].

b. Temps de réponse :

Le temps de réponse d'une photodiode est définie comme le temps mis entre l'instant où les photons détectés et l'instant où il apparaît des électrons [19].

Il s'exprime par :

$$t_r = \sqrt{t_i^2 + t_d^2 + t_c^2} \quad (\text{II.16})$$

Avec $t_c = RC$, constant de temps, où C , capacité de la zone d'appauvrissement et R résistance de charge de la photodiode.

En pratique une limitation de la vitesse de réponse est due à la constante de temps RC formée de la capacité de jonction de la photodiode et de sa résistance de charge. Il est nécessaire de réaliser des photodiodes à faible capacité pour accroître la sensibilité des récepteurs optiques.

Dans le cas d'une jonction abrupte et de dopage P et N très différents, la capacité d'une jonction est donnée par [14]:

$$C = A \sqrt{\frac{q \epsilon N_D}{2(V_{bi} \pm V)}} = \frac{A \epsilon}{W} \quad (\text{II.17})$$

A : représente l'aire de la jonction.

W est la largeur de la zone de charge d'espace ;

ϵ : est la permittivité diélectrique du matériau.

N_D : est la concentration en impuretés de la zone moins dopée ;

V_{bi} : le potentiel de diffusion de la jonction et V la tension appliquée.

Un temps de réponse court, accroît le débit d'une liaison de transmission.

II.4.5 Réponse en fréquence :

Le circuit de la photodiode constitue un système du premier ordre où l'amplitude V_1 de la tension aux bornes de Rc a pour expression :

$$V_1 = S \Phi_1 R_c / [1 + (f/f_c)^2]^{1/2} \quad (\text{II.18})$$

Où S est la sensibilité de la diode au flux incident dont l'amplitude et la fréquence de modulation sont respectivement Φ_1 et f et f_c étant la fréquence de coupure du montage qui inversement proportionnelle à τ ,

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi R_c C_{Tot}} \quad (\text{II.19})$$

La fréquence de coupure dépend donc de la valeur de la résistance de charge R_c : f_c est d'autant plus élevée que la résistance de charge est plus faible.

II.5 Choix de matériaux et de structures :

II.5.1 Choix des matériaux :

Le coefficient d'absorption des semiconducteurs dépendant fortement de la longueur d'onde, il est souhaitable de choisir un matériau dont la bande interdite est légèrement inférieure à l'énergie du photons correspondant à la longueur d'onde de fonctionnement. Cette démarche permet de concilier d'une part un coefficient de réponse élevé et un temps de réponse court avec d'autre part un faible courant d'obscurité par génération thermique.

D'après la figure (II.4) , on constate que les matériaux III-V à bande interdite directe ont un seuil d'absorption très abrupt et se prêtent bien à cette conception. Un autre élément d'importance à prendre en compte lors du choix d'un matériau est le degré des connaissances technologiques relatives à ce matériau.

II.5.2 Domaines des courtes longueurs d'onde :

Selon les critères énoncés précédemment, les deux candidats potentiels pour réaliser des photodiodes fonctionnant à $0,85\mu\text{m}$ étaient le silicium et l'arséniure de gallium.

Bien que ce dernier ait fournit en laboratoire des composants ayant d'excellentes performances, la technologie du premier ont fait le matériau le mieux adapté à un développement rapide. Par ailleurs, les coefficients d'ionisation sont très différents dans le silicium et rendent possible la conception de photodiodes à avalanche aux performances élevées.

La longueur d'absorption à $0,85\mu\text{m}$ dans le silicium est environ $20\mu\text{m}$ et comme les porteurs sont moyennement mobile dans ce matériau, les structures adoptées sont du type à absorption dans la zone de charge d'espace. Ces structures vont de la simple diode PIN à la diode à avalanche permettant d'avoir un gain élevé et peu dépendant de la tension appliquée. Un inconvénient subissant tou tefois ave cette structure est la tension de polarisation élevée au point de fonctionnement (100 à 400V).

II.5.3 Domaine des grandes longueurs d'onde :

Actuellement, on distingue dans le domaine 1,2-1,7 μm , deux « fenêtres » de faible atténuation centrée vers 1,3 et 1,5 μm . le germanium, ayant été utilisé dans le passé pour réaliser des photodiodes, a permis de commercialiser les premiers composants. Ce matériau couvre tout le domaine des grandes longueurs d'onde, mais ses limitations sont connues (décroissance rapide du coefficient d'absorption du germanium au delà de 1,55 μm) et il est peut probable l'on puisse réaliser en l'utilisant des photodiodes à faible courant d'obscurité et à faible bruit en excès par avalanche.

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

- Possibilité de réaliser des hétérojonctions de bonne qualité, ce qui donne une grande souplesse dans la conception des composants, et permet l'optimisation des divers paramètres de la structure indépendamment les uns et des autres. A partir des diagrammes-abaques, nous constatons qu'il est possible d'élaborer des hétérostructures complexes sur GaAs et InP en excellent accord de maille avec leurs substrats.

En particulier, pour les longueurs d'onde comprises entre 1,2 et 1,6 μm , les composés ternaires tels que $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ (hauteur d'énergie interdite :0,73eV) et quaternaires tels que $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ (avec $x=0,27$ et $y=0,63$, $E_g=0,95\text{eV}$) peuvent être utilisés.

Leurs mailles sont parfaitement adaptées à celle du phosphore d'indium dont la hauteur d'énergie interdite est de 1,35eV. Cependant, les diodes élaborées à partir des composés quaternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ (dont le domaine spectral s'étend de 0,75 μm à 1,7 μm) et déposées sur un substrat de GaSb, et celles à base des composés ternaires $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ sur un substrat CdTe, ne connaissent pas le même succès industriel que les composées InGaAs : les courants d'obscurité sont dix à cent fois plus élevés et les origines de ces courants sont mal connues.

- Les transitions entre bande de valence et bande de conduction sont directes : les variations des coefficients d'absorption en fonction de la longueur d'onde sont donc très rapides autour de la longueur d'onde correspondant à la hauteur de bande d'énergie interdite.

- La détectivité de ces dispositifs conçus pour détecter sur un large spectre optique est supérieure à $0,7 \text{ A/W}$ de 1 à $1,55 \mu\text{m}$. Le rendement quantique externe η_{ext} atteint 70 % à $1,3 \mu\text{m}$. Leurs performances optimales sont supérieures à celles des photodiodes au germanium car :

➤ Leurs coefficients d'absorption sont plus élevés.

➤ Leurs temps de réponse sont plus faibles.

- Les propriétés cristallographiques et optiques de ces matériaux peuvent être exploitées pour obtenir des courants d'obscurité très faibles.

II.6 Différentes structures :

Les inconvénients de la photodiode PN empêchent son utilisation. Vu la petite taille de la zone de déplétion par rapport au volume de la diode, la majorité des photons absorbés ne génèrent pas de courant externe : les électrons libres et les trous créés se recombinent aussitôt. Il faut donc un flux lumineux très important. De plus, la réponse de cette photodiode est trop lente pour supporter des applications supérieures à quelques KHz. Les photodiodes PIN et avalanche ont été développées pour effacer ces inconvénients.

II.6.1 La photodiode PIN :

La structure de la photodiode PIN diffère de la structure de base par la présence d'une zone faiblement dopée comprise entre deux armatures très conductrices N^+ et P^+ des zones de contacts ohmiques. La zone I est à la fois zone d'absorption, zone désertée et zone d'entraînement des porteurs.

Les porteurs libérés par les photons incidents sont très rapidement capturés par le champ électrique pour rejoindre les zones N et P suivant leurs charge. L'efficacité quantique dépend de la quantité de la lumière absorbée qui varie selon le type d'éclairage [4] et [5].

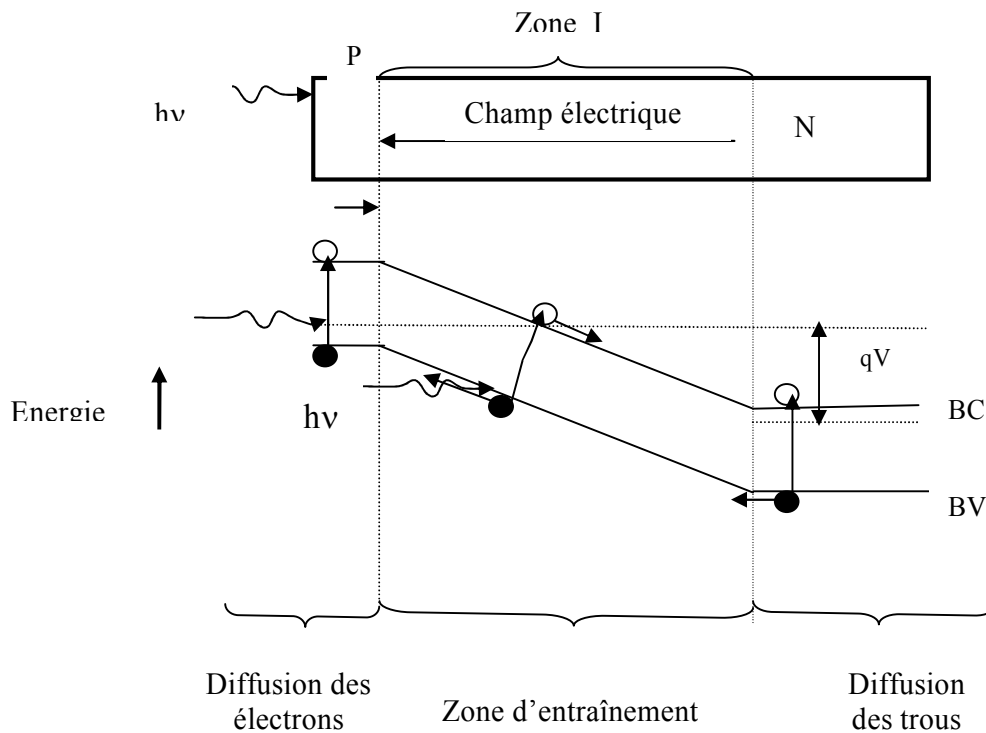


Figure II.5 : Principe de fonctionnement de la jonction

a. Photodiodes à éclairage vertical :

Ce type de photodiode figure (II.6) permet une possibilité d'intégration avec les transistors bipolaires afin de réaliser un photorécepteur intégré OEIC (OptoElectronic Integrated Circuit). Cependant, l'efficacité quantique de cette structure dépend directement de l'épaisseur de la couche d'absorption.

L'augmentation de cette épaisseur entraîne un temps de transit plus élevé, ce qui diminue la bande passante de la photodiode [6].

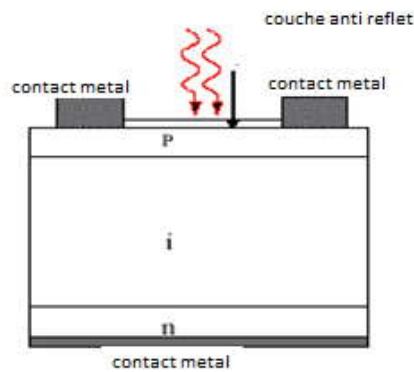
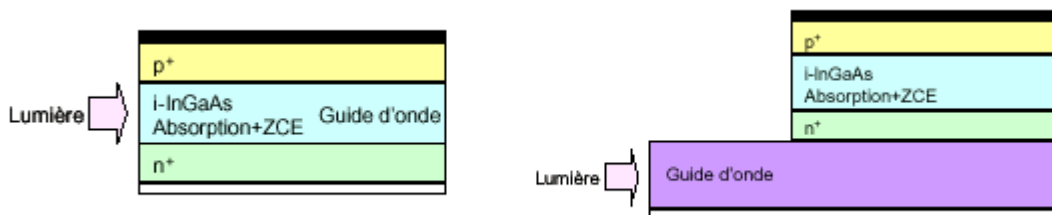


Figure II.6 : Structure d'une photodiode à éclairage vertical

b. Photodiodes à éclairage latéral :

Cette structure permet d'optimiser l'efficacité quantique et la bande passante de façon indépendante [7]. En effet, la photoabsorption de la structure «à guide d'onde » ne dépend que de la longueur du guide d'onde et non de l'épaisseur de la couche d'absorption (Fig.II.7a). Cependant, ces photodiodes peuvent rencontrer un problème de couplage dû au diamètre du spot lumineux qui est généralement supérieur à l'épaisseur de la couche d'absorption. Ce problème peut être résolu en séparant le guide d'onde de la couche d'absorption (Fig.II.7b). Le couplage évanescent est utilisé entre le guide d'onde et la photodiode assure le transfert de la lumière vers la zone d'absorption [6].



a) avec un guide d'onde simple

b) avec un couplage évanescent

Figure II.7 : Structure d'une photodiode à éclairage latérale.

Le photocourant total I_{ph} est la somme du photocourant dans la zone désertée I_{phd} et du courant de diffusion I_{phdiff} aux jonctions entre les zones P^+I et IN^+ figure (III.4) ; ce sont les photoporteurs créés dans les zones P^+ et N^+ associées aux gradients de porteurs aux jonctions qui sont à l'origine de I_{phdiff} . I_{phd} est calculé à partir de

$$I_{phd} = \frac{q}{h\nu} \times P_{opt,i} \times \eta_{ab2} = \frac{q}{h\lambda} \times P_{opt,i} (1 - e^{-\alpha \cdot W_D}). \quad (II.20)$$

$$I_{phdiff} = \frac{q}{h\nu} \times P_{opt,i} \left(\frac{\alpha \cdot L_n}{1 + \alpha L_n} \right) e^{-\alpha \cdot W_D} \quad (II.21)$$

II.6.2 Les jonctions métal semiconducteur :

Lorsqu'un métal est en contact avec un semiconducteur, les bandes de valences et de conduction de ce dernier se positionnent à des niveaux d'énergie bien définis par rapport au niveau de Fermi du métal. Dans le cas d'un semiconducteur de type N, une barrière d'énergie $e\Phi_{Bn}$ dite barrière de Schottky se crée au-dessus du niveau de Fermi et une zone de charge d'espace se développe à partir de la surface dans le semiconducteur, similaire à celles des jonctions PN.

Il en résulte qu'une jonction réalisée entre un métal et un semiconducteur peut se comporter comme un photodétecteur très sensible lorsque l'interface métal-semiconducteur est accessible aux photons incidents.

Les pertes par réflexion et absorption sont évitées en réduisant l'épaisseur de la couche métallique du contact supérieur et en y déposant un revêtement anti réfléchissant.

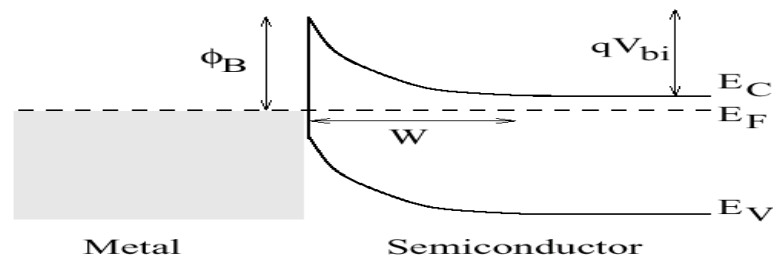


Figure II.8 : Diagramme des bandes d'énergie d'une diode

Lorsque $e\Phi_{Bn} < h\nu < E_g$ et lorsque la tension inverse (V_{inv}) appliquée est très inférieure à la tension de claquage V_c , les électrons du métal excités par les photons peuvent franchir la barrière et pénétrer dans le semiconducteur, Ceci est conduit immédiatement à la longueur de coupure de ce composant :

$$\lambda(\mu m) = \frac{1,24}{\Phi_{ms} (eV)} \quad (II.22)$$

En effet dans ce composant, les longueurs d'ondes détectées ne sont pas imposées par le semiconducteur mais par la hauteur de barrière entre le semiconducteur et le métal.

Le rendement quantique interne est donné par le rapport entre le flux d'électrons effectivement transférés dans le semiconducteur et le flux de photons absorbés.

$$\eta_{in} = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\Phi_{ms}}{h\gamma} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (II.23)$$

Ce qui conduit à un rendement quantique totale η de :

$$\eta = \eta_{ext} \eta_{int} \approx \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha L_B} \right) \left[1 - \left(\frac{\Phi_{ms}}{h\lambda} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (II.24)$$

L_B est le libre parcours balistique.

L'épaisseur de zone désertée et capacité de jonction suivent les mêmes lois de variation, en fonction de la tension appliquée V_{inv} , que celles des jonction PN abruptes, exprimées par les relations avec $n=1/2$. En revanche, l'expression du courant d'obscurité en fonction de V_{inv} de par la relation :

$$I_{obs} = C_5 \Theta^2 \times \exp\left(\frac{-e\Phi_{Bn}}{k\Theta}\right) \times \exp\left(\frac{e}{k\Theta} \sqrt{C_6 \times V_{inv} + C_7}\right) \quad (\text{II.25})$$

Où C_5 , C_6 et C_7 dépendent des matériaux, des niveaux de dopage et permittivité du semiconducteur.

Quand le semiconducteur est très absorbant, le rendement quantique externe de ces structures est légèrement plus faible que celui des photodiodes PIN en raison de l'occultation par le métal d'une partie de leur surface éclairée. Leurs temps de réponse à une transition brève de puissance optique incidente est inversement proportionnel à la distance entre les électrodes de contact et peut donc être très court (de l'ordre de quelques picosecondes). Ceci explique pourquoi les détecteurs Schottky ne sont pas intrinsèquement de bon détecteur.

II.6.3 Photodiode à avalanche :

II.6.3.1 Gain par avalanche :

Lorsque le champ électrique dans la zone de charge d'espace est suffisamment élevée ($>10^5$ V/cm), les porteurs libres entraînés par le champ peuvent acquérir une énergie cinétique suffisante pour créer une paire électron-trou supplémentaire par collision avec un électron de valence (ionisation par choc). Les porteurs supplémentaires peuvent à leur tour acquérir une énergie permettant la création de paires additionnelles, il y a alors multiplication des porteurs et la diode devient le siège d'un phénomène d'avalanche qui est linéaire au courant d'origine et multiplié par un facteur M -gain- contrôlable par le tension inverse $V_{inv} = -V_d$:

$$M = [1 - (V_{inv}/V_c)^m]^{-1} \quad (\text{II.26})$$

Où M un nombre dépendant du matériau et de la diode.

Le produit gain×bande de ce processus étant limité par le temps de transit où a lieu l'amplification [14].

Le gain d'avalanche dépend fortement du champ électrique par le biais des coefficients d'ionisations des porteurs, ou nombre moyen de paire créée par un porteur (électron ou trou) par unité de distance chaque ionisation « ionisation par impact » étant un événement aléatoire lié à l'arrivée d'un porteur dans la zone de champ fort $>10^5 \text{V/cm}$ [15].

Le gain total obtenu par la multiplication est donnée par la relation:

$$M = \frac{\int_0^w g(x) \exp\left(\int_0^x (\alpha_i - \beta_i) dy\right) dx}{\left(\int_0^w g(x) dx\right) \left[1 - \int_0^w \beta_i \exp\left(\int_0^x (\alpha_i - \beta_i) dy\right) dx\right]} \quad (\text{II.27})$$

$g(x)$ étant le taux de génération de porteurs libre par absorption de photons dans la tranche de matériau $[x, x+dx]$. α_i , β_i ont respectivement les coefficients d'ionisation des électrons et des trous.

Lorsque deux types de porteurs sont responsables d'ionisation par impact, une petite variation du processus d'ionisation peut provoquer une grande fluctuation du gain et il introduit un bruit en excès caractérisé par un facteur de bruit F tels que $F(M) = \langle M^2 \rangle / M^2$.

Le courant quadratique moyen du bruit quantique après multiplication devient :

$$\langle i_{sm}^2 \rangle = 2 (I_{ph} + I_{Dm}) \cdot M^2 \cdot F(M) \cdot B. \quad (\text{II.28})$$

où I_{Dm} est la partie multipliable du courant d'obscurité

B la bande passante effective du photodétecteur

I_{ph} est le photocourant et M est le gain par avalanche.

II.7 photodiode à base de nitrures : [2]

II.7.1 les photoconducteurs :

Les recherches entrepris ainsi que le développement des diodes à base de nitrures ont été considérable ces dix dernières années ; les familles de matériaux qui peuvent être utilisé dans cette fourchette de longueur d'onde sont (Al, Ga, In) N III-V matériaux et les (Zn, Cd, Mg) (Se, S) II-VI système de matériaux. Comme il est dit aux chapitres précédents le GaN est apparu et utilisé bien avant 1990, les cristaux GaN ont était utilisé dans la croissance par deux méthodes HVPE (Hydride Vapor Phase Epitaxy) et MOCVD (Métal Organic Chemical Vapor Deposition) [17], la qualité de ce matériau a été suffisante pour les mesures de différents propriétés de base tels que les constantes du réseau, la bande gap, et l'indice de réfraction.

Malheureusement, le film GaN contient de grandes concentrations N rendant le dopage P-types une tâche difficile. Le Si(111) était parmi le premier substrat utilisé dans l'élaboration de telles structures ; en raison de sa disponibilité en haute qualité, le seul retard observé est du a la dislocation du substrat avec la partie active en haute température et au coefficient du Si qui a retardé le progrès de fabrication des différents dispositifs. Ainsi, les photodétecteurs AlGaN ont généralement été fabriqués sur des substrats de saphirs par (MOCVD) [18,19], comme le montre la figure II.9.

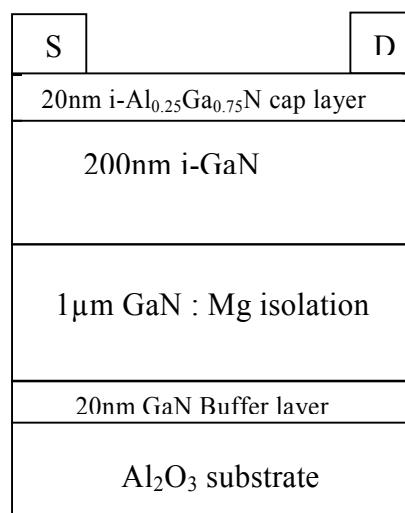


Figure II.9 Structure pour un photodetecteur à base de GaN [20]

La structure photodiode épitaxiale doit contenir certains éléments essentiels, comme une région qui contient une certaine concentration de l'Al pour obtenir une bande interdite qui peut aller de 3.4 à 6.2 eV ; afin d'avoir des photodétecteurs accordables avec une longueur d'onde de coupure de 200 à 365 nm [20].

Les premiers photodétecteurs UV à base de GaN ont été rapportés par Khan et al. en 1992 [1]. Au milieu des années 90, les performances des photodétecteurs UV à base de GaN ont été relativement pauvres. Au cours des cinq dernières années, les propriétés du matériau et donc les performances des photodétecteurs à base de GaN ont été améliorées de manière significative.

Cependant le courant de fuite des photodétecteurs AlGaIn tend à être plus grands que leurs homologues du GaN, due à la forte densité des défauts dans les AlGaIn. À ce jour, Les photodétecteurs à base d'AlGaIn se composent d'un 1µm d'épaisseur de la couche épitaxiale AlGaIn (Si), où deux contacts ohmiques sont déposés. Une faible polarisation est appliquée et une résistance de faible valeur est montée en série avec le dispositif. Ainsi le photocourant induit est simplement déduit de la chute de tension dans la résistance de charge lorsque le photoconducteur est illuminé.

Ce type de photoconducteur a un comportement indépendant de la longueur d'onde d'excitation ; la résistivité électrique de la couche est une fonction décroissante avec la température.

Plusieurs modèles ont été proposés pour déterminer la sensibilité en courant R_i car cette dernière est faible ; elle n'implique pas une dépendance directe du coefficient d'absorption du matériau. Le modèle de Garridi et al [21] suppose que R_i se compose de deux termes, l'un dû aux porteurs photogénérés libres N , et l'autre en raison de la modulation de la lumière induite la section efficace de conduction transversale S ainsi on a :

$$R_i = \frac{\Delta I}{I_0} = \frac{q \cdot \Delta N \cdot S}{I_0} \quad (\text{II.29})$$

Où :

q : la charge, μ_e : la mobilité ; L : la distance entre les contacts, V_B : voltage ; S : la section conductrice, n : concentration du porteur libre

II.7.2 Les photodiodes Schottky à base AlGaN :

II.7.2.1 Propriétés électriques

Les structures planar ainsi que verticales sont couramment utilisées dans la fabrication de photodiodes Schottky, en caractéristiques théoriques elles sont similaires.

La structure verticale est la plus intéressante pour la réalisation ces photodiodes ayant une valeur de sensibilité élevée. Toutefois, les limites actuelles des nitrures dus à la technologie de fabrication créent une dégradation des performances du dispositif, ce qui affecte le niveau de la bande passante et le bruit. Dans les dispositifs GaN, le facteur d'idéalité est d'environ 1,2 avec une résistance en série de la gamme de 20-50 Ω , et une résistance de fuite supérieures à 1 G Ω . Le courant de fuite augmente avec la teneur en aluminium, et le facteur d'idéalité est également plus élevé, atteignant des valeurs d'environ 4.

II.7.2.2 Bruit :

Le Bruit $1 / f$ est dominant aux basses et moyennes fréquences dans les photodiodes Schottky GaN et d'AlGaN [22-23], bien que le bruit de grenaille peut devenir dominant dans les hautes fréquences [23].

II.7.3 Photodiodes shotky à base de GaN a croissance latéral :

En dépit de ces caractéristiques prometteuses, la croissance hétéro épitaxie du GaN a permis de concevoir des structures à forte densité de dislocation de l'ordre de 10^8 cm^{-2} , ce qui limite le contraste UV / visible dans Photodétecteurs GaN. Le développement récent des structures (ELOG) GaN [25, 26] a permis de réduire cette densité de dislocations par au moins deux ordres de grandeur ; et des photodiodes Schottky en vue le jour à partir de ce process affichant une sensibilité 130 mA W^{-1}

Le courant d'obscurité, dont la valeur est inférieure à $1 \text{ cm}^{-2} \text{ mA}$ à une tension de polarisation V^{-1} , est significativement plus faible que celle des photodiodes Schottky de GaN / saphir.

II.7.4 Les photodiodes PN et PIN à base de GaN :

Les performances des photodiodes GaN à base des jonctions PN ont été limitées en raison de la forte résistivité électrique de la couche P causée par des difficultés d'obtenir un bon dopage de type P, avec une forte résistivité des contacts ohmiques [27, 28].

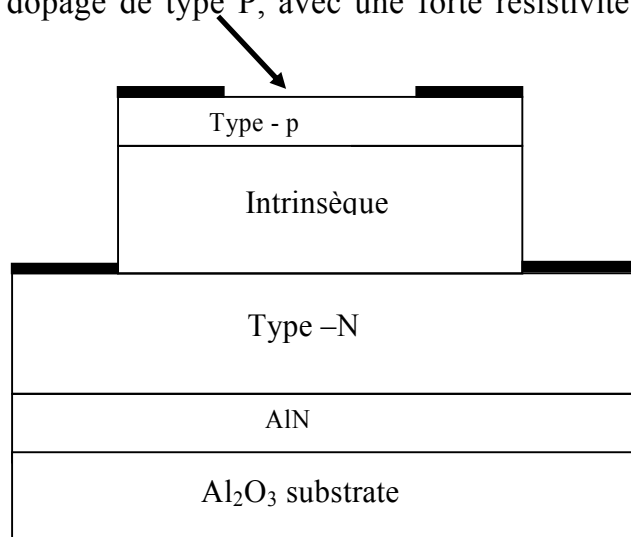


Figure II.10 Structure pour une photodiode PIN [29]

Des photodiodes à base de jonction PN ont été obtenues avec des temps de réponse de 105 ns et un niveau de bruit $61 \text{ fw Hz}^{-1/2}$ avec une tension de polarisation V_{inv} de l'ordre de -3V). Les performances ont même été améliorées par l'insertion de dopant non intentionnel (photodiodes PIN) [30-31] et par l'utilisation d'hétérostructures d'AlGaIn / GaN [32-33] Dans la région P selon la figure II.10.

Cependant, l'optimisation de ces dispositifs demeure difficile en raison du niveau de dopage type P, et une haute résistivité du contact ohmique. Cela a une double conséquence: d'abord, le temps de réponse du photodétecteur $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ne peut pas être réduit à une valeur suffisamment faible D'autre part, le niveau du bruit est élevé.

Les valeurs de sensibilité typique des photodiodes homojonction PN et PIN se trouvent dans la gamme de $100\text{-}150\text{ mA W}^{-1}$, ce qui correspond à 30 à 44% de la valeur du rendement quantique externe.

Ces résultats peuvent être sensiblement améliorés lorsqu'une couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (N ou P type) est utilisée dans la zone éclairée, afin de permettre aux photons correspondant à la longueur d'onde de 365 nm d'être directement absorbés au niveau de la jonction. Ainsi on évite les pertes des porteurs par diffusion. Par exemple on a une sensibilité élevée de l'ordre de 200 mA W^{-1} à $\lambda = 365\text{ nm}$ pour une structure $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$ (n)-GaN (i)-GaN (p) éclairé face arrière saphir [33].

Une augmentation de la sensibilité est observée dans tous les cas en fonction de la tension de polarisation [34, 35, 32, 33, 36, 37]. Ce résultat confirme que la sensibilité est limitée par la longueur de diffusion des porteurs. Lorsque la tension de polarisation inverse augmente, la largeur de ZCE augmente en conséquence, de sorte que les porteurs issus du processus de la photo ionisation loin de la jonction sont collectés.

Le temps de réponse des photodiodes PN et PIN à base de GaN est en général, limitée par le Produit RC. Ils présentent également une décroissance exponentielle du photocourant [38, 34].

Prenons l'exemple de $200 * 200\mu\text{m}^2$ de surface optique ; la valeur du temps de réponse était de 27ns pour une tension de polarisation nul ; et de 11ns pour une tension de -6 V [34], qui peut être expliquée par la réduction de la capacité de jonction.

II.7. 5 Photodiodes à avalanche à base de GaN :

Les Photodiodes à avalanche offrent des avantages combinés d'un fonctionnement rapide, une grande sensibilité et d'un gain optique élevé. Elles sont polarisées en inverse où la polarisation appliquée est proche de la tension de claquage [39]. Les porteurs photo générés traversent la structure avec une vitesse de saturation en raison de l'intense champ électrique appliqué, et ils sont capables de produire des seconds paires électron-trou par le moyen de collisions ionisant avec le réseau.

Ces nouveaux électrons et trous dérivent dans des directions opposées, et certains d'entre eux sont en mesure de produire des porteurs supplémentaires. Ce processus de génération est responsable sur l'augmentation du gain.

Les calculs pour la détermination des paramètres d'ionisation des électrons et les trous dans GaN indiquent que les valeurs de champ électrique nécessaire doivent être importantes pour permettre une bonne multiplication des effets [40, 41].

Par ailleurs, concernant le bruit ; les effets négatifs se répercutent sur les performances des photodiodes à avalanche à base de GaN. [42] Cependant, la répartition n'est pas homogène en raison d'une grande densité de défauts.

I.8 Conclusion :

Les photodétecteurs adaptés aux systèmes de transmission par fibres optiques non modales dans les domaines spectraux centrés sur $0,85\mu\text{m}$, $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ de longueur d'onde sont le résultat de plusieurs compromis qui portent sur les grandeurs suivantes : débit, portée, puissance disponible à l'émission, sensibilité, disponibilité industrielle et coût. Plusieurs types de photodiodes sont en concurrence sur le marché. Elles ont des performances intrinsèques très différentes en fonction de leur matériau de base, les techniques mises en œuvre pour leurs fabrication, leur structure, leur mode et leurs conditions de fonctionnement.

Les III-nitrures sont une très bonne solution technique pour la photodétection UV, qui sont en même temps flexible, fiable et très bien adapté à toute la gamme d'applications visibles et ultraviolet. Il permet notamment la fabrication de composants de faible coût, efficaces et fiables pour différentes applications.

Ils représentent actuellement l'une des solutions les plus intéressantes par le fait de l'amélioration des méthodes de caractérisation d'abord des nitrures de gallium polycristallin (GaN) et le développement des techniques épitaxiales de ce matériau.

Références bibliographiques

- [1]: H. Morkoc, “Handbook of Nitride Semiconductors and Devices, Vol. 3: GaN-based Optical and Electronic Devices”, Wiley-VCH, (2009).
- [2]: P. Ruterana, M. Albrecht, “Nitride Semiconductors, Handbook on Materials and Devices”, Wiley-VCH, (2003).
- [3]: D. Decoster, J Harari, “Détecteur Optoélectronique ”, Lavoisier hermès science, (2002).
- [4]: A.J. Seeds, “Microwave photonics”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.50, no.3, pp.877-887, (2002).
- [5]: A. Joshi, “DC to 65 GHz wide bandwidth InGaAs photodiodes and photoreceivers”, Technical Note, Discovery Semiconductors R&D, January (2003).
- [6] : H. Mathieu, “Physique Des Semiconducteurs Et Des composants Électroniques”, Dunod, (2001).
- [7]: Liu C.P., Seeds A.J. et Wake D., “Two-Terminal Edge-Coupled InP/InGaAs Heterojunction Phototransistor Optoelectronic Mixer ”, *IEEE Microwave and guided wave letters*, vol. 7, n°3, p.72-74, (mars 1997).
- [8] : M. Gouali, G.Folcke et M. Moulin “Modélisation et l’optimisation pour une transmission bidirectionnelle, multiplexée en longueurs d’ondes, sur fibre optique”, revue Technique Thomson –CSF. Vol 17, N° 2 (juin 1985).
- [9]: T.P.LEE ET coll., “InGaAsP/InP PIN Photodiodes for Lightwave communic. at 0.95-1.65 μm ”, (IEEE J.Quant. Electr., vol. QE 17, p.232-238) , (février 1981).
- [10]: S.Kagawa et coll., “Germanium APD in the 1.3 μm region”, (Fujitsu Sc. Techn. J., vol. 18, p. 397-418), (septembre 1982).
- [11]: N. Susa et coll., “New InGaAsP/InP APD for the 1.0-1.6 μm region”, (IEEE J.Quant. Electr. Vol. QE 16, , p. 864-869), (août 1980).
- [12] : P. Webb et coll., “Propriétés de avalanche Photodiode”, (RCA Rev., vol. 35), (juin 1974).

- [13] : P. Poulain et B. de Cremoux , Rev. Techn. Thomson –CSF, vol .11, n°4, (1979).
- [14] : V. Diaduk et coll., Appl. Phys. Lett. , 37,p. 807, (1980).
- [15] : Saurimo Withitsoonthorn “photodiode UTC Et oscillateur différentiel commande en tension A base de TBdH InP pour récupération d’horloge Dans un réseau de transmission optique a très haut débit ”. Thèse de Doctorat, (4 Juin 2004).
- [16]: S. M.SZE, “Physics of semiconductor devices”, J. Wiley., (1969).
- [17]: J.L. Pau, E. Monroy ; E. Monroy, M.A. Sanchez-Garcia, E. Calleja, E. Muñoz “AlGaN ultraviolet photodetectors grown by molecular beam epitaxy; on Si(111) substrates”; Materials Science and Engineering B93; Elsevier, (2002).
- [18]: F. Omne`s, N.Marenco, B. Beaumont, Ph. De Mierry, E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz, J. Appl. Phys. 86 1. (1999).
- [19] : J.C. Carrano, T. Li, D.L. Brown, P.A. Grudowski, C.J. Eiting, R.D. Dupuis, J.C. Campbell, Appl. Phys. Lett. 73 2405. (1998).
- [20]: S.J. Chang a,* , T.M. Kuan a, C.H. Ko “Nitride-based 2DEG photodetectors with a large AC responsivity”; Solid-State Electronics 47;(2003).
- [21]: J. A. Garrido, E. Monroy, I. Izpura, and E. Munoz, Semicond. Sci. Technol. 13,563 (1998).
- [22] : E. Monroy, F. Calle, E. Munoz, F. Omnes, P. Gibart, and J. A. Munoz, Appl. Phys. Lett. 73, 2146 (1998).
- [23]: A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M.Z. Anwar, M.A. Khan, D. Kuksenkov, H. Temkin, I. K. Shmagin, Y. C. Chang, J. F. Muth, and R.M. Kolbas, Appl. Phys. Lett. 72, 551 (1998).
- [24]: A. Van der Ziel, Proc. IEEE 58, 8 (1970).
- [25]: A. Usui, H. Sunakawa, A. Sakai, and A.Yamaguchi, Jpn. J. Appl. Phys. 36, L899 (1997).

- [26]: O.H. Nam, M.D. Bremser, T. Zheleva, and R. F. Davis, *Appl. Phys. Lett.* 71, 2638, (1997).
- [27]: X. Zhang, P. Kung, D. Walker, J. Piotrowski, A. Rogalski, A. Saxler, and M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.* 67, 2028, (1995).
- [28]: Q. Chen, M.A. Khan, C. J. Sun, and J.W. Yang, *Electron. Lett.* 31, (1995).
- [29]: D. L. PULFREY and B. D. NENER “Suggestions For The Development Of Gan-Based Photodiodes”, *Solid-State Electronics* Vol. 42, No. 9, pp. 1731±1736, (1998).
- [30]: J.M. Van Hove, R. Hickman, J. J. Klaassen, P. P. Chow, and P. P. Ruden, *Appl. Phys. Lett.* 70, 2282, (1997).
- [31]: J. C. Carrano, T. Li, D.L. Brown, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, R. D. Dupuis, and J. C. Campbell, *Electron. Lett.* 34, 1779, (1998).
- [32]: G.Y. Xu, A. Salvador, W. Kim, Z. Fan, C. Lu, H. Tang, H. Morkoc, G. Smith, M. Estes, B. Goldenberg, W. Yang, and S. Krishnankutty, *Appl. Phys. Lett.* 71, 2154, (1997).
- [33]: W. Yang, T. Nohava, S. Krishnankutty, R. Torrealano, S. McPherson, and H.
- [34]: A. Osinsky, S. Gangopadhyay, R. Gaska, B. Williams, M.A. Khan, D. Kuksenkov, and H. Temkin, *Appl. Phys. Lett.* 71, 2334, (1997).
- [35] : J. C. Carrano, T. Li, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, D. Lambert, J. D. Schaub, Marsh, *Appl. Phys. Lett.* 73, 1086, (1998).
- [36]: E. Monroy, M. Hamilton, D. Walker, P. Kung, F. J. Sanchez, and M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.* 74, 1171, (1999).
- [37]: D. Walker, P. Kung, P. Sandvik, J. Wu, M. Hamilton, I.H. Lee, J. Diaz, and M. Razeghi, *Proc. SPIE* 3629, 193, (1999).
- [38] : E. Monroy, E. Munoz, F.J. Sanchez, F.Calle, E. Calleja, B. Beaumont, P. Gibart, J. A. Munoz, and F. Cusso, *Semicond.Sci. Technol.* 13, 1024 (1998).
- [39]: P. Bhattacharya, “Semiconductor Optoelectronic Devices, (Prentice Hall, New Jersey)”, (1994).

- [40]: J. Kolnik, I.H. Oguzman, K. F. Brennan, R. Wang, P. P. Ruden, and Y. Wang, J. Appl. Phys. 78, 1033, (1995).
- [41]: I.H. Oguzman, E. Bellotti, K. F. Brennan, J. Kolnik, R. Wang, and P. P. Ruden, J. Appl. Phys. 81, 7827, (1997).
- [42]: A. Osinsky, M.S. Shur, R. Gaska, and Q. Chen, Electron. Lett. 34, 691, (1998).
- [43]: D. Decoster, "détecteurs optoélectronique", hermès science, Lavoisier, 2002

Chapitre N° 3

Simulation, résultats et interprétations

III .1 Introduction

Après avoir présenté les généralités indispensables à l'étude des photodétecteurs, nous allons maintenant déterminer les caractéristiques ainsi qu'une optimisation des paramètres pour différents types de Structures.

Dans nos calculs nous introduisons les différents paramètres intrinsèques à optimiser afin d'opter pour une structure à base des matériaux III-V, qui nous permettra de retrouver les propriétés essentielles pour ce type de photodiode.

La résolution des équations fondamentales qui régissent le comportement des porteurs de charges nous permet de calculer la caractéristique I (V) ainsi que d'autres paramètres physiques qui nous renseignent sur les performances de la photodiode.

Dans notre étude nous allons opter pour une structure PIN réalisée à base des matériaux GaN, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, et nous allons simuler leurs paramètres sous environnement Mathcad dans le but d'optimiser leurs rendements.

On premier lieu on va faire un rappel sur les matériaux utilisés dans la fabrication des photodiodes ; ainsi que leur différentes applications.

III.2 Les matériaux utilisés pour les photodiodes dans l'ultra violet (UV):

L'émission ou l'absorption de photons dans la région UV, bleue nécessite 'un matériau ayant comme caractéristique une bande gap de l'ordre de 2.64ev. Cette condition peut être remplie par un alliage de large bande supérieure à 2.4ev.

III.2.1. Les matériaux à grand gap :

Les matériaux II-VI et III-V sont considérés comme des matériaux à grand gap, mais leurs propriétés optiques et électroniques ont montrées qu'ils pouvaient êtres candidats dans l'élaboration des structures perfectionnées, car leur grand avantage est de pouvoir les combiner à fin de rendre leur gap et celui de leurs alliages en gap direct. Un intérêt particulier est porté au matériau GaN.

III.2.2 Problèmes avec le GaN:

Bien que le matériau GaN a le potentiel d'aborder les questions telles que la durée de vie pour des fins commerciales dépassant les 10000 heures de fonctionnement en température ambiante, cependant il existe plusieurs problèmes liés à la fabrication des photodiodes à base de GaN.

Le principal inconvénient est la qualité Cristalline. Le manque de qualité des substrats pour l'homoépitaxie ou d'autres paramètres appariées des substrats conduit à un matériau de haute densité de dislocation [4]. L'effet de la Dislocation est la création de centres de recombinaison non radiatif ce qui réduit le rendement quantique interne du matériau [5].

L'autre problème est lié à la haute énergie d'activation des dopants dans le GaN en particulier pour les P-type.

Pour surmonter ces problèmes dans une certaine mesure, et afin de réduire les défauts de substrats on a recourt à des méthodes comme la méthode de dépôt ELOG (Epitaxially laterally overgrown GaN) pour minimiser les effets des défauts dans la diode laser GaN pendant la fabrication [6]. En dépit de ne pas trouver un métal de contact de faible résistivité pour le dépôt P-GaN, des métaux comme Au / Ni, Ti / Pt / Au, ou Au / Ni / Au ont été utilisés, nécessitant une étape supplémentaire de recuit thermique sous diverses condition afin d'obtenir une faible résistivité de contacts ohmiques pour P-GaN [7], [8], [9].

III.3 Applications des Photodiodes à base de GaN dans l'ultra violet - visible:

Au cours des dix dernières années, la technologie des détecteurs a vu une augmentation spectaculaire en parallèle avec la technologie de la croissance épitaxiale.

De nouvelles structures ainsi que des architectures plus complexes ont vu le jour. Les fréquences optiques couvrent un large spectre, allant de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain. Chaque gamme du spectre a ses propres applications.

Les photodiodes fonctionnant dans cette gamme UV permettent un certain nombre d'applications uniques et peuvent être utilisées pour la surveillance et la détection des missiles, la télédétection, la détection de gaz, les capteurs de flamme à haute température pour la surveillance de la combustion industrielle.

Le rayonnement UV peut produire un certain nombre d'effets biologiques [2-3], comme les pigmentations, érythème solaire, synthèse de la vitamine D2 et D3, effet cancérigène, et des dommages de l'ADN.

Des instruments simples, précis, fiables, et à faible coût sont donc nécessaires pour l'évaluation des effets biologiques de la radiation UV. La réponse spectrale de ces appareils fournit donc des informations directes sur les effets biologiques de la lumière dans la gamme UV.

III.4 Groupe III-V à base d'InGaN et AlGaN :

Dans notre étude, nous nous intéressons aux photodiodes à base de nitrures, principalement les photodiodes PIN InGaN/GaN. Cette structure peut être utilisée dans la gamme du visible (la partie bleue – vert du visible) et Ultra-violet.

III.4.1 Propriétés du gap et les propriétés optiques des InGaN:

L'énergie de gap de InGaN est donnée par l'équation suivante [12]:

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N})[\text{eV}] = E_g(\text{InN})x + E_g(\text{GaN})(1 - x) - bx(1 - x) \quad (\text{III} .1)$$

Avec :

x : La fraction molaire

b : paramètre de courbure

La bande gap de InGaN peut varier de 0.8ev à 1.89ev (le gap de InN est encore l'objet de plusieurs travaux).

Pour une fraction molaire d'indium de 0 il est de l'ordre de 3.42ev, quand cette dernière vaut 1, le gap est de l'ordre de 1,9 ev.

Ce gap donne une émission dans le spectre qui peut aller de l'ultra-violet à l'infrarouge en passant par le visible, ce qui rend l'alliage InGaN candidat potentiel dans la réalisation de photodiode fonctionnant dans l'ultra-violet et le visible.

En plus de la variation de fraction molaire de l'indium et l'épaisseur du puits quantique, l'émission de la longueur d'onde quantique InGaN est fonction directe des conditions de croissances. Cette variation des conditions de croissance peut conduire à des effets indésirables très forts comme l'effet piézo-électriques entraînant une variation du paramètre de courbure avec le changement des fractions molaires d'indium.

III.4.2. Le gap et les propriétés optiques des AlGaN:

Le gap de l'alliage AlGaN est donné par l'équation suivante [10]:

$$\begin{aligned}
 E_g(Al_xGa_{1-x}N)[eV] &= E_g(AlN)x + E_g(GaN)(1-x) - bx(1-x) \\
 E_g(AlN) &= 6.28 \text{ ev}, E_g(GaN) = 3.42 \text{ ev pour wurtzite structure} \\
 \text{parametre de courbure} &\text{ égal à } -0.36\text{ev}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} E_g(Al_xGa_{1-x}N)[eV] &= E_g(AlN)x + E_g(GaN)(1-x) - bx(1-x) \\ E_g(AlN) &= 6.28 \text{ ev}, E_g(GaN) = 3.42 \text{ ev pour wurtzite structure} \\ \text{parametre de courbure} &\text{ égal à } -0.36\text{ev} \end{aligned}} \right\} \text{(III.2)}$$

L'indice de réfraction d'AlGaN est donné par [10] :

$$n(\lambda)^2 = 1 + \frac{A_0\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad \text{(III.3)}$$

Avec :

$$A_0(E_g) = B_0 + B_1E_g + B_2E_g^2$$

$$\lambda_0(E_g) = C_0 + C_1E_g + C_2E_g^2$$

Les valeurs des paramètres $B_0, B_1, B_2, C_0, C_1, C_2$ sont déterminés par caractérisation optique « ellipsometrie »

L'indice de réfraction de l'AlGa_xN diminue avec l'augmentation de fraction molaire Al, sachant que celui du GaN est de l'ordre de 2,5067.

III.4.2.1. Problèmes de dopage avec P-AlGa_xN:

La difficulté à obtenir suffisamment de trou dans bande gap large de AlGa_xN est un problème persistant, provenant essentiellement du niveau de la profondeur du dopant Mg (accepteur) de l'alliage AlGa_xN.

Le fort dopage en Mg de l'ordre $10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ est nécessaire afin d'obtenir une concentration de trous suffisante pour y remédier au faible taux d'activation de trous contenu dans AlGa_xN. L'inconvénient de ceci est le fait qu'un fort taux de dopage de Mg entraîne la dégradation de la qualité cristalline de l'alliage AlGa_xN [11].

Actuellement la réalisation de la concentration de trou de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} pour une fraction molaire de 0,32 est possible. Mais cette fraction molaire n'est pas suffisante pour contenir le courant complètement dans la structure.

III.5 optimisation des paramètres intrinsèques de la structure In_xGa_{1-x}N

Afin d'optimiser les paramètres intrinsèques de la structure In_xGa_{1-x}N, un travail de simulation est nécessaire.

III.5.1 Logiciel de simulation mathcad

Dans notre travail de simulation, nous avons utilisé le logiciel Mathcad de simulation : MATHCAD 14 ; Copyright © 2007 Parametric Technology Corporation

- **Présentation du MATHCAD 14**

Mathcad est un outil standard de calcul pour les ingénieurs. Mathcad offre toutes les capacités de résolution, fonctionnalités et la robustesse nécessaire pour le calcul, la manipulation des données, et les travaux de conception d'ingénierie. Calculs, graphiques, on peut combiner texte ; images dans un seul document, avec un traitement de texte complet et des outils graphiques [1].

La figure III.1 montre l'environnement Mathcad

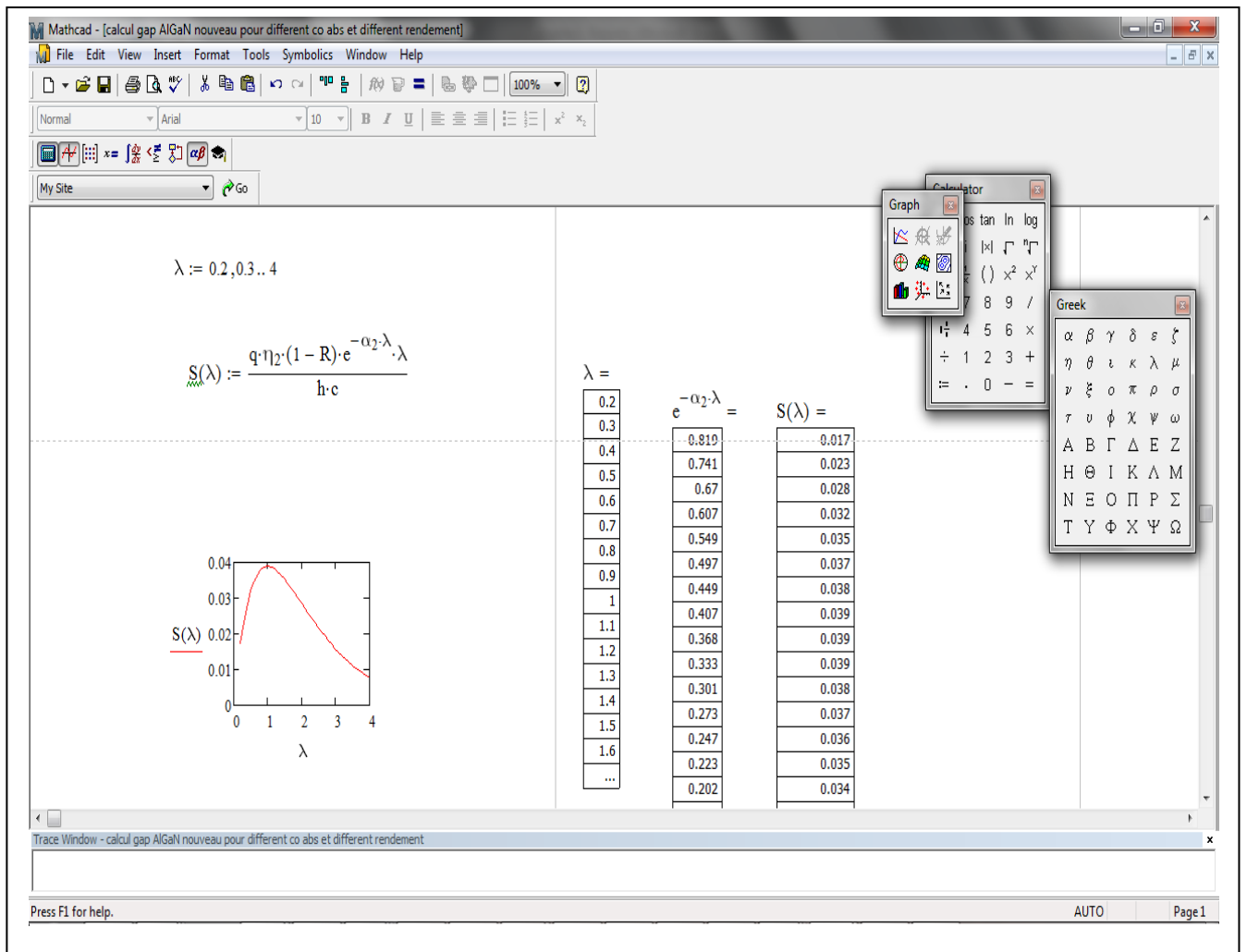


Figure III.1 : fenêtre de calcul Mathcad

III.5.2 Paramètre de courbure du composé ternaire InGaN :

a. Variation du paramètre de courbure avec les fractions molaires d'indium:

Nous allons varier les fractions molaires d'indium afin de montrer la relation existante entre le paramètre de courbure et ces dernières

Dans ce premier pas de calcul en se basant sur l'équation (III .1) on a déduit les équations suivantes :

$$b_{1_i} := \begin{cases} [(-6.86486) x_i + 2.51425] & \text{if } 0.01 \leq x_i < 0.06458 \\ [(-4.44) x_i + 2.3581] & \text{if } 0.06458 \leq x_i < 0.0937 \\ [(-2.635) x_i + 2.1887] & \text{if } 0.0937 \leq x_i < 0.25 \\ [(-0.8) x_i + 1.8] & \text{if } 0.25 \leq x_i < 0.5 \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

La variation de ce paramètre en fonction de la fraction molaire est visualisée par la figure (III.2)

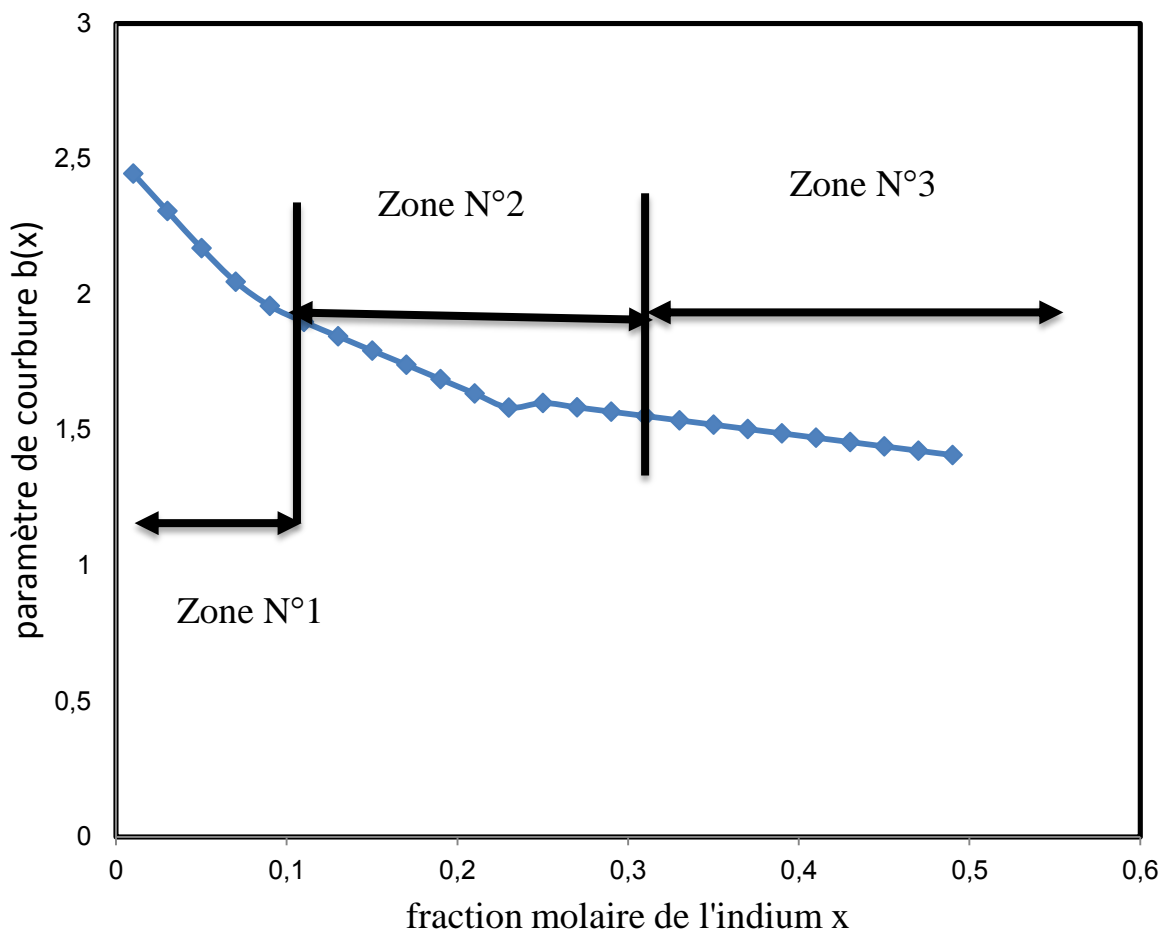


Figure III.2: Evaluation du paramètre de courbure en fonction du paramètre de maille

Les valeurs retrouvées sont donnée dans le tableau 1

X	0.01	0.09	0.19	0.29	0.39	0.49
b	2,446	1,958	1,688	1,568	1,488	1,408

Tableau 1: le paramètre de courbure en fonction de la fraction molaire x.

b. Interprétation :

Notre première approche consistait à faire varier la fraction molaire afin de déterminer le paramètre de courbure, dans le but de cerner avec précision la valeur de la fraction molaire correspondante au meilleur paramètre de courbure.

Nous pouvons subdiviser le graphe (III.1) en 3 parties.

Dans la première partie, le paramètre de courbure décroît de façon significative. On remarque que dans la deuxième partie la pente du graphe diminue par rapport à celle de la première. C'est la deuxième zone qui nous intéresse car la détection de la lumière dans l'ultra-violet et le visible s'effectue dans cette fourchette.

On peut conclure que le matériau ajouté changera de façon significative le paramètre de courbure ainsi que le gap.

Dans la troisième zone l'indium devient abondant, le matériau perd sa caractéristique d'alliage.

III.5.3 Energie de gap du composé ternaire InGaN :

a. Variation de l'énergie de gap en fonction des fractions molaires d'indium:

Si on prend l'équation (III-1) on remarque que le gap dépend de trois paramètres, le gap des deux matériaux, la fraction molaire, et le paramètre de courbure, pour cela le calcul du paramètre de courbure déjà effectué nous permet de trouver l'énergie de gap pour l'alliage InGaN pour une fraction molaire donnée. Les valeurs trouvées par simulation sont regroupées dans le tableau suivant

x	0.01	0.09	0.19	0.29	0.39	0.49
E pour 0.8	3,399	3,051	2,687	2,359	2,063	1,8
E pour 1.9	3,41	3,15	2,896	2,678	2,492	2,339

Tableau 2 : les différentes énergies de gap en fonction de la fraction molaire de l'indium dans le composé $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Afin de visualiser la variation du gap en fonction de la fraction molaire de l'indium, nous avons tracé la figure suivante pour les deux valeurs correspondantes de l'énergie de gap soit 0.8 et 1.9 respectivement.

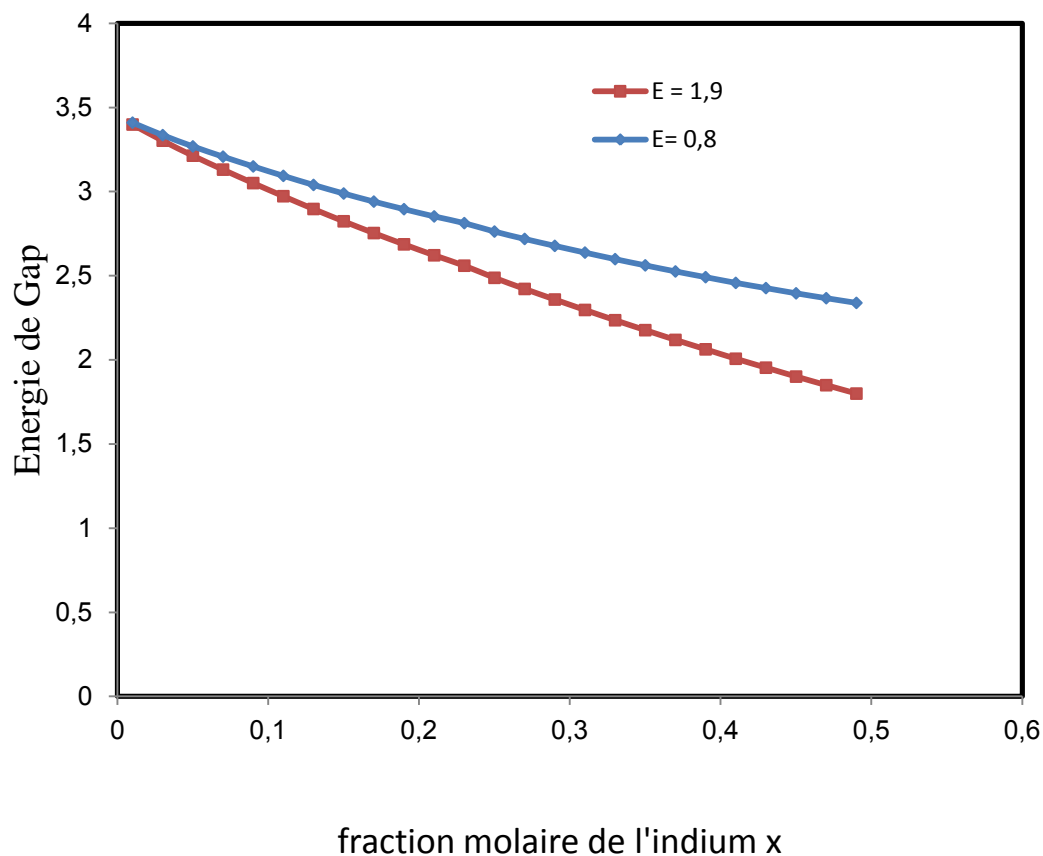


Figure III.3 : l'énergie gap en fonction de la fraction molaire de L'In

La figure III.4 montre la variation de la longueur d'onde en fonction de la fraction molaire.

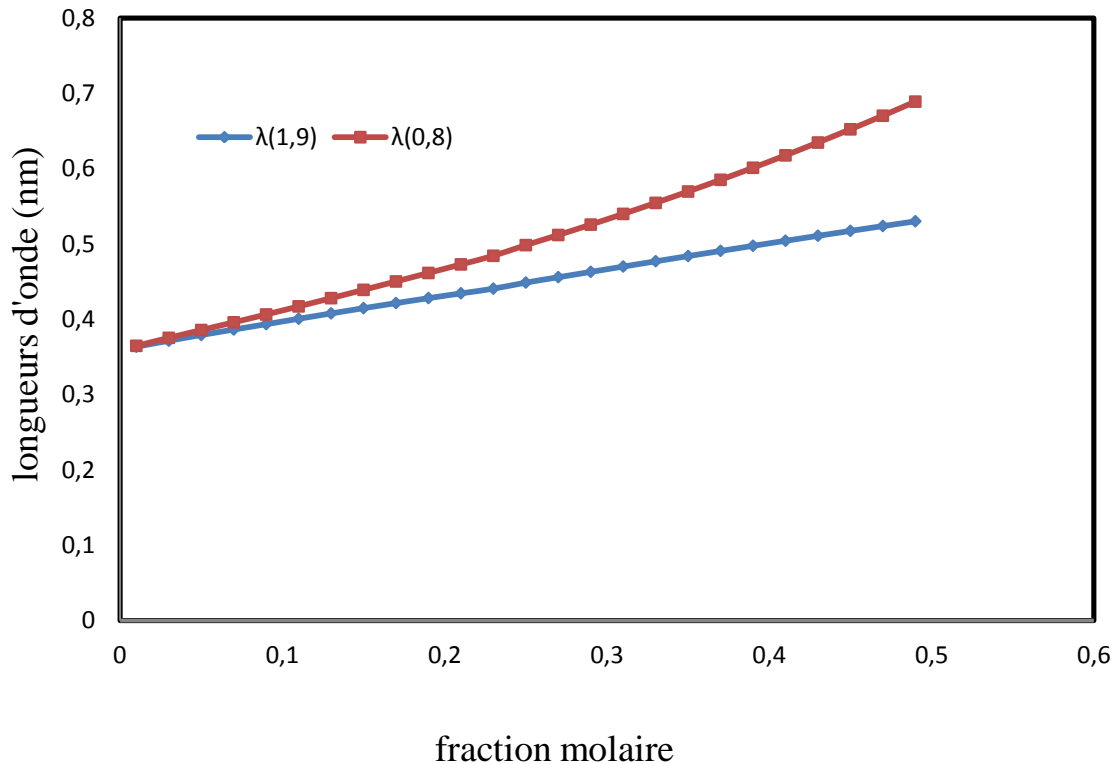


Figure III.4: longueur d'onde d'émission du composé $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

b. Interprétation

D'après la figure III. 3 et III.4 on en déduit qu'il est préférable de travailler avec la structure cubique ($E= 1,9$), de plus on a plus de travaux de recherche pour cette structure ce qui fait tous ses paramètres sont bien définie.

Sachant que notre photodiode est utilisée dans le visible, correspondant à la longueur d'onde bleue, soit λ appartenant à l'intervalle 400-475 nm où le gap du composé alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est de 3.1 à 2.61, on déduit que la fraction molaire de l'indium correspondante est dans l'intervalle **0.08-0.30**

III.5.4 Structure proposée pour la diode

La recherche actuelle dans le domaine des photodiodes offre une multitude de structure nous optons pour la structure suivante :

P Contact

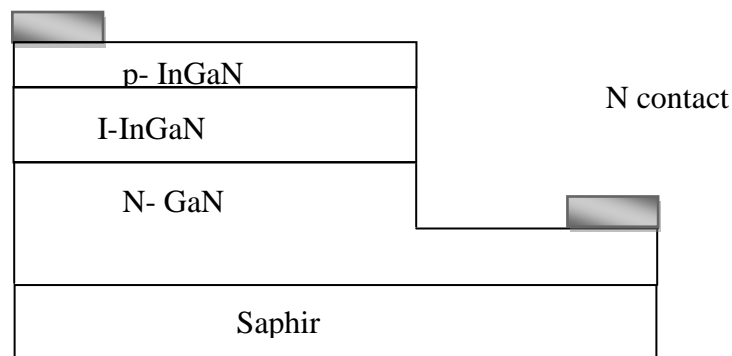


Figure III.5 : Structure PIN proposée

La partie InGaN est fabriquée par photolithographie classique et couplée par induction de gravure par plasma. Du Ni-Au a ensuite été évaporé sur GaN pour servir d'électrode de type P, et d'autre part, du Cr-Pt-Au a été déposé sur la partie N pour servir d'électrode.

La procédure habituelle pour la caractérisation de cette couche est la diffraction par rayon X (DRX) pour analyser la qualité de l'échantillon.

Pour notre modélisation on va intervenir au niveau intrinsèque en changeant la couche i-InGaN par les couches suivantes:

- **GaN ; InGaN ; AlGaN**

III.6 Optimisation des caractéristiques d'une photodiode PIN pour différents matériaux nitrure :

III.6.1 Calcul de la sensibilité d'une photodiode à base d'InGaN

Dans notre travail de simulation on a calculé le rendement interne ; le coefficient de réflexion afin de les introduire dans l'équation de la sensibilité de la photodiode.

Pour cela on a travaillé avec les équations suivantes :

$$R := \frac{(n_1 - 1)^2}{(n_1 + 1)^2} \quad (\text{III.5})$$

$$\eta_{\text{int}} := \frac{n_{\text{ext}}}{(1 - R)} \quad (\text{III.6})$$

$$S(\lambda) := \frac{\lambda \cdot q \cdot n_{\text{ext}} \cdot e^{-\alpha \cdot \lambda}}{h \cdot c} \quad (\text{III.7})$$

Les valeurs obtenues par notre programme sont données dans le tableau suivant

Long d'onde (μm)	0.2	0,35	0.41	0.5	0.71	0.8	0.92	1.25
Sens (A/W)	0,126	0,152	0,153	0,149	0,125	0,113	0,096	0,057

Tableau 3 : valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde.

Afin de visualiser la relation entre le paramètre clé qui est la sensibilité et la couche i-InGaN, nous avons tracé la courbe suivante :

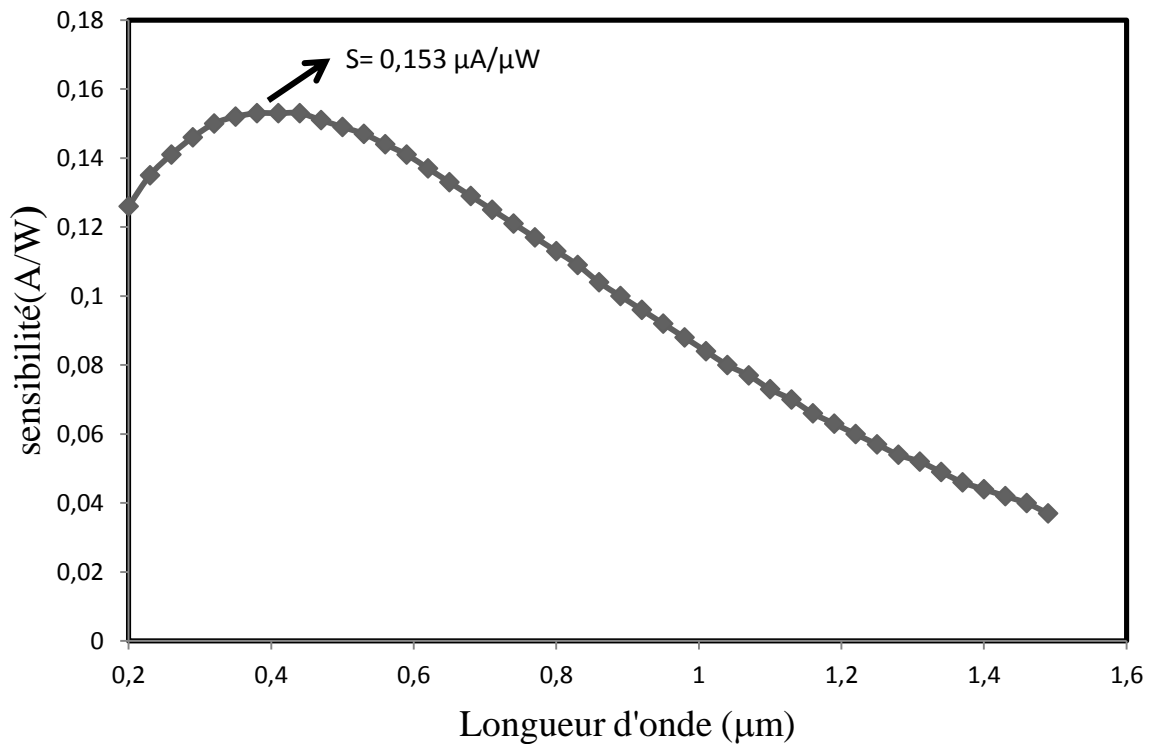


Figure III.6: évolutions de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde de l'InGaN

Interprétation

L'évolution de la sensibilité spectrale est déterminée par l'influence de la longueur d'onde sur le rendement quantique η , le coefficient de réflexion R et le coefficient d'absorption α .

En tenant compte de la fraction molaire de l'In déduite précédemment des trois graphes et en utilisant la théorie des alliages (lois de Vegard), on a déterminé le coefficient de réflexion. La valeur maximale de la sensibilité spectrale obtenue est $0.153 \mu\text{A}/\mu\text{W}$ à $\lambda=410\text{nm}$.

En outre, la largeur du pic de 350nm à 430 nm montre que le matériau peut être utilisé dans la gamme de porche ultra-violet et le visible avec une bonne sensibilité en le comparant avec la littérature [13] et peut donner naissance à des applications intéressantes dans cette gamme spectrale.

Une approche expérimentale est souhaitable pour mieux connaître la répercussion de la qualité cristalline du matériau sur l'augmentation de la sensibilité et l'atténuation de la largeur de la gamme spectrale.

III .6.2 Calcul de la sensibilité d'une photodiode pour différents matériaux

Notre simulation visualise la dépendance directe entre la sensibilité de photodiode et le matériau utilisé eu sein de la couche étudiée. Les valeurs obtenues sont données par le tableau suivant :

Long d'onde (μm)	0.2	0.35	0.41	0.5	0.71	0.8	0.92	1.25
Sens (A/W) GaN	0.032	0.037	0.038	0.036	0.034	0.03	0.027	0.012
Sens (A/W) AlGaN	0.07	0.091	0.106	0.115	0.12	0.121	0.121	0.097
Sens (A/W) InGaN	0.126	0.152	0.153	0.149	0.141	0.125	0.113	0.052

Tableau 4 : valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux.

La figure suivante montre l'évolution et la variation de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux de la couche étudiée.

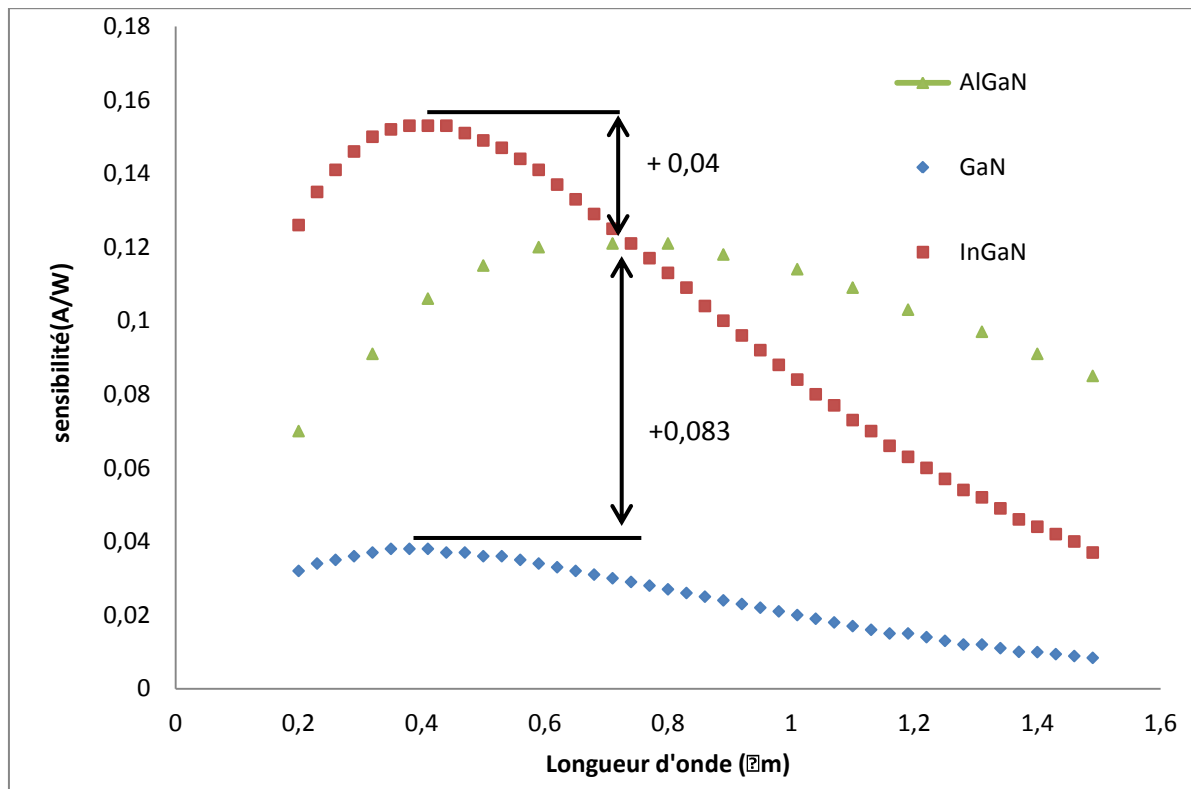


Figure III.7: évolutions de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux

Interprétation :

D'après la figure précédente la sensibilité la plus élevée est obtenue à partir de la structure à base d'InGaIn. Dans ce cas la structure du GaN se comporte comme jonction PN ; et tous les travaux entrepris dans ce domaine le confirment. En effet les porteurs qui se trouvent dans la partie intrinsèque dans la première structure contribuent à l'augmentation de la sensibilité.

Le minimum de la sensibilité est observé pour le matériau GaN ; car on sait que la structure assimilée à la jonction PN donne des résultats non satisfaisants.

On constate que le maximum de la sensibilité est atteint par le matériau InGaIn dans la gamme de la longueur d'onde 0,3- 0,6 µm

La grande concentration de L'Al dans la troisième structure a atténuée de façon significative la valeur de la sensibilité et en même temps décalée même la gamme des longueurs d'onde.

Ce problème peut être évité en changeant de structure selon la référence [14].

III.6.3 Calcul de la sensibilité d'une photodiode pour différents coefficients d'absorptions

D'après les équations précédentes la sensibilité est fonction du coefficient d'absorption. Pour mettre en relief ce paramètre, on a porté un intérêt particulier à ce dernier lors de la simulation (voir tableau suivant) :

Long d'onde (μm)	0.2	0.41	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.3
Sens (A/W) $\alpha=1.4$	0.07	0.106	0.115	0.12	0.121	0.121	0.118	0.097
Sens (A/W) $\alpha=1$	0.017	0.028	0.032	0.035	0.037	0.038	0.039	0.037
Sens (A/W) $\alpha=0.6$	5.54E-03	9.29E-03	0.011	0.012	0.012	0.013	0.013	0.014

Tableau 5 : valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents coefficients d'absorption α .

La courbe suivante montre la relation directe entre la sensibilité et le coefficient d'absorption.

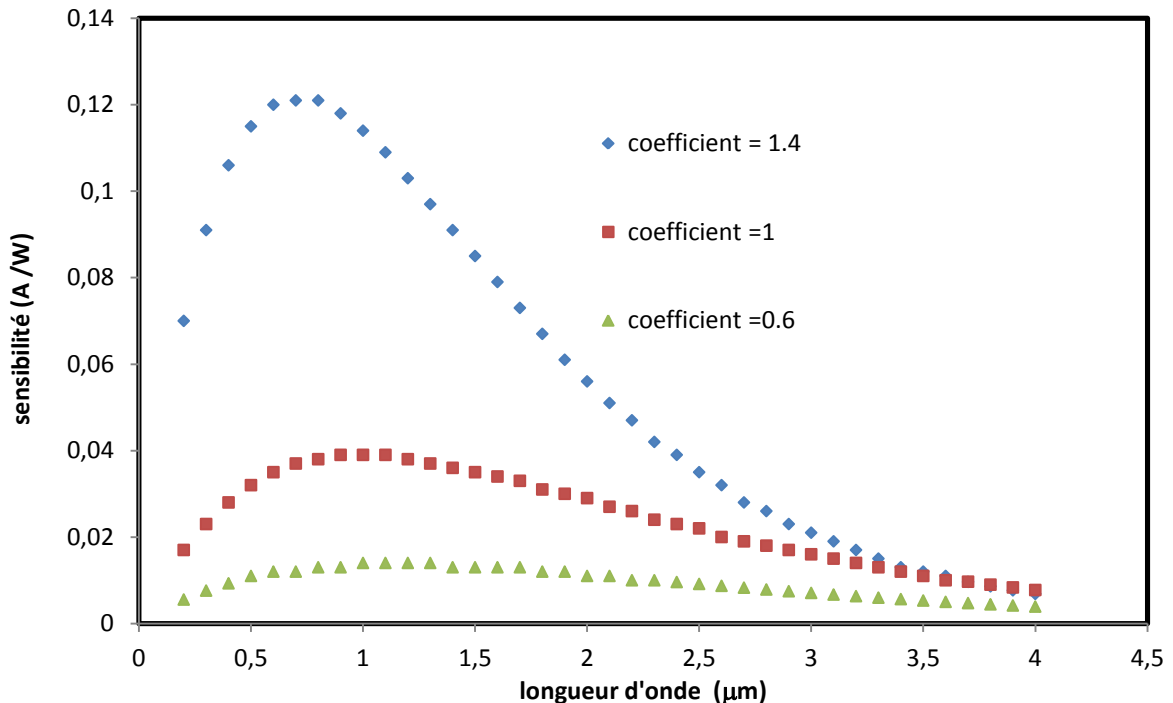


Figure III.8: évolutions de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents coefficients d'absorptions

Interprétation

D'après la courbe précédente on peut conclure qu'il y a un effet de linéarité entre la sensibilité et le coefficient d'absorption car en effet l'allure de la courbe reste inchangée et le plus le coefficient d'absorption augmente plus la sensibilité est grande.

Nous remarquons que la sensibilité reste toujours élevée dans la gamme des longueurs d'ondes du visible mais pour un coefficient d'absorption élevé. Par ailleurs nous constatons une décroissance rapide de la sensibilité hors de la gamme de fonctionnement de la photodiode.

Pour améliorer le coefficient d'absorption et par conséquent la sensibilité il faut avoir une bonne qualité cristalline.

III.6.4 Calcul de la sensibilité d'une photodiode pour différents rendements internes

En dernier lieu lors de notre simulation nous nous intéressons à la relation entre la sensibilité de la photodiode et le rendement de cette dernière. Les résultats obtenus sont donnés par le tableau suivant :

Long d'onde (μm)	0.2	0.41	0.5	0.62	0.71	0.8	0.92	1.3
Sens (A/W) $\eta=0.08$	0.07	0.106	0.115	0.12	0.121	0.121	0.118	0.097
Sens (A/W) $\eta=0.35$	0.09	0.136	0.148	0.154	0.156	0.155	0.152	0.125
Sens (A/W) $\eta=0.55$	0.11	0.166	0.18	0.188	0.191	0.19	0.185	0.153

Tableau 6 : Valeurs de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents rendements internes.

La courbe correspondante à ces variations est la suivante :

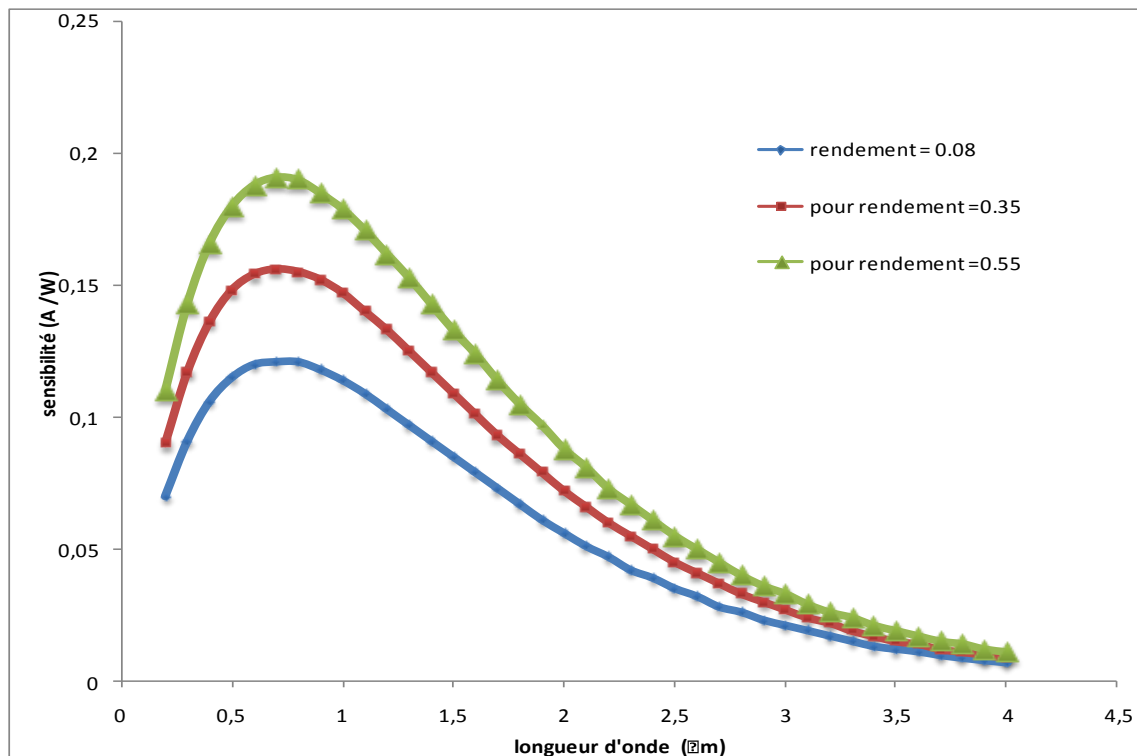


Figure III.9: Sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour différents rendements quantiques

Interprétation

Dans l'ensemble l'allure de la courbe reste inchangée ; cependant on constate que lorsque on augmente le rendement quantique la sensibilité augmente aussi confirmant la dépendance linéaire entre les deux paramètres.

III .6.5 Calcul de la détectivité d'une photodiode

En premier lieu nous allons introduire la notion de détectivité d'une photodiode.

La détectivité de la photodiode est un paramètre clé défini par l'équation suivante :

$$D(T) := \frac{\eta \cdot \left(\frac{R \cdot S}{4 \cdot K \cdot T} \right)^{\frac{1}{2}}}{E_g} \quad (\text{III.8})$$

Avec

η : Rendement ; R : résistance

S : surface ; K : constante de Boltzmann

T : température

Dans notre travail de simulation nous avons calculé le rendement interne ; le coefficient de réflexion afin de les introduire dans l'équation de la sensibilité de la photodiode. Mais pour la détectivité nous remarquons qu'il y a une dépendance directe avec la température de fonctionnement ainsi que l'énergie de gap.

Les valeurs obtenues sont regroupées dans le tableau suivant :

R*S *10 ³	100*10 ⁻³	1,30	4,50	5,70	6,10	7,70	8,10	9,30
détec*10 ¹⁰	0,72	2,63	4,89	5,5	5,69	6,39	6,56	7,03
détec*10 ¹⁰	2,18	7,87	14,6	16,5	17	19,1	19,6	21
détec*10 ¹⁰	1,17	4,21	7,83	8,81	9,12	10,2	10,5	11,3

Tableau 7 : Valeurs de la détectivité en fonction du produit RS pour différents matériaux.

Afin de visualiser la dépendance de la détectivité en fonction de la résistance nous avons tracé la courbe suivante :

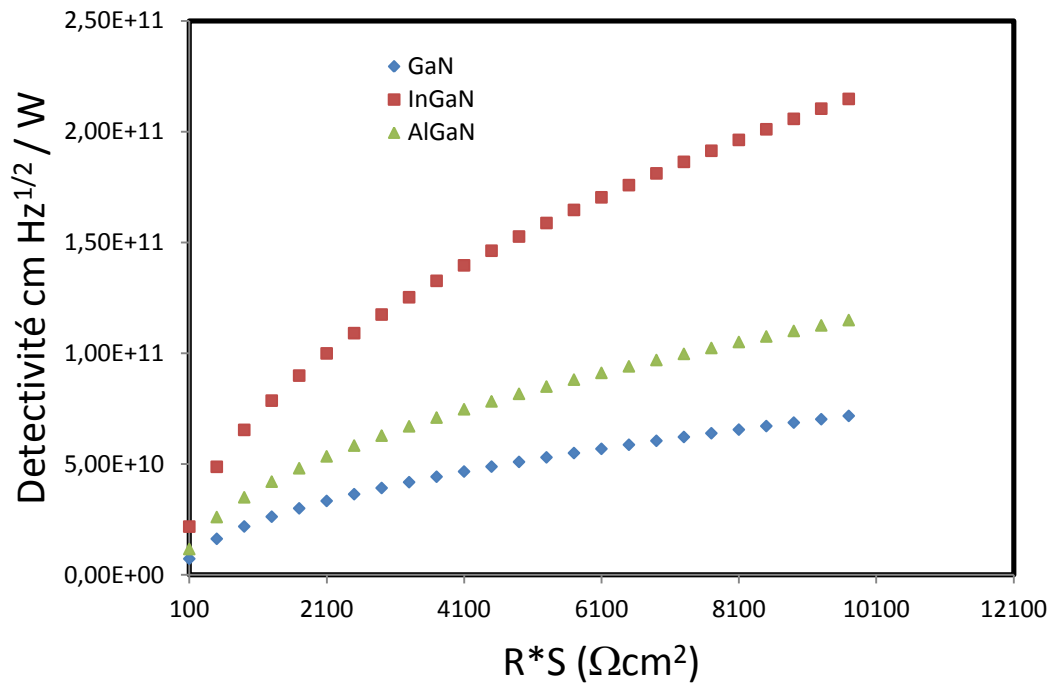


Figure III.10: évolutions de la détectivité en fonction du produit R S

Nous avons calculé même la dépendance de la détectivité en fonction de la température pour différent matériaux

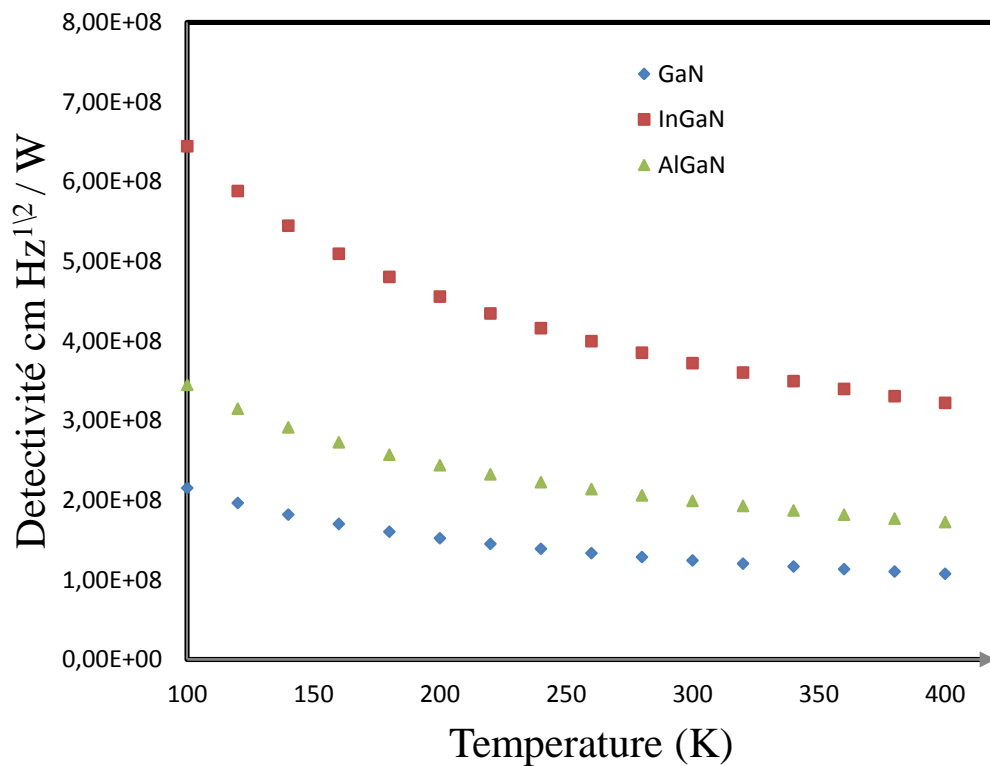


Figure III.11: évolutions de la détectivité en fonction de la température

Interprétation

La notion de la détectivité est très utile pour la comparaison des photodétecteurs en générale et en particulier des photodiodes, elle permet de distinguer entre les deux types de détecteurs, soit les détecteurs photoniques et les détecteurs thermiques.

Dans le cas des photodiodes et en particulièrement des photodiodes nitrure, elle nous permet de prédire la ou les structures aptes à fonctionner en température ambiante. D'après la figure III.11 la détectivité est très élevée dans la partie des basses températures, cette dépendance nous permet de dire que les photodiodes doivent être refroidies en permanence pour deux raisons.

La première raison, une photodiode a toujours une bonne détectivité à basse température, l'autre raison est que le bruit dans ces structures est inversement proportionnel à la détectivité. Par conséquent une grande valeur de la détectivité correspond à un bruit minimal.

La figure III.10 nous informe sur l'état des densités des porteurs intrinsèques, ces dernières sont très importantes à température ambiante conduisant à de faibles détectivités.

III .6.6 Calcul de la capacité d'une photodiode

Pour tous dispositifs électroniques le calcul de la capacité et de la fréquence nous informe sur le domaine d'application de notre photodiode.

Pour pouvoir calculer la capacité (tableau 8) nous devons retrouver les différentes concentrations de N_v et N_c ainsi que la permittivité de notre matériau par la théorie des alliages.

inv(V)	5	15	25	35	45
C (Pf) AlGaIn	2.52E-11	1.25E-11	8.30E-12	6.22E-12	4.97E-12
C (Pf) GaN	9.47E-11	4.27E-11	2.76E-11	2.03E-11	1.61E-11
C (Pf) InGaIn	8,90E-11	3,92E-11	2,51E-11	1,85E-11	1,46E-11

Tableau 8 : Valeurs de la capacité en fonction de la polarisation pour différents matériaux.

Nous représentons la dépendance dans la figure suivante :

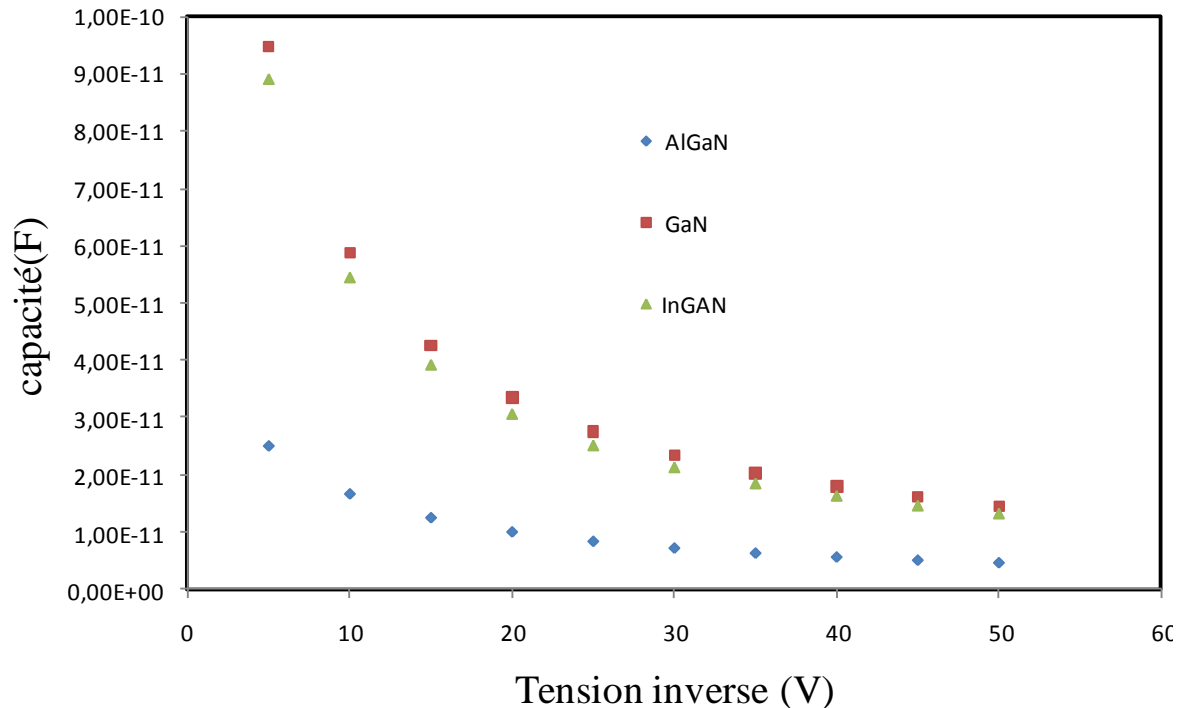


Figure III.12 évolutions de la capacité en fonction de la tension inverse pour différents matériaux

Interprétation

La connaissance de la capacité nous informe sur l'état de notre zone de charge espace. C'est l'une des caractéristiques électriques principales.

Cette capacité est le résultat du déplacement des charges des deux cotés de la zone ZCE ; elle est inversement proportionnelle à la largeur de charge d'espace W .

Ce dernier étant proportionnel à la polarisation inverse, ce qui implique : si la polarisation augmente la capacité diminue.

Dans ce cas on voit l'intérêt d'introduire une zone intrinsèque car elle représente une source de porteur de charge d'où la valeur de N_a dans l'expression de la capacité.

Si le dopage est élevé nous aurons une capacité élevée ; après polarisation la largeur W de ZCE décroît et on a une diminution de la valeur de la capacité.

Une fois que la capacité est calculée pour une polarisation particulière on peut facilement l'introduire dans le circuit équivalent qui regroupe des résistances et une capacité de charge.

III .6.7 Calcul de la fréquence de coupure

Afin de restituer un signal ; une photodiode est inséré dans un circuit dont les éléments contribuent également à limiter la bande passante du récepteur.

Après avoir fixé et calculé notre capacité ; on peut donner l'allure de la fréquence de coupure où notre dispositif va fonctionner, en fonction de la résistance.

R	1,4E3	7,25E3	2,795E4	7,79E4	8,735E4
f _c	2,274E8	4,39E7	1,139E7	3,994E6	3,644E6

Tableau 9 : Valeurs de la fréquence en fonction de la résistance.

Les résultats obtenus dans le tableau 9 doivent être converti en décibel pour pouvoir tracer la courbe (figure III.13).

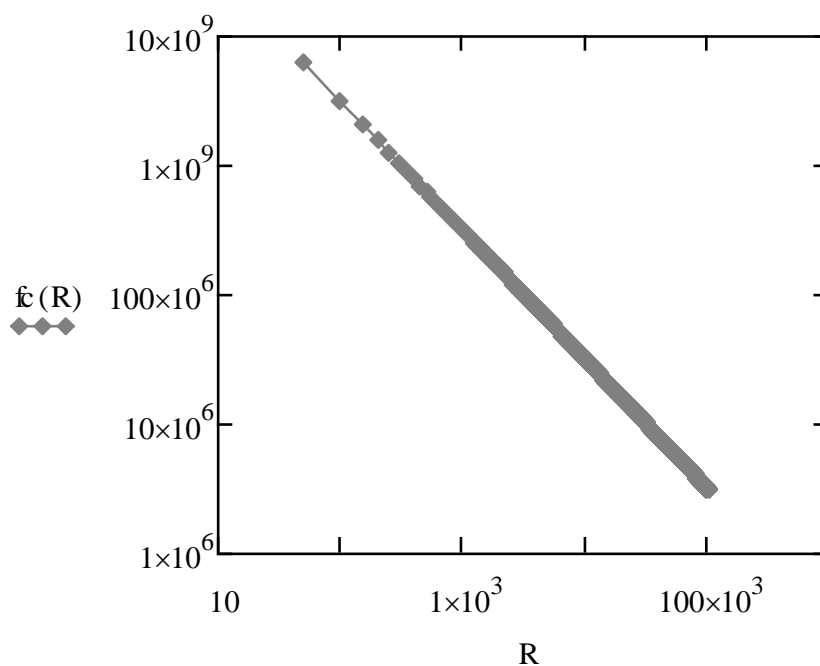


Figure III.13 : évolutions de la fréquence de coupure en fonction de la résistance de charge

Interprétation :

D'après la figure précédente nous remarquons que la fréquence de coupure est élevée pour une faible résistance car elle est inversement proportionnelle à cette dernière.

Nous savons que la résistance résulte de la partie N de la photodiode ; donc en améliorant cette région on pourra réduire la résistance. La création d'une couche tampon entre cette région et le substrat annulera les effets de surface et interface qui peuvent exister entre la partie N et substrat. De plus cela permet de réduire les dislocations qui peuvent donner naissance à des pièges des porteurs.

Enfin il faut trouver un compromis entre la valeur de la fréquence et la largeur de la zone déserté car l'augmentation de cette dernière améliore d'une façon considérable le rendement quantique interne mais décroît la valeur de la fréquence

III .6.8 Calcul du courant d'obscurité :

Le courant d'obscurité est le courant qui traverse la diode en polarisation et en absence de lumière ; c'est la contribution de plusieurs courants de génération et tunnel ; la connaissance de cette grandeur sert à retrouver le comportement de la diode pour différents polarisations.

Le tableau suivant regroupe quelques valeurs de ce courant.

V (volt)	5	7	10	12	15	20	25	30
I (nA)	0,557	0,569	0,583	0,59	0,599	0,611	0,62	0,627

Tableau 10: Valeurs du courant en fonction de polarisation

Pour mieux illustrer la dépendance de cette grandeur nous avons tracé la figure suivante :

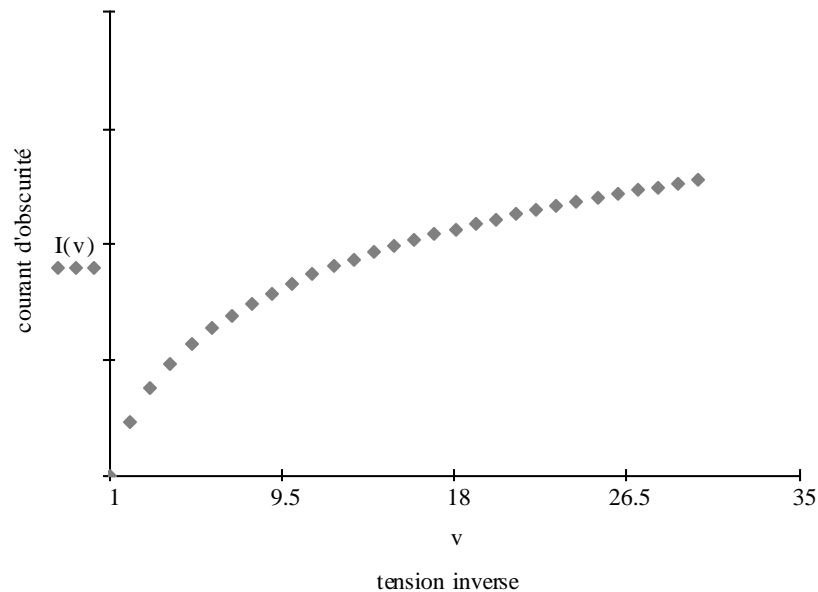


Figure III.14: évolutions du courant d’obscurité en fonction de la tension inverse

Interprétation :

Dans la première zone nous remarquons que notre diode a un comportement d’une résistance ou la pente correspond à la valeur de celle si ; la deuxième zone nous remarquons qu’il y a un effet de saturation à partir de 20 volt ;

Nous pouvons dire que le choix du modèle est très important dans ce cas ; car la caractérisation de cette grandeur doit se faire par expérience ; le résultat obtenu démontre que le modèle choisi ne coïncide pas avec les résultats retrouvés dans la littérature ; car l’allure du courant d’obscurité est différente selon [15] ; cette contradiction est due à la négligence de l’une des grandeurs qui contribue dans le courant d’obscurité ; comme le courant tunnel.

III .6.9 Conclusion

Dans notre étude, nous nous intéressons aux photodiodes à base de nitrures, principalement les photodiodes PIN InGaN/GaN. Cette structure peut être utilisée dans la gamme du visible (la partie bleue – vert du visible) et Ultra-violet. Afin d'optimiser les paramètres intrinsèques de la structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Afin d'optimiser les paramètres intrinsèques de la structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, travail de simulation est nécessaire. Notre travail de simulation, est basé sur le logiciel Mathcad de simulation : MATHCAD 14.

En premier lieu nous avons faire varier la fraction molaire afin de déterminer le paramètre de courbure, dans le but de cerner avec précision la valeur de la fraction molaire correspondante au meilleur paramètre de courbure.

Puis on sait intéresser principalement à la variation du gap en fonction de la fraction molaire de l'indium. Les résultats de notre simulation montrent qu'il est préférable de travailler avec la structure cubique ($E= 1,9$). De plus cette structure a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche, par conséquent tous les paramètres qui la définissent sont parfaitement connus.

Enfin on a opté pour une structure de photodiode, Pour notre modélisation on va intervenir au niveau intrinsèque en changeant la couche i-InGaN par les couches suivantes soit : **GaN ; InGaN ; AlGaN** .On a ensuite optimiser les caractéristiques d'une photodiode PIN pour différents matériaux nitrure, on s'est intéressé à deux paramètres clés des photodiodes à savoir la sensibilité et la détectivité.

L'évolution de la sensibilité spectrale est déterminée par l'influence de la longueur d'onde sur le rendement quantique η , le coefficient de réflexion R et le coefficient d'absorption α . La valeur maximale de la sensibilité spectrale obtenue est $0.153 \mu\text{A}/\mu\text{W}$ à $\lambda=410\text{nm}$. En outre, la largeur du pic de 350nm à 430 nm montre que le matériau peut être utilisé dans la gamme de porche ultra-violet et le visible avec une bonne sensibilité en le comparant avec la littérature.

Le minimum de la sensibilité est observé pour le matériau GaN, où le maximum de cette dernière est atteint par le matériau InGaN dans la gamme de la longueur d'onde 0.3- 0.6 μm . Par contre la grande concentration de L'Al dans la troisième structure a atténué de façon significative la valeur de la sensibilité et en même temps décalée même la gamme des longueurs d'onde. La sensibilité reste toujours élevée dans la gamme des longueurs d'ondes du visible mais pour un coefficient d'absorption élevé, une décroissance rapide de la sensibilité est observée hors de la gamme de fonctionnement de la photodiode. Comme conclusion pour améliorer le coefficient d'absorption et par conséquent la sensibilité il faut avoir une bonne qualité cristalline.

Pour le paramètre détectivité nous remarquons qu'il y a une dépendance directe avec la température de fonctionnement ainsi que l'énergie de gap. Dans le cas des photodiodes nitrure, elle nous permet de prédire la structure adéquate pour un fonctionner en température ambiante. La détectivité est très élevée dans la partie des basses températures, ceci impose que les photodiodes doivent être refroidies en permanence,

Donc pour avoir une bonne détectivité, il faut maintenir une basse température, de plus le bruit de ces structure est inversement proportionnelle à la détectivité.

Références bibliographiques

- [1]: MathCAD User guide, Copyright © 2007 Parametric Technology Corporation [2]: A. F. McKinley and B. L. Diffey, CIE J. **6**, 17 (1987).
- [3]: *P. Ruterana, M. Albrecht, J. Neugebauer*, “Nitride Semiconductors: Handbook on Materials and Devices,” WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim; 2003
- [4]: [7]: E. Monroy, F. Omnes, F. Calle, *Semicond. Sci. Technol.* R33-R51, 18, 2003.
- [5]: S. D. Lester, F. A. Ponce, M. G. Craford and D. A. Steigerwald, 1995 American Inst. Phys.
- [6]: Shinichi Nagahama, Naruhito Iwasa, Masayuki Senoh, Toshio Matsushita, Yasunobu Sugimoto, Hiroyuki Kiyoku, Tokuya Kozaki, Masahiko Sano, Hiroaki Matsumura, Hitoshi Umemoto, Kazuyuki Chocho, and Takashi Mukai ,
Proceedings of SPIE -- Volume 4287
- [7]: T. Maruyama, Y. Hagiō, T. Miyajima, S. Kijima, Y. Nanishi, K. Akimoto, Noji-Higashi, Kusatsu, Ten-nodai, Tsukuba, Ohsaki, Shinagawa-ku, *phys. stat. sol. (a)* 188, No. 1, 375–378 (2001).
- [8]: L. Zhou, L. Zhou, W. Lanford, A. T. Ping, I. Adesida, J. W. Yang, A. Khan, *App.Phys.Lett*, Vol 76, No 23 5 June 2000.
- [9]: J. Narayana, H. Wang, *Appl.Phys Lett*, Vol 81, No 5.
- [10]: Umit Ozgur, Grady Webb-Wood, and Henry O. Everitt, Feng Yun and Hadis Morkoc, *Appl.Phys,Lett*, Vol 79 No 25 17 December 2001.
- [11]: Toshiyuki Obata, Hideki Hirayama, Yoshinobu Aoyagi, Koji Ishibashi, *phys. stat. sol. (a)* 201, No. 12, 2803–2807 (2004) / DOI 10.1002/pssa.200405120.
- [12]: M.Ferhat, J.Furthmuller, F.Bechstedt, *Appl.Phys.Lett*, Vol 80, No 8, February (2002).

[13]: Y. K. Su¹, H. C. Lee¹, J. C. Lin; “In_{0.11}Ga_{0.89}N-based p-i-n photodetector”; P hys. Status Solidi C 6, No. S2, S811–S813 (2009)

[14]: J.L. Pau, E. Monroy; « AlGa_N ultraviolet photodetectors grown by molecular beam epitaxy; on Si (111) substrates » ; Materials Science and Engineering B93 (2002) 159_ 162

[15]:D. Decoster, “détecteurs optoélectronique” , hermès science , Lavoisier , 2002

Conclusion générale

Les progrès récents dans la croissance et la compréhension de la physique des semi-conducteurs III-N, ont entraîné une grande expansion de leur domaine d'applications. Ces matériaux sont désormais couramment utilisés dans les diodes électroluminescentes vertes, bleue et ultraviolettes ainsi que dans les diodes laser et les détecteurs ultraviolets. La conception de la région active a été proposée pour réaliser une distribution uniforme des porteurs dans cette région.

La qualité cristalline des couches épitaxiales dans les dispositifs optoélectroniques à base de GaN, est le facteur limitant de beaucoup d'entre eux.

En Effet ; les dislocations créent un champ qui sépare les excitons en trous et un électron non appariés, ou encore agissent comme des centres de recombinaisons non radiatives. L'homoépitaxie sur des substrats à basse densité de dislocations permet de réduire très fortement la densité de dislocation des couches épitaxiales.

Les performances des dispositifs ainsi réalisés sont nettement améliorées : la largeur à mi-hauteur des raies d'émission diminue, et la brillance augmente. Il apparaît nécessaire de développer la synthèse de cristaux de GaN pouvant servir de substrats

En ce qui concerne les photodiodes, des enjeux économiques et scientifiques importantes sont à l'origine d'une compétition pour obtenir une longueur d'onde toujours plus courte et avec un panache de différentes longueurs d'onde. Mais le dopage des alliages nitrures à forte teneur en aluminium, indispensables pour l'UV lointain, demeure encore un problème complexe. De plus ; ces alliages sont très résistifs, il est alors très difficile d'obtenir des contacts ohmiques de bonne qualité

En dépit de cette impressionnante réalisation, les performances actuelles et le développement des photodétecteurs UV- visible est aujourd'hui largement motivés par le grand nombre d'applications possibles à des domaines tels que l'astronomie, la surveillance de couche d'ozone, le contrôle des missiles, la détection de flamme, les communications fibré, etc.

Avec ces objectifs en vue, les photoconducteurs, les photodiodes Schottky, les photodiodes métal-semiconducteur-métal, photodiodes PN à base des matériaux $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ont été développés dans une récente période. Il est important afin de souligner que tous ces détecteurs à base de nitrure offre une technologie accrue, comme l'annulation des filtres optiques intermédiaires.

Ces photoconducteurs affiche un gain interne élevée à température ambiante (de l'ordre de 100 pour une puissance $P_{\text{opt}} = 1 \text{ Wm}^{-2}$).

Les photodiodes Schottky présente une réponse uniforme indépendamment de la puissance lumineuse incidente et de la température. Ils ont aussi un avantage avec des fréquences de coupure élevé, un contraste UV / visible plus de 10^3 . Leur temps de réponse est de l'ordre de 1 ns. Il est donc clairement prouvé que ces dispositifs sont très bien adaptés à des études environnementales et à la fabrication de photodiodes UV.

Les photodiodes Métal-semiconducteur-métal (MSM) ont été fabriquées avec des courants de fuite très faibles. Ces dispositifs affiche une variation linéaire du photocourant en fonction de la puissance lumineuse incidente, et un contraste ultraviolet / visible de 10^4 . Compte tenu de leur grande largeur de bande et leur faible niveau de bruit, ces dispositifs peuvent représenter un excellent choix pour les communications optiques.

Les photodiodes PN et PIN ont une très bonne linéarité avec la puissance optique, ils affichent un contraste ultraviolet / visible de l'ordre de 10^4 . Toutefois, leur temps de réponse est ordinairement limité par la présence de niveaux de pièges liés au magnésium, qui peut également être responsable de certains dégradation de leur réponse spectrale.

La principale limitation est la difficulté d'atteindre un niveau de dopage de type P élevé avec une fraction molaire Al considérable. Par conséquent, il est encore nécessaire pour améliorer le dopage de type P de ces matériaux, afin d'augmenter les performances des dispositifs ainsi que leur fiabilité.

Les phototransistors offrent la combinaison d'un gain très élevé et d'un contraste de l'ordre de 10^4 .

Ces dispositifs sont donc prometteurs pour les applications où une haute résolution spectrale est nécessaire, en dépit de leur largeur de bande étroite qui les rendent incapables de fonctionner à des fréquences élevées.

En résumé, les résultats actuels confirment globalement que les alliages $Al_xGa_{1-x}N$ et $In_xGa_{1-x}N$ représentent le meilleur choix dans le domaine de la photo détection UV. Concernant notre travail les résultats obtenus ont montré que l'InGaN est un matériau très prometteur et il peut être candidat dans l'utilisation des photodétecteurs optoélectroniques ; bien sûr en respectant la fraction molaire ajoutée afin de spécifier le domaine d'utilisation. Les résultats montrent que la photodiode InGaN présente une sensibilité élevée par rapport à celle en AlGaN ou en GaN ; un rendement acceptable dans la bonne gamme de longueurs d'onde, mais des améliorations doivent être appliquées au niveau de la capacité de charge comme augmenter notre dopage et redimensionner notre structure ; afin de minimiser la tension inverse appliquée.

Cependant des effets indésirables de la photoconductivité sont à souligner. Principalement la sensibilité de ces dispositifs est fortement réduite causée par la complexité de la structure, les performances de ces dispositifs sont encore entravées par les défauts de densité des couches hétéroépitaxiales.

Enfin ; des améliorations significatives sont attendues à partir de la progression dans les techniques d'épitaxie de croissance des cristaux de nitrures, telles que la technique surcroissance épitaxiale latérale (ELOG). Comme perspective une approche expérimentale est souhaitée, pour permettre de connaître l'impact de la qualité cristalline sur les propriétés optiques et électriques de notre structure ; et l'utilisation d'une ou de plusieurs méthodes de caractérisations permettra une avance significative dans l'élaboration d'une photodiode qui peut être commercialisée.

Résumé

Dans notre étude, nous nous intéressons aux photodiodes à base de nitrures, principalement les photodiodes PIN InGaN/GaN. Notre travail est une simulation basée sur le logiciel Mathcad. Notre première approche consiste à déterminer avec précision le paramètre stœchiométrique qui doit être utilisé permettant d'atteindre un rendement quantique élevé qui va avoir des répercussions directes sur l'optimisation des autres propriétés comme la détectivité. Par la suite, dans notre modélisation on a intervenu au niveau intrinsèque en changeant la couche i-InGaN par GaN ; InGaN ; AlGaN. Les résultats montrent que la photodiode InGaN présente une sensibilité élevée par rapport à celle en AlGaN ou en GaN ; un rendement acceptable dans la bonne gamme de longueurs d'onde, mais des améliorations doivent être appliquées au niveau de la capacité de charge comme augmenter notre dopage et redimensionner notre structure ; afin de minimiser la tension inverse appliquée. Comme perspective une approche expérimentale est souhaitée, pour permettre de connaître l'impact de la qualité cristalline sur les propriétés optiques et électriques de notre structure et l'utilisation d'une ou de plusieurs méthodes de caractérisations permettra d'avancer dans l'élaboration d'une photodiode qui peut être commercialisée.

Abstract

In our study, we were interested in the photodiodes based on nitrides, especially PIN photodiodes InGaN / GaN. Our work is a simulation based on MathCAD software. Our first approach consisted in the précised determination of the stoichiometric parameter we need to be used learning to the high quantum efficiency which will be have direct impact on the optimization of other properties such as detectivity. Following this, in our modeling we intervened at an intrinsic level by changing the layer InGaN GaN InGaN, AlGaN. The results show that the InGaN photodiode has a higher sensitivity compared with the photodiode AlGaN or GaN, a satisfactory yield in the Wright wave length range. Improvements should be applied to the charging capacity like increasing our doping and resize our structure. So we can decrease to the minimum the applied reversed voltage. As we prospect, an experimental approach is advised so we will be able to see the impact of the crystalline quality on optical and electrical characteristics of our structure. Also, the use of one many characterization techniques will help us advance in the production of photodiode that can be marketed.

ملخص

في دراستنا هذه، صببنا اهتمامنا على الفوتوديود ذات قاعدة أزوتية، و بالأخص على الفوتوديود من صنف "ب-ي-ن" InGaN/GaN. وقد اعتمدنا في عملنا هذا على المحاكاة بواسطة برنامج Mathcad. وجهتنا الأولى كان الهدف منها التقييم و بدقة معامل التناظر (stoechiométrique) الذي سيتم استعماله من أجل الوصول إلى أداء كمي مرتفع و الذي سوف يكون له انعكاسات مباشرة على تعظيم الخصائص الأخرى مثل "la détectivité". بعدها و بواسطة النمذجة توصلنا إلى تعبير الطبقة i-InGaN بـ GaN، InGaN و AlGaN و كان ذلك على المستوى الداخلي الجوهري. النتائج المتحصل عليها توضح بأن الفوتوديود InGaN تتميز بحساسية عالية مقارنة بتلك AlGaN أو GaN، أداءها مقبول في المجموعة الصحيحة من أطوال الموجات، لكن هته التحسينات يتلزم علينا تطبيقها على مستوى طاقة الشحن كالزيادة من التنشيط و تغيير مقاييس بنيتنا و هذا من أجل تخفيف فرق الكمون العكسي الموجود.

أفاننا المستقبلية و هي اتخاذ مسلك المنهج التجريبي للسماح لنا من معرفة تأثير نوعية البلور على الخصائص البصرية و الألكترونية

من بنيتنا، و استخدام واحد أو أكثر من أساليب الكشف و التوصيف لتمكننا من التقدم في صناعة و تركيب الفوتوديود التي يمكننا تسويقها.

Résumé

Dans notre étude, nous nous intéressons aux photodiodes à base de nitrures, principalement les photodiodes PIN InGaN/GaN. Notre travail est une simulation basée sur le logiciel Mathcad. Notre première approche consiste à déterminer avec précision le paramètre stœchiométrique qui doit être utilisé permettant d'atteindre un rendement quantique élevé qui va avoir des répercussions directes sur l'optimisation des autres propriétés comme la détectivité. Par la suite, dans notre modélisation on a intervenu au niveau intrinsèque en changeant la couche i-InGaN par GaN ; InGaN ; AlGaN. Les résultats montrent que la photodiode InGaN présente une sensibilité élevée par rapport à celle en AlGaN ou en GaN ; un rendement acceptable dans la bonne gamme de longueurs d'onde, mais des améliorations doivent être appliquées au niveau de la capacité de charge comme augmenter notre dopage et redimensionner notre structure ; afin de minimiser la tension inverse appliquée. Comme perspective une approche expérimentale est souhaitée, pour permettre de connaître l'impact de la qualité cristalline sur les propriétés optiques et électriques de notre structure et l'utilisation d'une ou de plusieurs méthodes de caractérisations permettra d'avancer dans l'élaboration d'une photodiode qui peut être commercialisée.

Mot-clé : Photodiodes, nitrures, PIN, InGaN/GaN, Mathcad, rendement quantique, capacité, sensibilité.

Abstract

In our study, we were interested in the photodiodes based on nitrides, especially PIN photodiodes InGaN / GaN. Our work is a simulation based on MathCAD software. Our first approach consisted in the precised determination of the stoichiometric parameter we need to be used learning to the high quantum efficiency which will be have direct impact on the optimization of other properties such as detectivity. Following this, in our modeling we intervened at an intrinsic level by changing the layer InGaN GaN InGaN, AlGaN. The results show that the InGaN photodiode has a higher sensitivity compared with the photodiode AlGaN or GaN, a satisfactory yield in the Wright wave length range. Improvements should be applied to the charging capacity like increasing our doping and resize our structure. So we can decrease to the minimum the applied reversed voltage. As we prospect, an experimental approach is advised so we will be able to see the impact of the crystalline quality on optical and electrical characteristics of our structure. Also, the use of one many characterization techniques will help us advance in the production of photodiode that can be marketed.

Key- words: Photodiodes ; nitrides ; PIN ; InGaN /GaN, Mathcad, detectivity, quantum efficiency, capacity,

ملخص

في دراستنا هذه، صببنا اهتمامنا على الفوتوديود ذات قاعدة أزوتية، و بالأخص على الفوتوديود من صنف "ب-ي-ن" InGaN/GaN. وقد اعتمدنا في عملنا هذا على المحاكاة بواسطة برنامج Mathcad. وجهتنا الأولى كان الهدف منها التقييم و بدقة معامل التناظر (stoechiométrique) الذي سيتم استعماله من أجل الوصول إلى أداء كمي مرتفع و الذي سوف يكون له انعكاسات مباشرة على تعظيم الخصائص الأخرى مثل "la détectivité". بعدها و بواسطة النمذجة توصلنا إلى تعيير الطبقة i-InGaN بـ GaN، InGaN و AlGaN و كان ذلك على المستوى الداخلي الجوهري. النتائج المتحصل عليها توضح بأن الفوتوديود InGaN تتميز بحساسية عالية مقارنة بتلك AlGaN أو GaN، أداءها مقبول في المجموعة الصحيحة من أطوال الموجات، لكن هنة التحسينات يتلزم علينا تطبيقها على مستوى طاقة الشحن كالزيادة من التنشيط و تغيير مقاييس بنيتنا و هذا من أجل تخفيض فرق الكمون العكسي الموجود.

أفاقنا المستقبلية و هي اتخاذ مسلك المنهج التجريبي للسماح لنا من معرفة تأثير نوعية البلور على الخصائص البصرية و الألكترونية

من بنيتنا، و استخدام واحد أو أكثر من أساليب الكشف و التوصيف لتمكننا من التقدم في صناعة و تركيب الفوتوديود التي يمكننا تسويقها.

الكلمة الرئيسية : الفوتوديود, InGaN/GaN , حساسية, الشحن