



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



UNIVERSITE MENTOURI. CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

THESE

Présentée en vue de l'obtention du grade de Docteur en
Sciences
En Electronique

Spécialité : Microsystème et instrumentation

Présentée par :

Ghania HARZALLAH

Titre :

***Etude et modélisation d'un
photodétecteur MSM à base de ZnO***

Devant le jury :

Président :	Abdelhafid CHAABI	Prof	Univ. Mentouri. Constantine
Directeur de thèse :	Mohamed REMRAM	Prof	Univ. Mentouri. Constantine
Examineurs :	Chérifa AZIZI	Prof	Univ. Oum El Bouaghi
	Touraya BOUCHEMAT	Prof	Univ. Mentouri. Constantine
	Ramdane MEHAMDI	Prof	Univ. Batna

A mes parents
A ma petite famille

Remerciements

Je remercie en premier lieu mon directeur de thèse M^r Mohamed REMRAM, Professeur au département d'électronique, Université de Constantine d'avoir partagé son expérience et sa culture scientifique. Sa disponibilité et ses généreux conseils ont été d'une très grande qualité. Merci infiniment Monsieur Mohamed REMRAM.

Je remercie vivement M^r Abdelhafid CHAABI, professeur à l'université Mentouri de Constantine, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de soutenance de thèse.

Je tiens tout particulièrement à remercier M^{me} Chérifa AZIZI, professeur à l'université d'Oum El Bouaghi, de la faveur dont elle m'a accordée en m'honorant par son acceptation de faire part de mon jury.

Je présente également mes vifs remerciements à M^{me} Toraya BOUCHEMAT, professeur à l'université Mentouri de Constantine, de m'honorer par sa présence en faisant part de mon jury.

Je suis profondément reconnaissante à M^r Ramdane MAHAMDI, professeur à l'université de Batna, d'avoir accepté de juger mon travail.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance au Docteur Ahmed NAHHAS de l'université d'Oum el qurra, Arabie Saoudite, pour l'aide que nous a apporté pour la réalisation des échantillons; Ce travail n'aurait pu aboutir sans sa collaboration.

Enfin, mes derniers remerciements vont à ceux, qui m'ont toujours soutenu, qui représentent le support de ma vie: ma famille, mes amis et très spécialement à mon mari Mohamed El-Hadi GHANEM.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE -I- Théorie des photodétecteurs

I.1 Introduction	04
I.2 La photodétection	04
I.2.1 Principe de la photodétection	04
I.2.2 Théorie générale de photodétecteurs	05
I.3 Les différents types des photodétecteurs	07
I.3.1 La photodiode PN classique	07
I.3.2 La photodiode pin	08
I.3.3 La photodiode à avalanche	09
I.3.4 Le photodétecteur MSM	11
I.5 Les photodétecteurs ultraviolets	12
I.5.1 Matériaux pour la détection UV	13
Conclusion	15
Références	16

CHAPITRE -II- Etude des couches minces d'oxyde de zinc

II.1 Introduction	20
II.2 L'oxyde de zinc ZnO	20
II.2.1 Propriétés cristallographiques	21
II.2.2 Propriétés électronique	22
II.2.3 Propriétés optiques	23
II.3 Croissance de l'oxyde de zinc	24
II.3.1 Substrats utilisés	24
II.3.2 Les techniques de dépôts des couches minces de ZnO	25
II.4 Procédure expérimentale	30
II.4.1 Dépôt des couches minces ZnO par pulvérisation cathodique magnétron radio fréquence.....	30
II.4.2 Influence des paramètres du dépôt.....	32
II.4.2.1 Effet de la puissance de réacteur.....	32
II.4.2.2 Effet de la distance cible-substrat.....	33
II.4.2.3 influence du traitement thermique	34
Conclusion	36
Références	37

CHAPITRE -III- Photodeteceurs métal-semiconducteur- métal(MSM)

III.1 Introduction	41
III.2 Structure d'un photodétecteur MSM	41
III.3 Principe de fonctionnement d'un PDMSM	42
III.3.1 La jonction métal-semi-conducteur	43
III.3.2 Etude théorique d'un PDMSM	44
III.3.2.1 A l'équilibre thermodynamique	46
III.3.2.2 Sous polarisation	46
III.4 La réponsivité	49
III.4.1 Absorption optique	51
III.4.2 Nature et géométrie des électrodes	52
III.5 Processus de conduction dans la structure PDMSM	53
III.5.1 Photocourant	54
III.5.2 Circuit équivalent à faible signaux	55
III.6 Influence des paramètres géométriques sur les performances du photodétecteur	56
Conclusion	57
Références	58

CHAPITRE -IV- Modèle physique de simulation

IV.1 Introduction	60
IV.2 Description de la structure	60
IV.2.1 Paramètres géométrique de la structure	61
IV.2.2 Paramètres physiques de la structure	62
IV.3 Modèle théorique	62
IV.3.1 Equations fondamentales.....	62
IV.3.2 Conditions aux limites	68
IV.4 Méthode de calcul	69
IV.4.1 Résolution de l'équation de poisson	70
IV.4 .2 Intégration des équations de continuité	74
IV.5 Résultats et discussion	77
IV.5.1 Distribution du potentiel à l'intérieur de la structure simulée	78
IV.5.2 Distribution du champ électrique à l'intérieur de la structure simulée	79
IV.5.3 Distribution de la concentration des porteurs à l'intérieur de la structure simulée	81

IV.5.4 Le courant d'obscurité	82
IV.5.4.1 Influence des paramètres géométriques sur le courant d'obscurité	83
IV.5.5 Le photocourant	85
IV.5.6 Etude du rapport I_{ph}/I_d	86
IV.6 Comparaison avec les résultats expérimentaux	88
IV.7 Vitesse de réponse du photodétecteur	92
Conclusion	95
Références	97
CONCLUSION GENERALE	101



Introduction générale

La photodétection représente une fonction qui trouve sa place dans un grand nombre de systèmes professionnels ou grand public. Les applications sont nombreuses : télécommunications optiques fibrées ou en espace libre, isolation galvanique, capteur solaire, détecteur de présence, etc. Elles sont toutes fondées sur le même processus : transformer une puissance lumineuse en signal électrique, ce signal devant être le plus élevé possible, pour un flux optique aussi faible que possible. Lorsqu'il s'agit de transmettre des informations rapides, voire très rapides, il faut que ce photodétecteur réagisse très vite. Ces considérations élémentaires impliquent qu'un certain nombre de performances soient atteintes, pour satisfaire les exigences de l'application envisagées. C'est dans ce contexte qu'un certain nombre de structures photodélectrices ont été envisagées : photodétecteurs, photodiodes, photodétecteurs MSM (Metal semiconductor Metal). Le domaine de longueurs d'onde visé dans l'application joue aussi un grand rôle. C'est souvent lui, par l'intermédiaire de la bande interdite du semiconducteur, qui dicte la nature du ou des matériaux employés.

L'U.V est un domaine de longueur d'onde susceptible de prendre une grande place dans l'avenir, notamment pour les aspects liés à l'environnement. Le développement des photodétecteurs ultraviolets visible Blind est actuellement largement motivé en raison du grand-nombre de leurs applications possible dans des domaines aussi divers que l'astronomie U.V, le suivi de la couche d'ozone, le contrôle de moteur, la détection de panaches de missiles, la détection de flammes, les communications sécurisées dans l'espace, etc.

L'usage des semiconducteurs pour la photodétection U.V a historiquement d'abord fait l'usage de matériaux de petit gap tels que le silicium et certain matériaux III-V (GaAsP).

L'inconvénient principal du silicium ou des semiconducteurs à petit gap en général consiste en ce qu'il est impossible de les utiliser directement pour la photodétection U.V. Tout d'abord, l'exposition de tels capteurs à la lumière directe du jour a en effet pour résultat évident d'éblouir ceux-ci avec les composants visibles et parfois même infrarouges du spectre lumineux, de telle sorte qu'il est tout simplement impossible d'en extraire sous lumière blanche l'information relative à la seule composante spectrale U.V du rayonnement incident. D'autre part, le rendement quantique d'un photodétecteur à semiconducteur est maximal pour les énergies supérieures au gap du matériau, mais confinées dans un domaine spectral relativement étroit voisin de celui-ci.

Grace au développement des techniques de croissance cristalline épitaxiale, l'usage du nitrure de gallium GaN, et plus récemment encore l'oxyde de zinc (ZnO) a permis de palier

l'ensemble des difficultés énoncées plus haut, en rendant possible la fabrication de photodétecteurs Blind de haute performance et robuste.

Il devient envisageable de fabriquer au moyen de ces matériaux des photodétecteurs U.V qui s'affranchissent de toute contrainte de filtrage spectral intermédiaire, ce qui ouvre la voie à une simplification des systèmes de photodétection dans le sens d'une miniaturisation à une fiabilité accrue des dispositifs.

Ce travail de thèse est présenté suivant cinq chapitres, comportant chacun un résumé, une conclusion et une bibliographie propres.

- Dans le premier chapitre nous présentons quelques généralités sur la photodétection, en se basant sur ses principes de base. Nous exposons aussi la théorie générale des photodétecteurs, avec les équations qui définissent les paramètres déterminant les performances du photodétecteur. Nous présentons quelques différents types de photodétecteurs dont le photodétecteur métal-semiconducteur-métal est l'objectif de cette thèse. et enfin nous exposons un état de l'art des photodétecteurs métal-semiconducteur-métal à base de différents matériaux destinés à la détection en l'ultraviolet.
- Dans le second chapitre nous présentons des notions générales sur le ZnO. Nous décrivons brièvement sa structure cristalline. Nous présentons aussi ses propriétés électroniques et optiques, ainsi que sa croissance et les substrats utilisés pour le dépôt de ses couches minces. Et enfin nous exposons un travail expérimental où nous parlerons sur l'optimisation des paramètres de dépôt et l'intérêt du recuit thermique.
- Dans le troisième chapitre nous présentons une étude théorique ainsi que le principe de fonctionnement du photodétecteur métal-semiconducteur-métal. Les propriétés électriques et optiques des PD MSM seront définies dans cette étude afin de caractériser les différents paramètres qui influent sur les performances de ce dispositif.
- Le quatrième chapitre décrit les outils théoriques que nous avons utilisés. Il comporte une description du modèle de simulation utilisé afin de prédire le comportement électrique des photodétecteurs MSM à l'aide d'un programme que nous avons développé. Nous présentons donc un modèle physique bidimensionnelle de type dérivé-diffusion fondé sur l'équation de Poisson, les

équations de continuité et les équations de courant. Ce modèle introduit le caractère bidimensionnel que présente le MSM et permet d'en étudier le comportement du photodétecteur MSM. A la fin nous présentons les résultats de nos simulations avec les interprétations et la validation avec les résultats expérimentaux.

- Nous terminerons ce mémoire de thèse par une conclusion générale qui résumera l'essentiel de ce travail.



***Théorie des
photodétecteurs***

I.1 Introduction

Le photodétecteur est un composant à base de semiconducteur. Il absorbe de l'énergie optique et la convertit en énergie électrique, qui se manifeste en photocourant. Il est très important dans la transmission optique et les systèmes de mesure. Dans ce chapitre nous présentons quelques généralités sur la photodétection, en se basant sur ses principes de base. Nous exposons aussi la théorie générale des photodétecteurs, avec les équations qui définissent les paramètres déterminant les performances du photodétecteur. Nous présentons les différents types de photodétecteurs. Nous passons en revue les caractéristiques des photodétecteurs destinés à la détection en l'ultraviolet.

I.2 La photodétection

La photodétection représente une fonction qui trouve sa place dans un grand nombre de systèmes professionnels ou grand public. En 1905 Einstein a introduit la notion de photon en affirmant que lors des phénomènes d'émission ou d'absorption, la lumière se présente sous la forme de quantum d'énergie. Ces quanta sont assimilables à des particules et il leur a été donné le nom de photon [1]. La photodétection est un phénomène d'absorption dans un matériau de l'énergie lumineuse portée par les photons qui est transformée en énergie électrique portée par les électrons et les trous.

I.2.1 Principe de la photodétection

Le principe de base de la photodétection est illustré par la Figure I.1 dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque et extrinsèque. L'absorption d'un photon possédant une énergie au moins égale à la bande interdite E_g caractérisant le semiconducteur, permet de libérer un électron de la bande de valence E_v à la bande de conduction E_c .

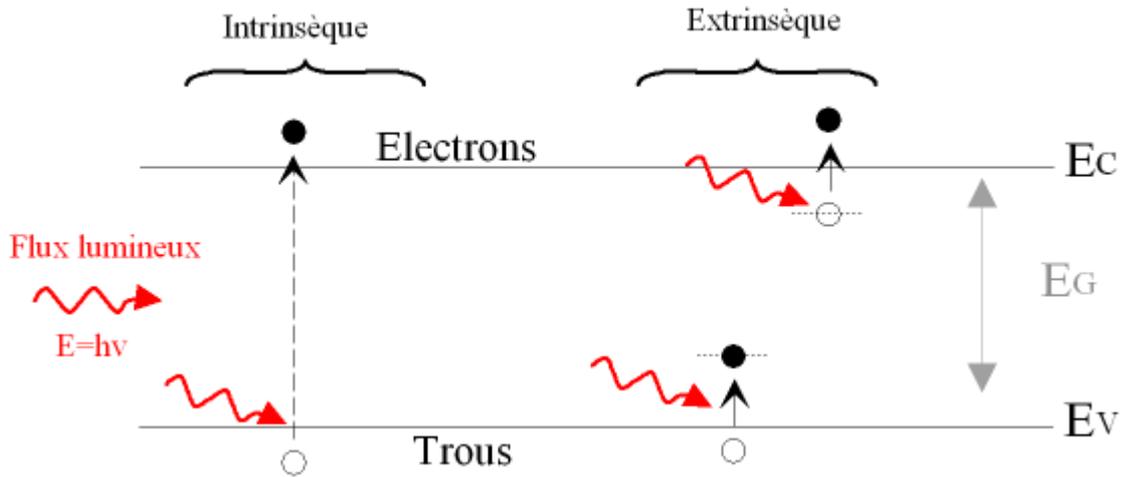


Figure I.1 Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semiconducteurs intrinsèque et extrinsèque.

Tout d'abord, le photon doit posséder une énergie E_{photon} égale ou supérieure à la hauteur de la bande d'énergie interdite E_g du semiconducteur pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. Cela implique une longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le matériau devient transparent à ce rayonnement. λ_c est déterminée par l'énergie de bande interdite E_g du semi-conducteur selon la relation suivante :

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \geq E_g \Rightarrow \lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad 1.1$$

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

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

Le mécanisme de la photodétection est généré donc par une transition optique entre deux ensembles de niveaux quantiques.

I.2.2 Paramètres d'un photodétecteurs

Un photodétecteur est un composant semi-conducteur ayant la capacité de détecter un rayonnement du domaine optique et de le transformer en signal électrique.

Les principaux paramètres qui définissent le fonctionnement d'un photodétecteur sont le coefficient de réponse (sensibilité), le gain, le rendement quantique, la bande passante, la puissance équivalente de bruit et la détectivité.

Le coefficient de réponse R_i lie le photocourant I_{ph} à la puissance lumineuse incidente P_{opt} par la relation :

$$R_i = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \quad 1.2$$

Le flux de photon Φ arrivant sur la surface du semiconducteur est défini par le nombre de photon atteignant la surface active par unité de temps à une longueur d'onde λ donnée. Il est exprimé par la relation suivante :

$$\Phi = P_{opt} \frac{\lambda}{hc} \quad 1.3$$

L'efficacité quantique ou rendement quantique η est généralement défini comme le rapport : nombre de paires électron-trou générées sur le flux le photon incident.

Le taux de génération des paires électron-trou par unité de temps est donné par :

$$G = \eta\Phi = \eta P_{opt} \frac{\lambda}{hc} \quad 1.4$$

Si on considère le gain photoélectrique g qui correspond au nombre de porteurs détectés par rapport au nombre des paires électron-trous photogénérés, le photocourant est donné alors par la relation suivante :

$$I_{ph} = qgG = \left(qg\eta \frac{\lambda}{hc} \right)$$
$$R_i = q \frac{\lambda\eta}{hc} g \quad 1.6$$

Où λ : longueur d'onde, h : Constante de Planck, c : Vitesse de la lumière, q : Charge de l'électron et g : le grain du courant photoélectrique.

Les équations de base pour analyser la performance du détecteur sont bien connues et sont :

- La densité de courant pour les électrons.
- La densité de courant pour les trous.
- L'équation de continuité pour les électrons.
- L'équation de continuité pour les trous.
- L'équation de Poisson.

I.3 Les différents types des photodétecteurs

Dans cette partie nous présentons brièvement les différents types de photodétecteurs ainsi que les principales notions physiques à l'origine de leur fonctionnement

I.3.1 La photodiode PN classique

Une photodiode classique est une simple jonction PN polarisée en inverse afin d'obtenir une grande zone de charge d'espace ou zone de déplétion favorisant la photodétection. Le fonctionnement de la photodiode est illustré dans la figure 2. Les photons incidents, avec une énergie supérieure à celle de la bande interdite, sur la surface du composant créent des paires électron-trou dans tout le volume du matériau. La diffusion des électrons et des trous générés atteignent la ZCE de la jonction avec une longueur de diffusion adéquate. Cependant, sous l'effet d'un champ électrique fort, les paires électron-trou sont séparées et les porteurs minoritaires sont accélérés dans un côté pour devenir des porteurs majoritaire dans l'autre côté, participant ainsi à la génération du photocourant. Ils peuvent se recombiner au cours de leur déplacement.

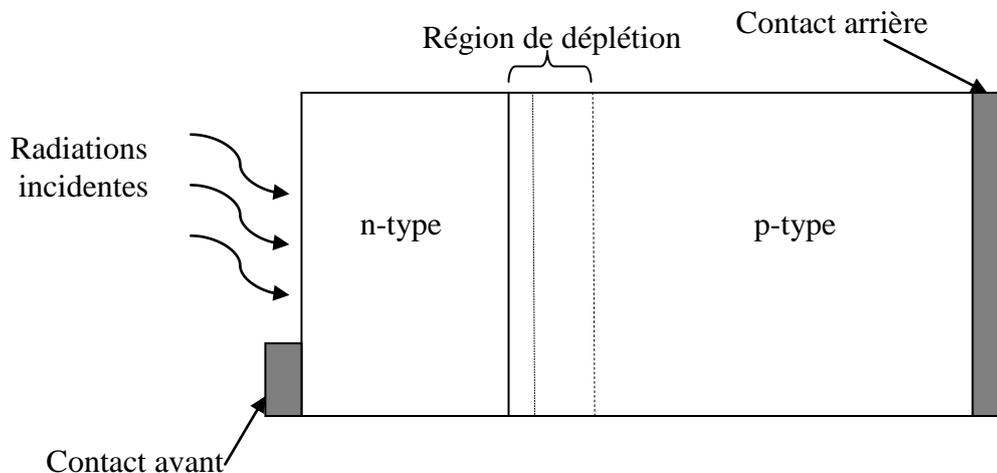


Figure I.2 la photodiode PN

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

I.3.2 La photodiode PIN

La photodiode est un composant optoélectronique ayant deux électrodes et une caractéristique électrique non symétrique. Elle est en général polarisée en inverse (sens bloquant) et utilisée pour convertir des flux optiques en courant électriques. L'appellation PIN fait référence aux dopages des trois couches de semi conducteurs utilisées dans leur partie active respectivement de type P, intrinsèque I et de type N, qui vise à optimiser ses caractéristiques par rapport à celles des photodiodes à simples jonction PN [2].

La figure I.3 montre les dispositions possibles pour le flux optiques et le courant électrique. La géométrie colinéaire (*flux optique et transport de charges colinéaires*) présentée dans la figure I.3.a est employée le plus fréquemment. Elle est prise comme type de référence pour l'analyse des caractéristiques des photodiodes. La figure I.3.b représente la géométrie orthogonale (*flux optique et transport de charges orthogonaux*).

➤ La photodiode PIN à éclairage vertical

L'idée de cette structure est d'augmenter artificiellement la zone de charge d'espace et donc la zone d'absorption principale de la photodiode, sous une polarisation inverse suffisante, toute la zone intrinsèque est soumise à un fort champ électrique quasi-uniforme et ainsi les porteurs photo-générés atteignent rapidement la vitesse de saturation. Cette structure de photodiode a très rapidement été utilisée comme démodulateur optique microonde, [3] à [7].

Dans ce type de composant, des temps de réponse très brefs sont recherchés pour pouvoir permettre des montées en débit pour les communications. On remarque que dans les premières structures PIN, certains porteurs photo-générés étaient soumis au phénomène de diffusion dans certaines zones. Or, la diffusion est un phénomène très lent qui réduit la bande passante et donc est contraire aux applications optique-microondes. De plus la réponse en fréquence des photodiodes à zone de déplétion est limitée principalement par les effets de temps de transit des porteurs [8] et de la capacité de jonction de la diode.

➤ La photodiode PIN à éclairage latéral

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

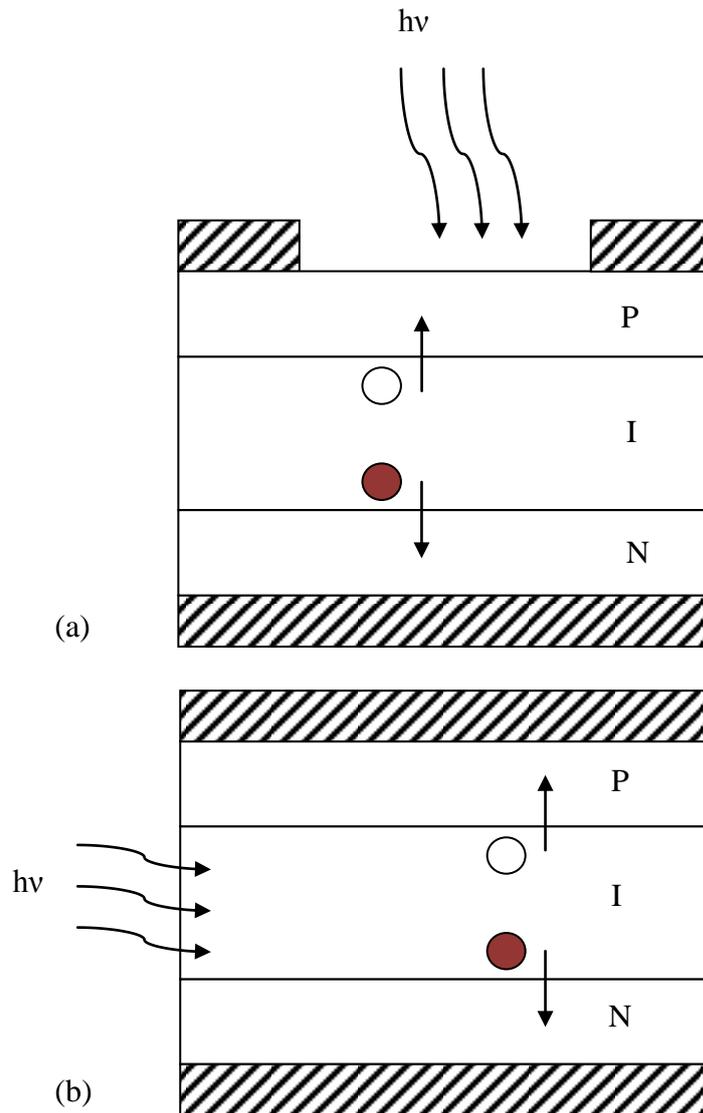


Figure 1.3 : Géométrie schématiques de photodiodes PIN : flux optique et transport de charges (a) colinéaires et (b) orthogonaux

I.3.3 La photodiode à avalanche

Les signaux optiques, après propagation dans une fibre optique, sont généralement très faibles, par conséquent, le signal électrique délivré par les photodiodes requiert souvent une amplification. Le but de la photodiode à avalanche est d'obtenir une amplification interne du photocourant et ainsi augmenter la réponse du photodétecteur. Dans une photodiode à avalanche on obtient un champ fort en appliquant une tension inverse très

importante à une structure pin (figure I.3). Il y a trois sources du courant traversant la diode :

- La génération primaire (par absorption d'un photon)
- La génération par impact due aux électrons
- La génération par impact due aux trous

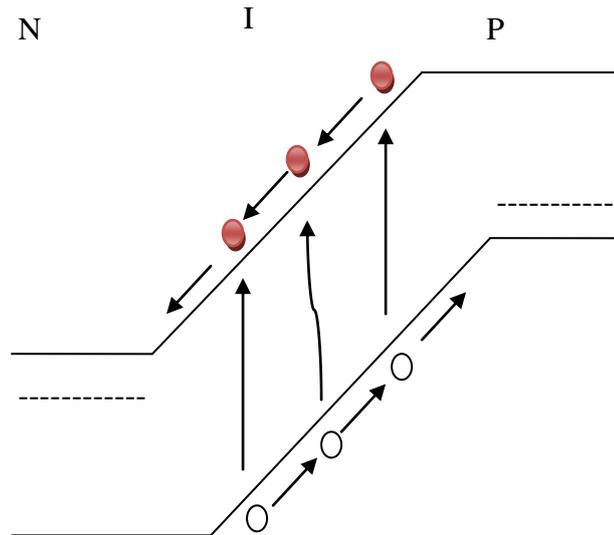


Figure I.4 Effet avalanche : une paire électron-trou photocréée génère d'autres paires par ionisation par impact.

La caractéristique principale de la photodiode à avalanche est son coefficient de multiplication M qui dépend des coefficients d'ionisation des électrons α_n et des trous α_p , il est décrit par l'équation [9]:

$$M = \frac{1}{L} \frac{\exp\left((\alpha_n - \alpha_p)L\right) - 1}{\alpha_n - \alpha_n \exp\left((\alpha_n - \alpha_p)L\right)} \quad 1.7$$

Ce coefficient de multiplication peut atteindre 10^4 et permet à la photodiode à avalanche d'être très utile pour la détection de faibles signaux, notamment en sortie de fibre optique. Les inconvénients de ce composant sont liés à sa réalisation difficile, à la tension élevée nécessaire à la condition d'avalanche et à la nature aléatoire du mécanisme de gain qui est un phénomène bruyant. Signalons aussi que pour les systèmes de télécommunications par

fibres optiques modernes, l'intérêt de la photodiode à avalanche a tendance à diminuer à cause de l'apparition des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA).

Les photodiodes à avalanche atteignent des fréquences de coupure relativement équivalentes à celles des photodiodes PIN classiques. On peut citer les débits à 17GHz à gain unitaire, publiés par Kagawa en 1993, avec une structure en InGaAs pour la zone d'absorption et InGaAsP-InAlAs pour la zone de multiplication. Elle est illuminée par la face arrière à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, avec un rendement quantique de 74% et un produit gain-bande maximum de 110 GHz avec une bande passante d'environ 10GHz. Campbell présenta une structure avec une zone de multiplication en Si cette fois, éclairée sur la gamme $\lambda = 1,3 - 1,6 \mu\text{m}$, qui atteignait une fréquence de coupure supérieure à 10GHz de gain unitaire et un rendement de 42%. Le produit gain-bande était estimé à environ 400GHz, [10].

I.3.4 Le photodétecteur MSM

La structure MSM est une structure constituée de deux électrodes Schottky, qui souvent s'interpénètrent sous la forme d'un peigne interdigité, laissant entre deux contacts une surface libre de semiconducteur qui constitue la zone active destinée à absorber la lumière. Pour cette raison, chaque contact a une caractéristique courant-tension similaire à celle d'une jonction classique, le photodétecteur MSM se comporte comme deux diodes en série placées en inverse l'une par rapport à l'autre. Sous polarisation électrique, l'une des diodes étant forcément en inverse, le courant d'obscurité passant à travers la structure est très faible et, dans la mesure où les deux contacts Schottky sont identiques, la symétrie du composant donne lieu à une caractéristique globale $I(V)$ symétrique où pour chaque polarisation directe ou inverse correspond un comportement de la jonction métal-semiconducteur en inverse.

Si la tension de polarisation est suffisamment élevée, la zone entre les électrodes où règne un champ électrique est complètement désertée. Le principe de base de ce photodétecteur est d'absorber la lumière dans la zone active du SC en désertion afin que les paires électron-trou générées soient séparées sous l'effet de la force électrique, chaque porteur étant ensuite directement collecté par une électrode [11].

Photoconducteur (photoresistance)	Photodiode MSM	Photodiode Schottky	Photodiode PIN
--	-----------------------	----------------------------	-----------------------

Principe

<p>- Dépend de la tension de polarisation</p> <p>-Nécessite un contact ohmique si le matériau est dopé</p>	<p>-En théorie indépendant de la tension de polarisation</p> <p>-Contact Schottky-Schottky</p>	<p>-Indépendant de la polarisation (courant par effet tunnel)</p> <p>-Contact Schottky-ohmique</p>	<p>-Indépendant de la polarisation</p> <p>-Contact ohmique-ohmique</p>
--	--	--	--

Avantages

<p>-gain élevé</p>	<p>-taux de rejection élevé</p> <p>-réponse rapide</p> <p>-linéaire (pb. à flux élevé)</p> <p>-faible bruit (<pA)</p>	<p>-taux de rejection élevé</p> <p>-réponse rapide</p> <p>-linéaire (vs puissance)</p> <p>-faible bruit (<pA)</p>	<p>-taux de rejection élevé</p> <p>- réponse rapide</p> <p>-linéaire</p> <p>-Faible bruit ($\approx fA$)</p>
---------------------------	--	--	---

Inconvénients

<p>-taux de rejection UV/Vis petit</p> <p>-bruit en 1/f important</p> <p>-mauvais contact ohmique</p>	<p>-faible réponse (due à la surface recouverte par le contact métallique</p> <p>-pas de gain</p> <p>-(photoconducteur)</p>	<p>-faible réponse</p> <p>-pas de gain</p>	<p>-faible photo réponse</p> <p>Nécessité de dopage Net P</p> <p>-faisabilité</p> <p>-mauvais contact ohmique</p>
--	--	--	---

Tableau I.1 paramètres récapitulatifs des avantages et inconvénients des différents types des détecteurs UV

I.5 Les photodétecteurs ultraviolets

La détection des rayonnements ultraviolets ($\lambda < 400\text{nm}$) présente de nombreuses applications tant dans les domaines civils que militaires dont on peut citer :

- Les capteurs biologiques et chimiques : détection d’ozone, de polluants et d’agents biologiques.
- Les détecteurs de flamme : alarmes d’incendie, détection de panache de missiles, contrôle de combustion.
- Les communications optiques spatiales et inter satellitaires : transmissions sécurisées de données dans l’espace.
- La calibration des émetteurs et l’imagerie UV : instrumentation, mesure des UV d’origine solaire, études astronomiques.

Les photodétecteurs agissent pour l’essentiel comme des filtres passe-haut, et on les classe en détecteurs aveugles au visible (visible Blind) pour des longueurs d’onde de coupure comprises entre 400 et 280nm, ou aveugles à la lumière solaire terrestre (solar blind), en supposant les UVC coupés par l’absorption atmosphérique pour des longueurs d’onde de coupure typiquement inférieures ou égales à 280nm.

I.5.1 Matériaux pour la détection UV

L’utilisation des semiconducteur pour la détection ultraviolet a commencé par les matériaux de petit gap tels que le silicium et certains matériaux III-V comme le GaP et le GaAsP. Ces matériaux présentent l’inconvénient d’être sensibles à la lumière visible ainsi qu’un vieillissement prématuré sous radiations UV. D’où la nécessité d’insérer des filtres optiques lesquels augmentent la taille et le poids du dispositif tout en réduisant le rendement quantique global du système.

Depuis une vingtaine d’année, une nouvelle génération de photodétecteurs UV est apparue, fabriqués à partir de semiconducteur de grands gaps tels que le carbure de silicium SiC, le nitrure de gallium GaN et les alliages AlGaN.

➤ Photodétecteurs MSM à base de silicium

Le silicium avec un petit et indirect gap, reste largement utilisé pour la fabrication des composants optoélectroniques. Il présente plusieurs avantages, tels que une grande résistance d’obscurité, un bon coefficient d’absorption, un processus de dépôt à basse température et à faible coût, et une intégration facile. La réponse spectrale du silicium est essentiellement dans le domaine visible et le proche infrarouge. Cependant, beaucoup de travaux ont été réalisés sur ce sujet. Li-Hang [12] a utilisé amorphe-cristallin pour réduire la densité du courant d’obscurité du c-Si MSM-PD de manière significative. Ce dernier avait une 0.35 AW^{-1} et une densité de courant d’obscurité de $0.4 \text{ pA}\mu\text{m}^{-2}$. Medi Li [13] a amélioré le courant de fuite et la sensibilité du PDMSM en ajoutant des couches de a-Si: H

et / ou SiO₂ sur le Si. La hauteur de la barrière de Schottky a été améliorée avec un traitement cryogénique. Le courant d'obscurité pour les films cryogéniques a été trouvé inférieur à celui des films déposés à la température ambiante de un à trois ordre de grandeur. Pour la détection ultraviolet, la responsivité a été trouvée à 0.2 AW⁻¹ à une longueur d'onde de 475 nm dans la référence [14]

La plupart des photodétecteurs MSM à base de silicium ont un courant d'obscurité plus élevé due au courant d'émission thermoionique élevé avec la fuite latéral du courant entre deux électrodes adjacentes.

➤ **Photodétecteurs MSM à base de SiC**

Les excellentes propriétés physiques et électroniques du SiC en ont fait un bon candidat utilisé pour l'optoélectronique. La détection de la lumière dans la gamme spectrale de l'ultraviolet a attiré beaucoup d'attention dans ces dernières années, pour les applications biologiques et chimiques. Comparé au silicium, le SiC dont le gap est large, permet la production des détecteurs ultraviolet avec un courant d'obscurité très petit. Ces derniers fonctionnent à très haute température et sont insensible au rayonnement visible/proche infrarouge. Yan-Kuin Su [15] a procédé à la fabrication d'un photodétecteurs MSM UV à base de SiC en utilisant les matériaux ITO, Ni/ITO et Ni comme électrodes. Il a été constaté que le courant d'obscurité du photodétecteur MSM avec l'ITO comme contact métallique a été extrêmement important. Par ailleurs, l'insertion d'une couche de 10 nm Ni entre les deux a pu réduire considérablement le courant d'obscurité. Il est possible de réaliser un photocourant plus grand contrairement au courant d'obscurité si l'épaisseur des couches de Ni et ITO est correctement réglée.

➤ **Photodétecteurs MSM à base des matériaux III-V**

Récemment, beaucoup d'attentions ont été concentrées sur les matériaux III-V, et plus spécialement les matériaux à base de nitrure à cause de leur large et directe bande interdite, leur vitesse de saturation élevée et leur haute conductivité thermique. Ces propriétés ont rendu ces matériaux potentiellement utiles dans l'optoélectronique. Le GaN est l'un des plus importants des semiconducteurs à bande large. Il est très utilisé dans de nombreux dispositifs optiques pour les applications dans l'ultraviolet-bleu. Toutefois, le GaN est généralement déposé sur les substrats de saphir ou de silicium de carbure, qui sont non

seulement coûteux mais aussi difficile d'être fusionnés dans l'industrie de la microélectronique du silicium actuel. Par conséquent, il est hautement avantageux de faire croître le GaN sur les substrats de silicium. Plusieurs photodétecteurs MSM à base de GaN ont été rapportés [16-21]. Une sensibilité élevée de 0.166 AW^{-1} est atteinte dans la ref [22] à une longueur d'onde de 360 nm, à une polarisation de 5V. Dans la référence [23] la sensibilité a été de 0.187 AW^{-1} pour un photodétecteur MSM à base de GaN, déposé sur un substrat de silicium, en utilisant une couche tampon en β -SiC poreux (PSC) entre les deux.

➤ **Photodétecteurs MSM à base des matériaux II-VI**

Parmi les semiconducteurs qui font partie des matériaux II-VI et qui ont eu un grand intérêt dans la fabrication des composants optoélectroniques ; le sélénure de zinc (ZnSe) et plus particulièrement l'oxyde de zinc (ZnO). Le ZnSe avec une large et directe bande interdite (2,7 eV), a été largement étudié pour des applications en bleu / UV [24,25]. Peu de travaux qui ont utilisé ce matériau pour la fabrication du photodétecteur MSM. Les photodétecteurs MSM à base ZnSe homoépitaxiale avec les contacts métalliques : ITO, TiW et Ni / Au réalisés par la référence [26], ont eu des hauteurs de barrière de Schottky 0,66, 0,695 et 0,715eV, respectivement. A une longueur d'onde de 448 nm, les sensibilités maximales ont été à 120, 50,6 et 28.1mA / W, ce qui correspond à des rendements quantiques de 33,5, 14 et 8% respectivement.

Ces dernières années, le ZnO en concurrence avec le GaN, a été largement utilisé pour la fabrication des composants optoélectroniques ; surtout les photodétecteurs. Il a certains avantages sur GaN comme la disponibilité de cristaux de ZnO d'assez haute qualité et possède une grande énergie d'excitation (60 meV). La technologie de sa croissance cristalline est beaucoup plus simple, résultant ainsi un coût potentiellement plus faible pour les appareils à base de ZnO. Plus récemment beaucoup de travaux ont été réalisés sur le photodétecteur MSM à base de ZnO, en étudiant des différents paramètres, dans le but d'améliorer les performances de ce dernier. Pour un PD MSM à base de ZnO avec un contact métallique en ruthénium (Ru) [27], il a été trouvé que la barrière de Schottky a été à 0.72eV et un rapport photocourant/courant d'obscurité de 225. Le PD MSM à base de ZnO avec des électrodes en or (Au) [28] a généré un photocourant de 25.05 μA , à une

polarisation de 6V pour une longueur d'onde de 350nm. Meiya Li [29] a réalisé des PD MSM à base de ZnO avec différents contacts métallique.

Conclusion

Nous avons au cours de ce chapitre rappelé la théorie de base de la photodétection. Puis nous avons exposé d'une façon générale les différents types de photo détecteurs qui existent dans l'électronique où le photodétecteur métal-semi-conducteur-métal est l'objet de cette thèse. Nous avons aussi détaillé leurs principes de fonctionnement. Nous avons également donné un aperçu sur les matériaux utilisés pour la détection dans l'ultra-violet, l'objectif de notre travail.

Références

- [1] J.P. Maury, "Une histoire de la physique sans les équations", in Vuibert, 2-7117-5269-0, Paris, Oct. 2000.
- [2] Didioer Decoster, Joseph Harari, "Détecteur optoélectronique", Lavoisier 2002.
- [3] G. Lucovsky, M.E. Lasser, R.B. Emmons, "Coherent light detection utilizing solid state photodiodes", in electro-chemical society spring meeting, electronics Div Abstract,p284-285, May 1962.
- [4] H. Inaba, A.E. Siegman, "Microwave photomixing of optical maser outputs with a pin-junction photodiode", in proc. ire , p1823-1824, Aug. 1962.
- [5] L.U. Kibler, "A high-speed point contact photodiode", in proc. ire , p1834-1835, Aug. 1962.
- [6] R.P. Riesz, "High-speed semiconductor photodiodes", in rev. sci. instr., p994-998, Sept.1962.
- [7] L.K. Anderson, "The pin junction photodiode as a detector of light modulated at microwave frequencies", in 1963 international solid-state circuits conf. Digest technical paper, Philadelphia, USA, p114-115, Feb. 1963.

- [8] W. Gartner, “Depletion layer photoeffects in semiconductors”, in physical review, vol.116, p84-87, 1959.
- [10] J.C. Campbell, “High-Gain Bandwidth Product Si/InGaAs avalanche photodetectors”, in conference on optical fiber communication technical digest”, ofc’97, pp35-36, 16-21 Feb 1997.
- [11] Emmanuel Rosencher, Borge Venter. “Optoélectronique”, 2^e édition Dunod.
- [12] Li Hong Lai, Jyh-Chang Wang, Yen-Ann Chen, Tean-Sen Chen, Wen-Chin Tsay, Jyh-Wong Hong “Characteristics of Si based MSM photodetectors with an amorphous-crystalline heterojunction”, Solide-states electronics vol 14, N° 11, pp 1693-1697 1997.
- [13] Meiya Li, Wayne A. Anderson “Si-based metal–semiconductor–metal photodetectors with various design modifications”, Solid-state electronics 51 (2007) 94–101.
- [14] E. Budianu, M. Purica, F. Iacomi, C. Baban, P. Prepelita, E. Manea “Silicon metal-semiconductor–metal photodetector with zinc oxide transparent conducting electrodesThin”, Solid films 516 (2008) 1629–1633.
- [15] Yan-Kuin Su, Yu-Zung Chiou, Chia-Sheng Chang, Shoou-Jinn Chang, Yi-Chao Lin, Jone F. Chen “4H-SiC metal–semiconductor–metal ultraviolet photodetectors with Ni/ITO electrodes”, Solid-state electronics 46 (2002) 2237–2240.
- [16] M. Razeghi , P. Sandvik, P. Kung, D. Walker, K. Mi, X. Zhang, V. Kumar, J. Diaz, F. Shahedipour “Lateral epitaxial overgrowth of GaN on sapphire and silicon substrates for ultraviolet photodetector applications”, Materials science and engineering B74 (2000) 107–112.
- [17] H.Z. Xu, Z.G. Wang, M. Kawabe, I. Harrison, B.J. Ansell, C.T. Foxon “Fabrication and characterization of metal-semiconductor-metal (MSM) ultraviolet

- photodetectors on undoped GaN/sapphire grown by MBE”, *Journal of crystal growth* 218 (2000) 1-6.
- [18] Yuan Tian, Soo-Jin Chua, Hong Wang “Theoretical study of characteristics in GaN metal–semiconductor–metal photodetectors”, *Solid-state electronics* 47 (2003) 1863–1867.
- [19] C.K. Wanga, S.J. Chang, Y.K. Su, C.S. Chang, Y.Z. Chiou, C.H. Kuo, T.K. Lin, T.K. Ko, J.J. Tang “GaN MSM photodetectors with TiW transparent electrodes”, *Materials science & engineering B* 112 (2004) 25–29.
- [20] Y.D. Zhou, C.H. Chen, S.J. Chang, Y.K. Su, P.C. Chang, P.C. Chen, H. Hung, C.L. Yu, S.M. Wang, M.H. Wu “GaN MSM photodetectors with photo-cv annealed Ni/Au electrodes”, *Microelectronics journal* 37 (2006) 328–331.
- [21] Man Zhao a, _, JinheBao a, XiuyingFan a, FengGu a, YongshengGuo a, YongZhang a, MeiZhao a, YufangSha a, FeiGuo a, JianLi b “Effects of thermal annealing on the properties of GaN MSM UV photodetectors”, *Physica B* 404 (2009) 275–277.
- [22] Y.K. Su, P.C. Chang, C.H. Chen, S.J. Chang, C.L. Yu, C.T. Lee, H.Y. Lee, J. Gong, P.C. Chen, C.H. Wang “Nitride-based MSM UV photodetectors with photo-chemical annealing Schottky contacts”, *Solid-state electronics* 49 (2005) 459–463.
- [23] Shiuan-Ho Changa, Yean-Kuen Fang, Kai-Chun Hsu, Tzu-ChiehWei “GaN UV MSM photodetector on porous β -SiC/(1 1 1)Si substrates”, *Sensors and actuators A* 147 (2008) 1–5.
- [24] J.L. Pau, C. Rivera, E. Muñoz, E. Calleja, U. Schühle, E. Frayssinet, B. Beaumont, J.P. Faurie, P. Gibart, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 8275.
- [25] F. Vigue, P. de Mierry, J.P. Faurie, E. Monroy, F. Calle, E. Munoz, *Electron. Lett.* 36 (2000) 826.

- [26] S.J. Chang, T.K. Lin, Y.K. Su, Y.Z. Chiou, C.K. Wang, S.P. Chang, C.M. Chang, J.J. Tang, B.R. Huang “Homoepitaxial ZnSe MSM photodetectors with various transparent electrodes”, *Materials science and engineering B* 127 (2006) 164–168.
- [27] T.K. Lin, S.J. Chang, Y.K. Su, B.R. Huang, M. Fujita, Y. Horikoshi “ZnO MSM photodetectors with ru contact electrodes”, *Journal of crystal growth* 281 (2005) 513–517.
- [28] Zi-Qiang Xu, Hong Deng, Juan Xie, Yan Li, Xiao-Tao Zu “Ultraviolet photoconductive detector based on Al doped ZnO films prepared by sol–gel method”, *Applied surface science* 253 (2006) 476–479.
- [29] Meiya Li, Nehal Chokshi, Robert L. DeLeon, Gary Tompa, Wayne A. Anderson” Radio frequency sputtered zinc oxide thin films with application to metal semiconductor–metal photodetectors”, *Thin solid films* 515 (2007) 7357–7363.



*Etude des couches minces
d'oxyde de zinc*

II.1 Introduction

Pendant de nombreuses années, les principales applications de l'oxyde de zinc étaient situées dans les domaines de l'industrie chimique et pharmaceutique. Actuellement de nouvelles voies de recherches en optoélectronique suscitent un très vif intérêt pour ce matériau car ses propriétés sont multiples. Le ZnO est un semiconducteur à large bande interdite qui émet de la lumière dans l'ultra violet (UV) autour de 374 nm à température ambiante. Le regain d'intérêt que la communauté des semiconducteurs porte à ZnO ces dernières années peut être expliqué par son faible coût, sa toxicité modérée et l'importance de l'énergie de liaison de son exciton qui en fait un bon candidats pour de nombreuses applications optoélectronique dans l'UV. Dans ce chapitre nous présentons les propriétés cristallographiques électriques et optiques de ZnO. Nous donnons un aperçu sur sa croissance et les substrats utilisés pour le dépôt de ses couches minces. Nous présentons les différentes techniques du dépôt de ZnO que nous détaillons brièvement. Nous nous intéressons en particulier à une des méthodes de dépôt des couches minces de ZnO qui est la méthode de la pulvérisation cathodique dont nous décrivons les paramètres influant sur le dépôt de ces couches minces. Et enfin nous présentons les résultats des travaux expérimentaux de dépôt de ZnO sur le saphir par la technique de la pulvérisation cathodique radio fréquence magnétron réalisé par notre partenaire étranger.

II.2 L'oxyde de zinc ZnO

L'oxyde de zinc se présente sous trois phases cristallographiques différentes [1]: la phase B4 (Wurtzite), la phase B3 (Blende) et la phase B1 (Rocksalt). La structure Wurtzite (hexagonale) est la structure thermodynamiquement stable à température ambiante, la structure Blende (cubique) est observée lorsque ZnO est déposé sur certains substrats de symétrie cubiques, et enfin la structure Rocksalt (NaCl) qui est obtenue lorsqu'une pression hydrostatique (10-15 GPa) est appliquée sur la structure Wurtzite. Cette dernière est une phase métastable qui peut persister à pression atmosphérique. Dans ce travail nous nous intéresserons uniquement à la structure de type Wurtzite.

II.2.1 Propriétés cristallographiques

L'oxyde de zinc se cristallise dans les conditions normales suivant une structure de type wurtzite (hexagonale) donnée par la figure II.1. Les anions et les cations forment deux sous-systèmes de structure hexagonale compacte, décalés parallèlement à la direction [0001], généralement appelée axe c . Les paramètres de maille dans le plan (0001) et le long de l'axe c sont donc distincts, ce qui confère à ZnO une anisotropie structurale, dont les conséquences sur les propriétés du matériau sont mesurables. Ces dernières ne sont pas les mêmes selon que l'on considère les directions comprises dans le plan (0001) ou suivant la direction de l'axe c . Les valeurs des paramètres de maille de ZnO sont données dans le tableau II.1, ainsi que sa masse volumique ρ . Dans une structure wurtzite idéale, le rapport c/a vaut 1,633.

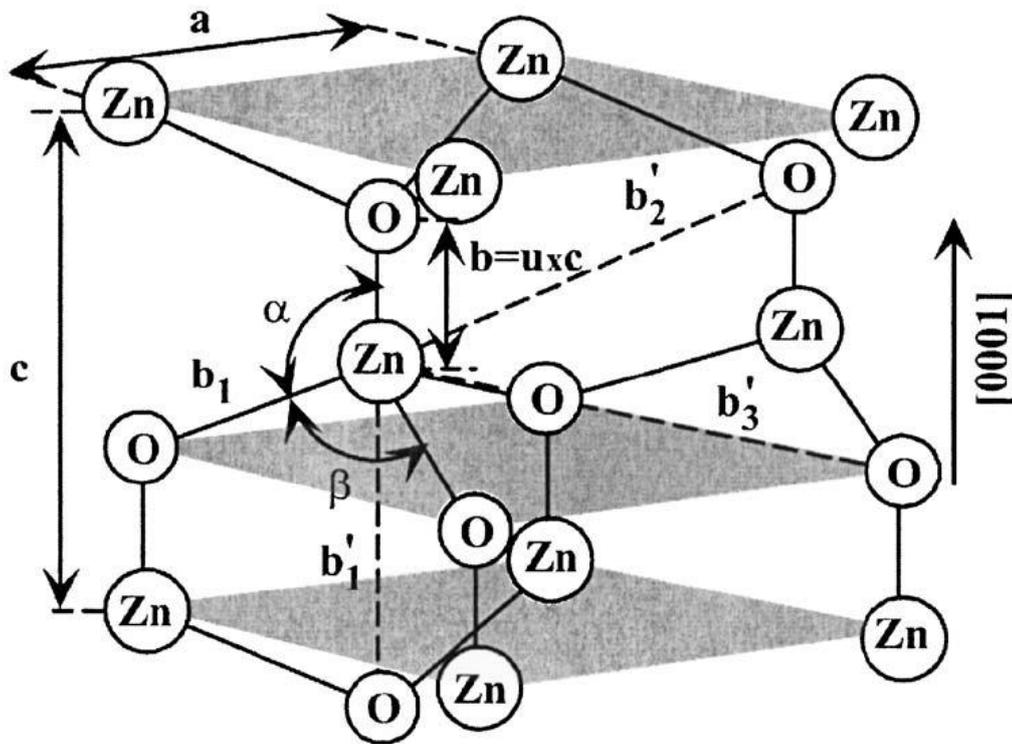


Figure II.1 Structure d'un mono-cristal de ZnO [2].

$a(\text{\AA})$	$c(\text{\AA})$	c/a	$\rho(\text{g/cm}^3)$
3.249	5.206	1.602	5.605

Tableau II.1 Paramètres de maille de GaN, AlN et ZnO dans les deux phases à 300 K
(D'après [3])

II.2.2 Propriétés électroniques

La structure électronique de ZnO a fait l'objet de différentes études théoriques au cours de ces dernières années. C'est un semi-conducteur II-VI qui présente une bande interdite d'environ 3,4 eV, ce qui permet de le classer parmi les semiconducteurs à large bande interdite [4]. Le type p est très difficile à obtenir. La structure de bande de ZnO peut être calculée, en utilisant des calculs généralement basés sur la théorie DFT (Density Fonctionnal Theory) [5,6].

Sur la figure II.2 on observe l'existence d'une bande vide d'états entre 0 et 3,4 eV. Cette bande est la bande interdite ou "gap" du matériau. Le niveau de Fermi d'un monocristal idéal se situe au centre de cette bande. Ces deux caractéristiques confèrent à ZnO son caractère semiconducteur à grand "gap", puisqu'il ne conduit pas le courant mais que la barrière énergétique à franchir pour le rendre conducteur, bien qu'importante, ne suffit pas à faire de lui un isolant.

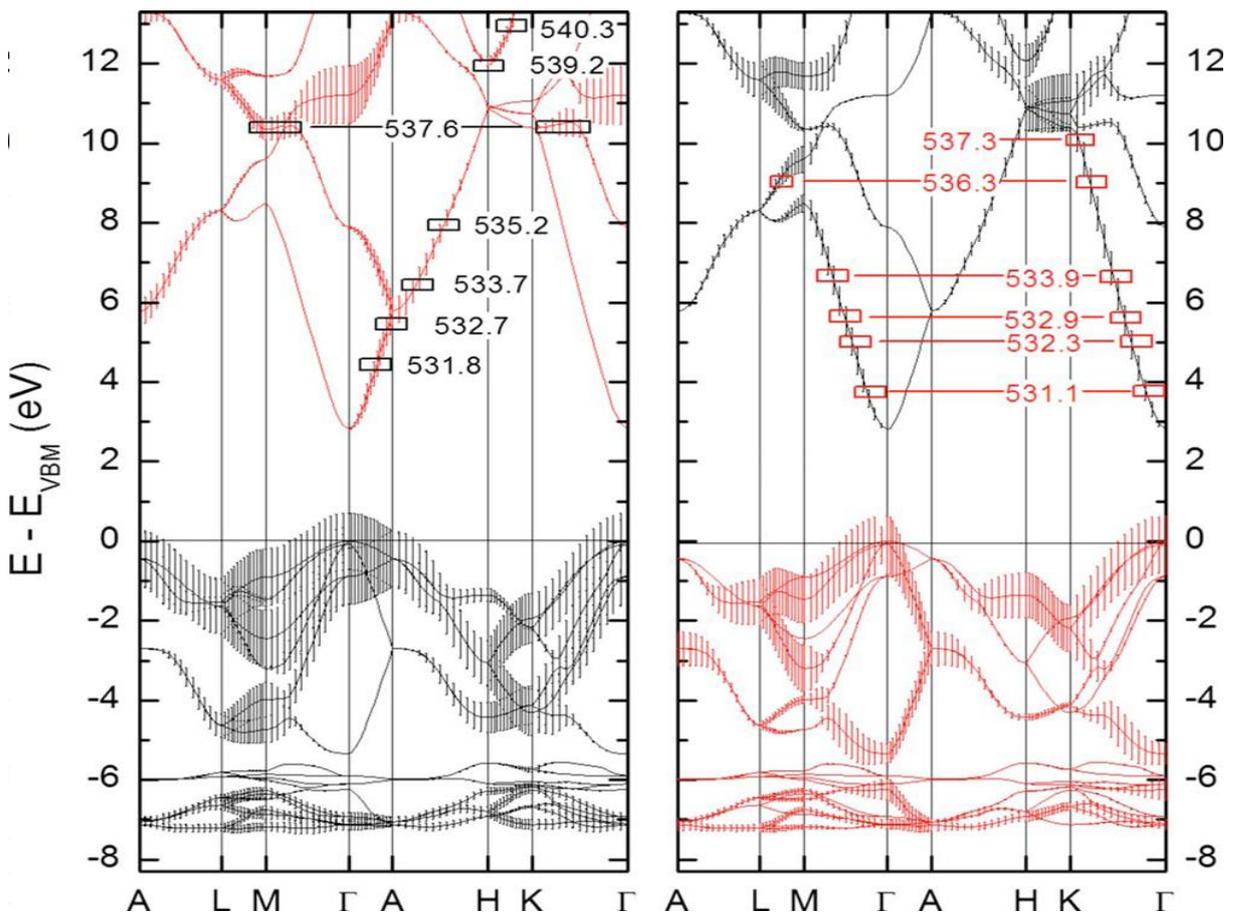


Figure II.2 Structure de bandes de ZnO issue de calculs DFT-LDA [6].

II.2.3 Propriétés optiques

L'oxyde de zinc possède des propriétés optiques très intéressantes du point de vue de l'optoélectronique. Sa structure a été largement étudiée [7,8].comme il a été vu, l'oxyde de zinc est un semi-conducteur à gap direct à température ambiante, La valeur du gap qui correspond à l'énergie nécessaire pour faire passer un électron de la bande de valence (BV) vers la bande de conduction (BC), est un paramètre fondamental pour les applications de type émission de lumière.

L'énergie du premier exciton de ZnO est de 60 meV et celle du second exciton de 15 meV [9]. Ces énergies sont à comparer à l'énergie due à l'agitation thermique : $kT \approx 20$ meV (à température ambiante), cette énergie caractérise la stabilité de l'exciton donc de l'état excité. L'énergie du premier exciton de ZnO est bien supérieure à celle des matériaux semiconducteurs classiques, ce qui en fait un matériau très prometteur pour de possibles applications dans le domaine laser.

L'indice de réfraction (n) est un paramètre important lorsqu'on désire fabriquer des systèmes optoélectroniques. La structure du cristal de ZnO est de type hexagonal compact, ce qui conduit à une anisotropie des propriétés physiques. Dans le cas de l'indice de réfraction on obtient deux indices différents selon l'orientation du cristal, l'un noté n_o (polarisation E parallèle à l'axe c du cristal) et l'autre noté n_e (polarisation E perpendiculaire à l'axe c du cristal). La Figure II.3 montre la dispersion des indices de réfraction n_e et n_o en fonction de la longueur d'onde [10].

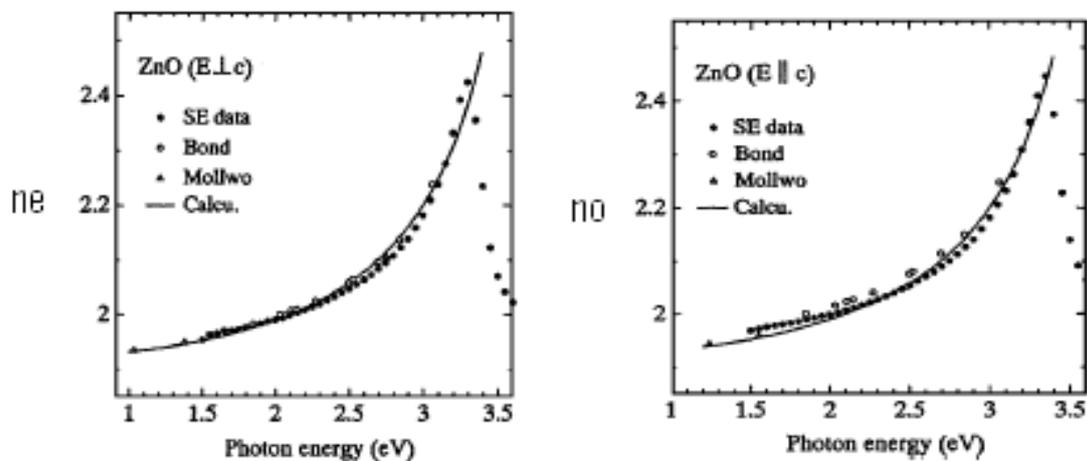


Figure II.3. Courbe de dispersion des indices de réfraction n_e et n_o [10].

II.3 Croissance de l'oxyde de zinc

Grace à leurs excellentes propriétés piézoélectriques, les couches minces de ZnO sont destinées pour des applications dans des dispositifs optiques et acoustiques. Leur tendance de croître suivant une orientation préférentielle (0001) sur plusieurs sortes de substrats, y compris le verre [11], le saphir [12], et le diamant [13], rend leur croissance très importante.

Différentes techniques ont été utilisées pour le dépôt des couches ZnO comme la pulvérisation cathodique radio fréquence magnétron et la pulvérisation cathodique réactive [14], la méthode sol-gel [15], la MOCVD [16] et l'ablation laser [17].

II.3.1 Substrats utilisés

En général les substrats en saphir sont utilisés pour la croissance du ZnO par épitaxie. D'autres matériaux ont été utilisés comme substrats pour le dépôt des couches de ZnO comme le silicium Si [18], le carbure de silicium SiC [19], l'arséniure de gallium GaAs [20, 21], fluorure de calcium CaF [22] et ScAlMgO₄ [23]. Certains matériaux utilisés comme substrat pour le dépôt des couches de ZnO présentent un désaccord de maille qui conduit à des contraintes de dislocation dans ces couches. Le Tableau II.2 présente les paramètres de maille et le désaccord de maille de quelques matériaux utilisés comme substrats pour le dépôt des couches de ZnO. Le ScAlMgO₄ avec ses paramètres de mailles $a = 3.246 \text{ \AA}$ et $c = 25.25.195 \text{ \AA}$ donne un désaccord de maille autour de 0.09%. La qualité cristalline des couches a été énormément améliorée par l'usage de ces substrats.

On envisage une autre solution pour réduire les contraintes de dislocation dans les couches de ZnO, en utilisant des couches tampon qui font améliorer le désaccord de maille entre le substrat et les couches minces du ZnO.

Matériau	Structure cristalline	Paramètres de maille a(Å) c(Å)	Désaccord de maille (%)
ZnO	Hexagonale	3,252 5,213	
GaN	Hexagonale	3,189 5,185	1,8
AlN	Hexagonale	3,112 4,980	4,5
6H-SiC	Hexagonale	3,080 15,117	3.5
Si	Cubique	5,430	40.1
ScAlMgO ₄	Hexagonale	3,246 25,195	0.09
GaAs	Cubique	5,652	42.4

Tableau II.2 Paramètres de maille de certains matériaux utilisés comme substrats pour le dépôt du ZnO.

II.3.2 Les techniques de dépôts des couches minces de ZnO

Il existe de nombreuses techniques de dépôt du ZnO qui sont réparties en méthodes chimiques et méthodes physiques. Les méthodes chimiques se scindent en deux : les dépôts en solution et les dépôts en phase vapeur. Pour les méthodes physiques, on retrouve les techniques de dépôts classiques de la microélectronique comme la pulvérisation sous toutes ses formes, l'évaporation par faisceau d'électrons, par laser ou bien par faisceau d'ions. La Figure II.4 résume le classement de toutes ces méthodes.

1. Dépôts chimiques en phase vapeur

Les méthodes par CVD permettent de réaliser des dépôts à partir de précurseurs gazeux qui réagissent chimiquement pour former un film solide déposé sur un substrat. Les méthodes de synthèse les plus utilisées sont :

- le dépôt par décomposition de composés organométalliques (MOCVD) soit à pression atmosphérique [24] ou à basse pression [25] ;
- le dépôt par pyrolyse d'aérosol, appelée aussi « spray pyrolysis » à partir de solutions aqueuses ou alcooliques d'un sel de zinc ; cette technique est très employée surtout pour les oxydes car les dépôts sont élaborés sous atmosphère normale [26] ;

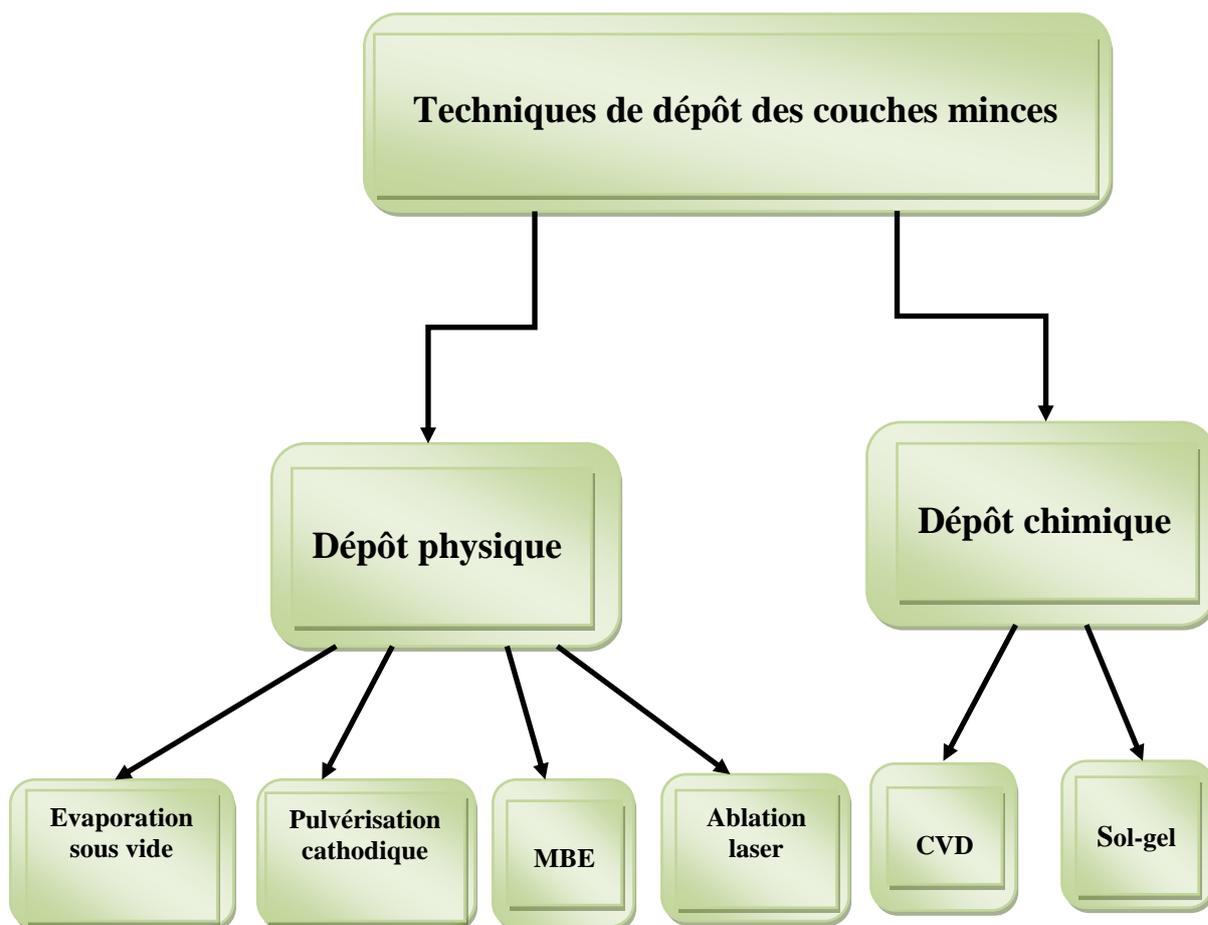


Figure II.4 synoptique des différentes techniques du dépôt du ZnO

- le dépôt par couche atomique (ALD) [27] ou epitaxiée (ALE) [28] et la photo-ALE [29] ;
- le dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) [30], la photo-CVD [31], et récemment le dépôt électrophorèse pour les films « nanofils » de ZnO [32].

Les principaux avantages de ces techniques sont de permettre la cristallisation de films sans avoir recours à un recuit, de pouvoir contrôler la composition durant le dépôt, de réaliser un dépôt d'épaisseur et de composition uniformes possédant en plus une excellente adhérence. Cependant ces techniques ont l'inconvénient de donner des films contaminés par les résidus des précurseurs et celui d'avoir une température de réaction souvent élevée.

2. Dépôts physiques en phase vapeur

Les procédés par PVD regroupent principalement l'évaporation, l'ablation laser et la pulvérisation sous toutes ses formes. Dans la réalisation d'une couche on peut distinguer les trois étapes suivantes :

- la création de la ou des espèces à déposer, sous forme d'atomes, de molécules ou de clusters (groupes d'atomes ou de molécules),
- le transport de ces espèces en phase vapeur de la source vers le substrat,
- le dépôt sur le substrat et la croissance de la couche.

3. La pulvérisation cathodique

Depuis les premières recherches sur le ZnO, une des techniques de sa croissance les plus utilisées était la pulvérisation (pulvérisation cathodique DC, pulvérisation RF magnétron, et pulvérisation réactive). Comparée à d'autres méthodes, la pulvérisation magnétron était la méthode préférée en raison de son faible coût, la simplicité et les basses températures de dépôt.

a. Principe de la pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique peut être définie comme étant un phénomène d'éjection des atomes de la surface d'une cible sous l'influence d'un bombardement ionique. Ce bombardement est obtenu en ionisant généralement de l'argon par une décharge électrique produite au voisinage de la cible, et créée sous une pression réduite (0,1 à 100 Pa) figure II.5. Ce gaz ionisé, qui contient principalement des atomes neutres d'argon, des ions Ar^+ et des électrons, est appelé plasma. La cible sur laquelle est appliqué un potentiel négatif subit le bombardement des ions Ar^+ extraits du plasma. Une partie d'entre eux est réfléchié mais la plupart transfèrent leur énergie au matériau à pulvériser. Leur énergie est suffisamment élevée (10 à 1000 eV) pour rompre les liaisons chimiques du matériau cible (2 à 10 eV) lors de la collision et conférer des énergies élevées de l'ordre de 10 à 40 eV aux atomes éjectés. Ces atomes (ou clusters d'atomes) traversent le plasma avant de se condenser sur un substrat pour former la couche mince. Le bombardement de la cible par les ions Ar^+ provoque également l'émission d'électrons secondaires très énergétiques (environ 10% des ions Ar^+ incidents) qui entretiennent la décharge en ionisant les molécules de gaz rencontrées sur leur parcours.

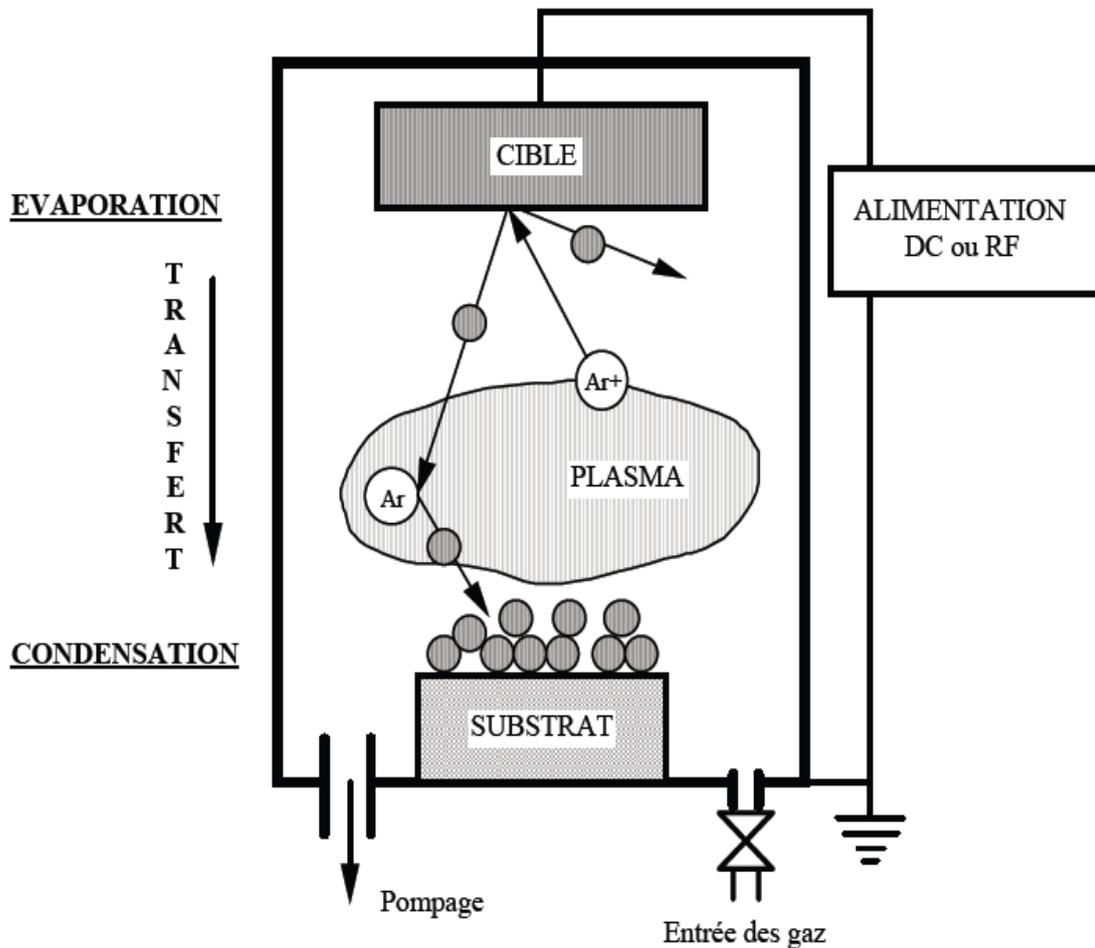


Figure II.5 Schéma de principe du procédé de pulvérisation cathodique

Plusieurs variantes de pulvérisation cathodique existent. Les méthodes utilisant une tension continue pour polariser la cathode (DC), ne peuvent être utilisées pour déposer des isolants, car les charges s'accumulent sur la surface de la cible, et entraînent l'arrêt de la pulvérisation. Pour tourner cette difficulté, on module à haute fréquence la tension appliquée (pulvérisation cathodique radiofréquence), ce qui permet de déposer des couches conductrices, isolantes et semi-conductrices. Dans le cas des substrats fragiles, le défaut de la pulvérisation est lié au nombre et à l'énergie des particules bombardant le substrat. Il est donc nécessaire de déterminer ces variables et leur comportement selon les conditions de dépôt.

b. La pulvérisation réactive

La pulvérisation réactive permet de déposer des couches à composition variable en ajustant le pourcentage de gaz réactif (oxygène, azote, ...). Les réactions peuvent se produire en phase gazeuse pendant le transport des atomes éjectés, sur le substrat ainsi qu'à la surface de la cible. Le principal inconvénient de cette méthode réside donc dans sa complexité. C'est le cas de la pulvérisation de cibles métalliques de chrome ou de titane [33] sous un mélange argon/oxygène. Un faible pourcentage d'oxygène conduit à des couches métalliques. En augmentant la quantité de gaz injectée, on modifie considérablement le processus de pulvérisation à la surface de la cible. Les réactions de cette surface avec l'oxygène vont conduire à une couche mince d'oxyde de chrome. Mais la transition par laquelle le matériau déposé passe d'un métal à un oxyde stœchiométrique est relativement abrupte rendant le point de transition assez difficile à régler.

c. La pulvérisation cathodique radiofréquence

L'utilisation d'une tension alternative (à une fréquence radio fixée par convention à 13,56 MHz) permet de neutraliser les charges accumulées au cours de chaque cycle à la surface d'une cible isolante. Alors qu'à cette fréquence, les ions sont pratiquement insensibles au champ RF, les électrons oscillent dans ce champ. Ainsi, le nombre d'électrons arrivant sur la cible pendant une alternance positive est supérieur au nombre d'ions qui arrivent pendant l'alternance négative. Il y a donc apparition d'une charge négative sur la cible créant un potentiel continu négatif appelé potentiel d'auto-polarisation. Ce champ continu permet d'accélérer les ions formés dans le plasma qui ont une énergie suffisante pour pulvériser le matériau cible.

d. La pulvérisation magnétron

L'utilisation de systèmes RF conduit à un bombardement intense de la couche en croissance par les électrons secondaires très énergétiques ainsi qu'à de faibles vitesses de dépôt.

La pulvérisation magnétron permet de limiter ces problèmes. Dans ce dispositif, un champ magnétique est concentré au voisinage de la cible (figure II.6) et, orienté de manière à ce que les lignes de champ soient parallèles à la surface bombardée par les ions. Les électrons secondaires, émis sous l'effet de l'impact des ions, sont piégés devant la cible et augmentent considérablement la densité ionique de la zone de plasma située devant le

matériau à déposer. Il en résulte une augmentation du phénomène de pulvérisation ainsi qu'une baisse de l'échauffement du substrat lié au bombardement des électrons secondaires. Certains auteurs ont élaboré des films minces de ferrites spinelles présentant une phase pure et une composition proche de celle de la cible [34,35,36] par pulvérisation cathodique radiofréquence associée ou non au procédé magnétron. Toutefois, la stoechiométrie en oxygène peut différer de celle de la cible, en raison d'une légère perte des constituants les plus volatils au cours du transfert cible-substrat. Il est alors possible de remédier à ce défaut en réalisant des recuits post dépôts sous air ou en ajoutant de l'oxygène au gaz de décharge, on parle alors de pulvérisation réactive.

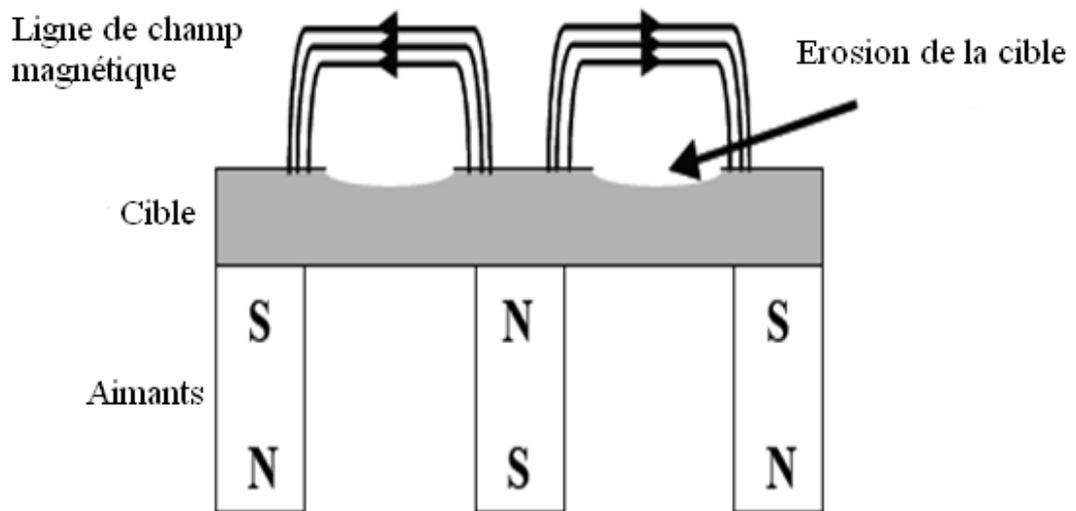


Figure II.6 Schéma de principe du procédé magnétron

II.4 Procédure expérimentale

II.4.1 Dépôt des couches minces ZnO par pulvérisation cathodique magnétron radio fréquence

Cette partie expérimentale a été réalisée en collaboration avec le Docteur Ahmed NAHHAS, de l'université d'Oum el qurra, Arabie Saoudite. Un cahier de charge a été réalisé pour étudier l'influence des paramètres de dépôt sur la qualité cristalline du ZnO déposé.

En effet et dans le but de l'amélioration de la structure cristalline des couches ZnO, nous avons évalué l'influence des paramètres de dépôt et du traitement thermique sur la qualité cristalline de ces couches de ZnO déposées epitaxialement sur un substrat de saphir (0001)

par la technique de pulvérisation cathodique radio fréquence magnétron (radio fréquence magnétron sputtering).

La figure II.7 montre le schéma du diagramme du système de la pulvérisation cathodique magnétron en radiofréquence utilisée dans cette étude.

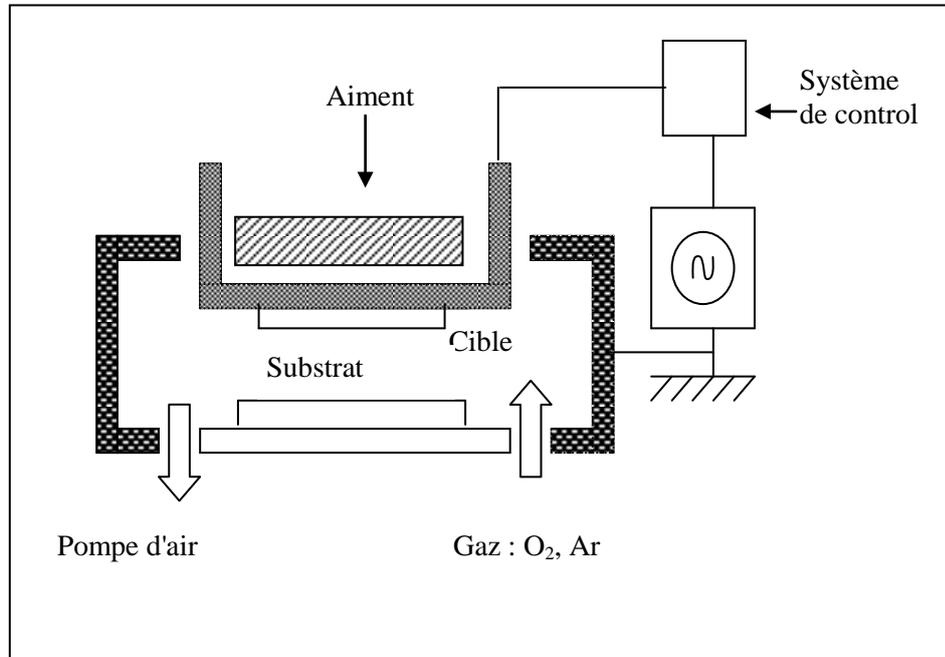


Figure II.7: Schéma du système de pulvérisation cathodique radio fréquence magnétron.

Les couches minces de ZnO sont déposées épitaxialement sur du saphir (0001). Les paramètres de dépôt maintenus durant la préparation des couches ZnO sont donnés dans le tableau II.3. Avant la création du plasma dans la chambre de croissance on dépose l'échantillon de saphir dans cette dernière et on pompe le système à une pression de base de 10^{-6} Torr par une pompe turbo moléculaire. La cible est déposée ensuite dans une atmosphère d'argon pur. L'épaisseur des couches obtenues est de 1 μ m. Différentes températures de substrat ont été utilisées.

Paramètres de déposition	Condition
Puissance Rf	20- 70 W
Substrat	Plaque de Saphir (0001)
Cible	2 N-ZnO pur
Distance cible-substrat	1.75-2.5 inch
Température de substrat	400-750°C
Composition du gaz	Ar ou ArO ₂ (50:50)
Pression du gaz	1 – 10 mTorr
Taux de croissance	1 – 2 um/h

Tableau II.3: Conditions utilisées pour le dépôt des films ZnO.

En effet nous avons étudié l'effet de la distance entre la cible et le substrat, l'effet de la puissance de dépôt et l'effet du recuit post dépôt sur la structure.

II.4.2 Influence des paramètres du dépôt

II.4.2.1 Effet de la puissance du réacteur

La figure II.8 montre la variation de l'épaisseur de la couche en fonction de la puissance de dépôt. Cette caractéristique montre que l'épaisseur de la couche augmente avec l'augmentation de la puissance de dépôt. En effet l'augmentation de la puissance fait augmenter le taux de croissance parce que l'énergie cinétique des particules augmente. D'autre part l'augmentation de la puissance des ions du gaz ambiant entraîne un inconvénient sur la stabilité du dépôt en engendrant des collisions non souhaitées. L'optimisation de ce paramètre de dépôt est alors importante.

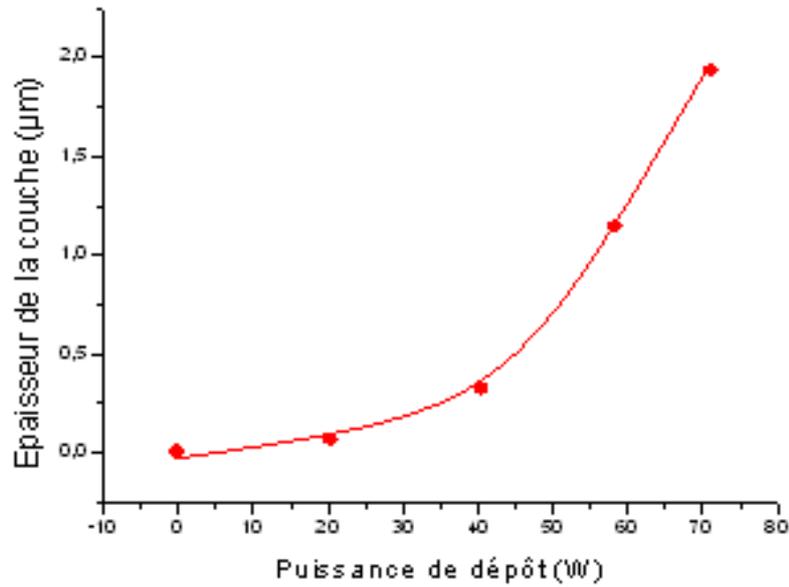


Figure II.8 : Variation de l'épaisseur de la couche en fonction de la puissance de dépôt.

II.4.2.2 Effet de la distance cible-substrat

En plus de l'influence de la puissance de dépôt sur le taux de croissance, nous avons remarqué que ce dernier est aussi affecté par la distance cible-substrat. La figure II.9 montre la variation du taux de croissance en fonction de la distance entre la cible et le substrat. La diminution de cette distance mène à une augmentation du taux de croissance parce que beaucoup de collisions entre les particules du gaz ambiant auront lieu, conduisant ainsi à un dépôt instable. Par contre si on augmente la distance entre la cible et le substrat les collisions entre les particules du gaz seront réduites et la mobilité au niveau de la surface sera diminuée, mais l'épaisseur de la couche sera aussi réduite. D'où la recherche des conditions optimales des paramètres de dépôt, est alors nécessaire.

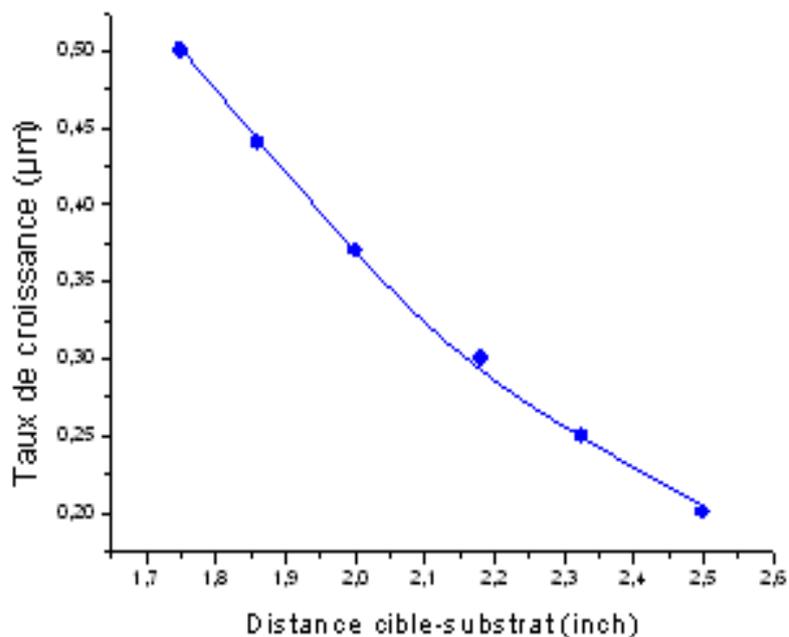


Figure II.9 : Variation de la vitesse de croissance en fonction de la distance cible-substrat.

II.4.2.3 Influence du traitement thermique

Les couches ZnO ont subi un recuit thermique aux températures à 700°C, 800°C, 900°C et 1000°C pour éliminer les défauts et améliorer les propriétés structurales et électriques. Les échantillons sont restés à chaque température pendant 30 minutes puis ils sont refroidis lentement

L'orientation cristallographique de ces couches recuites a été caractérisée par la diffraction rayon X à balayage 2 θ .

La figure II.10 montre premièrement la cristallinité de nos couches déposées. Deux pics séparés et nets de ZnO et de saphir sur notre figure (II.8).

En outre, l'influence de la température post-dépôt est un paramètre important, en effet la variation de la température de recuit entre 700°C et 1000°C améliore considérablement la structure cristalline. Au delà de 1000°C, on risque d'avoir un effet négatif à cause de la volatilité du ZnO.

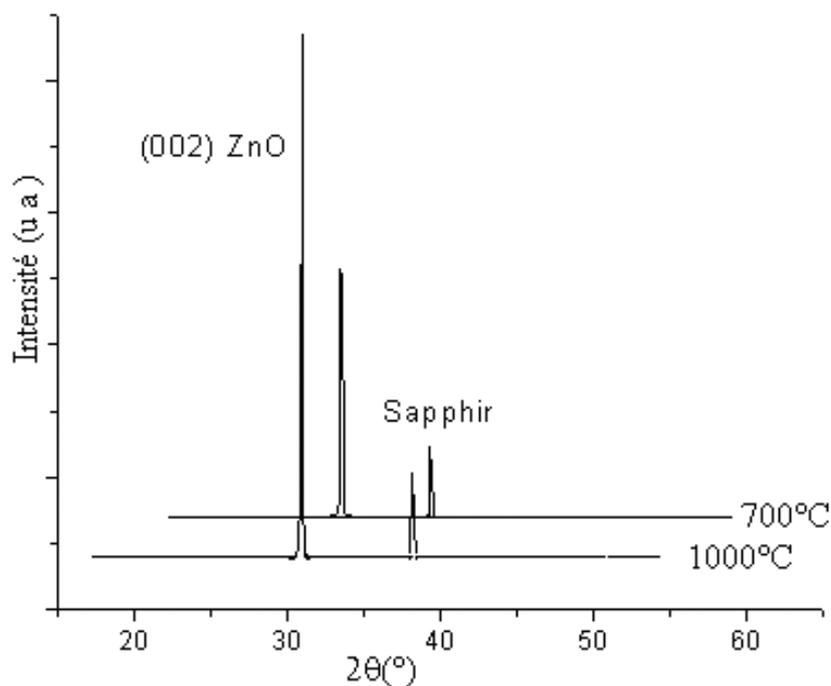


Figure II.10 : Diffraction X à balayage 2θ du film ZnO déposé à différentes températures.

La figure II.11 montre la caractéristique du montage Oméga « rocking curve » des couches ZnO qui ont subi un recuit thermique à des températures de 700°C, 800°C, 900°C et 1000°C.

Il est apparent que la largeur à mi-hauteur (FWHM ; full width at half maximum) diminue quand on augmente la température. D'où l'amélioration de la structure cristalline. Le recuit au dessous de la température de 1000°C aura une influence négative à cause de la volatilité du ZnO.

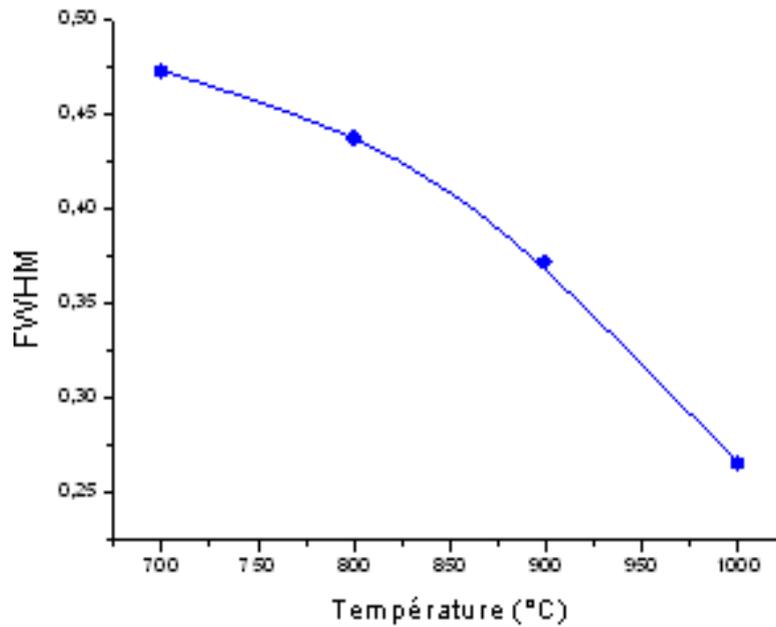


Figure II.11: Evolution du FWHM du ZnO après le traitement thermique.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les propriétés du ZnO. Nous avons décrit sa structure cristalline, ses propriétés électroniques et optiques. Nous avons donné un aperçu sur sa croissance et les substrats utilisés pour le dépôt de ses couches minces. Différentes techniques du dépôt de ZnO ont été brièvement détaillées, en particulier la méthode de la pulvérisation cathodique ; où nous avons décrit les paramètres influant sur le dépôt de ces couches minces. Dans ce cadre, nous avons exposé les résultats expérimentaux de dépôt de notre couche de ZnO par la méthode de pulvérisation cathodique radio fréquence magnétron réalisé par notre partenaire. Nous avons trouvé les conditions optimales de dépôt. Nous avons démontré aussi l'effet positif du traitement post dépôt. En effet les couches obtenues aux températures de traitement sont meilleures que celles qui n'ont pas subit le traitement L'utilisation des températures au delà de 1000°C est déconseillé à cause de la volatilité du ZnO.

Références

- [1] Kevin Laurent “Etude expérimentale de la microstructure et des propriétés électriques et optiques de couches minces et de nanofils d’oxydes métalliques (δ -Bi₂O₃ et ZnO) synthétisés par voie électrochimique”.
- [2] R. W. G. Wyckoff, Crystal Structures, vol. 1, Inter science publishers, inc. New York (1960) 19.
- [3] H. L. Hartnagel, A. L. Dawar, A. K. Jain, C. Jagadish, “Semiconducting transparent thin films”. Bristol and Philadelphia: Institute of physics publishing, (1995)
- [4] V. Srikant, D. R. Clarke, J. App. phys., **83** (1998) 5447.
- [5] Preston, A. R. H., Ruck, B. J., Piper, L. F. J., DeMasi, A., Smith, K. E., Schleife, A., Fuchs, F., Bechstedt, F., Chai, J., et Durbin, S. M., “Band structure of ZnO from resonant x-ray emission spectroscopy”, Physical review B, 78(15), pp. 155114–4, 2008.
- [6] Schroer, P., Krueger, P., et Pollmann, J., “First-principles calculation of the electronic structure of the wurtzite semiconductors ZnO and ZnS”, Physical review B, 47(12), p. 6971, 1993.
- [7] Ü. Özgür, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S. J. Cho, and H. Morkoç. “A comprehensive review of ZnO materials and devices”. j. appl. phys., 98 : 041301, (2005).
- [8] A. Ashra_ and C. Jagadish.” Review of zincblende ZnO : stability of metastable ZnO Phase”. j. appl. phys., 102 : 071101, (2007).
- [9] R.T. Girard, O. Tjernberg, G. Chiaia, S. Söderholm, U.O. Karlsson, C. Wigren, H. Nylen, I. Lindau, “Electronic structure of ZnO(0001) studied by angle-resolved photoelectron spectroscopy”. Surface science, 373 (1997) 409.

- [10] Y.S. Park, J.R. Shneider, "Index of refraction of ZnO", journal of applied physics, **39** (1968) 3049.
- [11] T. Yamamoto, T. Shiosaki, A. Kawabata, "Characterization of ZnO piezoelectric films prepared by rf planar-magnetron sputtering", j. appl. phys, 51, 3113(1980).
- [12] T. Mitsuyu, S. Ono, K. Wasa, "Structures and saw properties of rf-sputtered single-crystal films of ZnO on sapphire", j. appl. phys, 51, 3113(1980).
- [13] A. Hachigo, H. Nakahata, K. Higaki, S. Fujji, S. Shikata, j. appl. phys, 65, 2556(1994).
- [14] K. Prabakar, Choongmo Kim, and Chongmu Lee Cryst. res. technol. 40, No. 12 (2005).
- [15] T. Schuler, M.A. Aegerter, "Optical, electrical and structural properties of sol gel ZnO:Al coatings", Thin solid films 351 (1999) 125.
- [16] J.L. Deschanvres, B. Bochu, J.C. Joubert, j. phys. 4 (3) (1993) 485.
- [17] H. Kim, A. Pique, J.S. Horwitz, H. Murata, Z.H. Kafafi, C.M.Gilmore, D.B. Chrisey, "Effect of aluminum doping on zinc oxide thin films grown by pulsed laser deposition for organic light-emitting devices", thin solid films 377(2000) 798.
- [18] R. J. Lad, P. D. Funkenbusch and C. R. Aita, J. Vac. sci., technol. **17**, 808(1980).
- [19] M. A. L. Johnson, S. Fujita, W. H. Rowland, J., W. C. Hughes, J. W. Cook and J. F. Schetzina, J. Electron. Mater., **21**, 157(1992).
- [20] W. Shih and M. Wu, "Growth of ZnO films on GaAs substrates with a SiO₂ buffer layer by RF planar magnetron sputtering for surface acoustic wave applications" J. Cryst. Growth, **137**, 319(1994).

- [21] D. Hwang, K. Bang, M. Jeong, and J. Myoung, "Effects of rf power variation on properties of ZnO thin films and electrical properties of p–n homojunction", *J. Cryst. Growth*, 254, 449(2003).
- [22] H. J. KO, Y. F. Chen, Z. Zhu, T. Hanada and T. Yao, "Effects of a low-temperature buffer layer on structural properties of ZnO epilayers grown on (1 1 1) CaF₂ by two-step MBE", *J. Cryst. Growth*, 208, 389(2000).
- [23] A. Ohtomo, K. Tamura, K. Saikusa, K. Takahashi, T. Makino, Y. Segawa, H. Koinuma, M. Kawasaki, "Single crystalline ZnO films grown on lattice-matched ScAlMgO₄(0001) substrates", *Appl. Phys. Lett.*, 75, 2635(1999).
- [24] **B.J. Yang, L.C. Chen, X.W. Fan, J.Y. Zhang, Z.H. Zheng, Y.M. Lu, Z.P. Guan, A.H. Yang, S.M. Wang** "Growth and optical bistability of Zn_{0.78}Cd_{0.22}Se-ZnSe multiple quantum wells by metalorganic", *Chemical Vapor Deposition Journal of Crystal Growth*, volume 138, issues 1-4, 2 April 1994, pages 629-632.
- [25] Caihong Jia, YonghaiChen, GenhuaLiu, XianglinLiu, ShaoyanYang, ZhanguoWang Growth of "C-oriented ZnO films on (001)SrTiO₃ substrates by MOCVD", *Journal of Crystal Growth* 311 (2008) 200–204.
- [26] R. Ayouchia, F. Martinb, D. Leinen, J.R. Ramos-Barradoa, "Growth of pure ZnO thin films prepared by chemical spray pyrolysis on silicon", *Journal of Crystal Growth* 247 (2003) 497–504.
- [27] J.W. Elama, Z.A. Sechrista, S.M. Georgea, ZnO_yAl₂O₃ "Nanolaminates fabricated by atomic layer deposition: growth and surface roughness measurements", *Thin Solid Films* 414 (2002) 43–55.
- [28] El Bekkaye Yousfi, Jacques Fouache, Daniel Lincot "Study of atomic layer epitaxy of zinc oxide by in-situ quartz crystal microgravimetry", *Applied Surface Science* 153 2000. 223–234.

- [29] K. Saito, Y. Watanabe, K. Takahashi, T. Matsuzawa, B. Sang, M. Konagai, "Photo atomic layer deposition of transparent conductive ZnO films", solar energy materials and solar cells., 49 (1997) 187-193.
- [30] Jianguo Lu, Zhizhen Ye, Jingyun Huang, Lei Wang, Binghui Zhao "Synthesis and properties of ZnO films with (1 0 0) orientation by ss-cvd" applied surface science 207 (2003) 295-299.
- [31] S.J. Baik, J.H. Jong, C.H. Lee, W.Y. Cho, &K.S. Lim, "Highly textured and conductive undoped ZnO film using hydrogen post-treatment", appl. phys. lett. **70**, 3516 (1997).
- [32] Y.C. Wang, I.C. Leu, M.H. Hon, "Dielectric property and structure of anodic alumina template and their effects on the electrophoretic deposition characteristics of ZnO nanowire arrays", j. appl. phys. **95**, 1444 (2004)
- [33] N.Martin, C.Rousselot, C.Savall, F.Palmino, "Characterizations of titanium oxide films prepared by radio frequency magnetron sputtering", thin solid films, 287, (1996), 154.
- [34] L.Bouet, "Poudres fines et couches minces de ferrites spinelles substitués (Molybdène/Cobalt/Manganèse) : élaboration, propriétés structurales, magnétiques et magnéto-optiques", thèse, Toulouse, (1993).
- [35] L.Presmanes, "Couches minces de ferrites mixtes de cobalt-manganèse et de cobaltites mixtes de fer-manganèse pour l'enregistrement magnéto-optique", thèse, Toulouse, (1993).
- [36] T.Tanaka, "Relaxation of nonequilibrium in sputter deposited ferrite thin films by heat treatment", proc. icf 8, (2000), 687.

*Photodeteceurs métal-
semiconducteur- métal(MSM)*

III.1 Introduction

Vu la demande des débits élevés avec des coûts et des consommations faibles et la maturité des procédés de fabrication des composants optoélectroniques semiconducteurs, des circuits photoniques intégrés extrêmement complexes sont développés et produit industriellement. Dans ce contexte, grâce à la simplicité de son processus de fabrication et son aptitude à l'intégration monolithique le photodétecteur métal-semiconducteur-métal (MSM PD) a un attractif choix dans le domaine de la photodetection [1,2]. Sa structure planaire conduit à une capacité extrêmement faible ce qui est vivement souhaité pour une large bande passante et des performances à faible bruit [3].

Dans ce chapitre nous présentons la structure et le principe de fonctionnement du photodétecteur MSM. En effet nous exposons la théorie du contact métal-semiconducteur pour le fonctionnement du photodétecteur MSM. Puis nous procédons à une étude théorique du phénomène de transport. Nous présentons aussi les paramètres déterminant la performance du photodétecteur MSM. Et à la fin nous donnons le circuit équivalent du photodétecteur.

III.2 Structure d'un photodétecteur MSM

Un photodétecteur MSM (PD MSM) est constitué de deux contacts Schottky placés sur un semiconducteur non intentionnellement dopé (pur et résistif), sous forme d'un peigne interdigité ou doigts (fingers). La surface libre du semiconducteur entre deux doigts (espace interdoigts) constitue la zone active qui est destinée à absorber la lumière. Avec un espace interdoigts assez petit, il n'y a pas de recombinaison entre les trous et les électrons avant leur collecte par les électrodes. Ceci permet donc de minimiser le temps de transit des porteurs et augmenter l'efficacité des porteurs collectés. La figure 1 présente une structure générale d'un PD MSM.

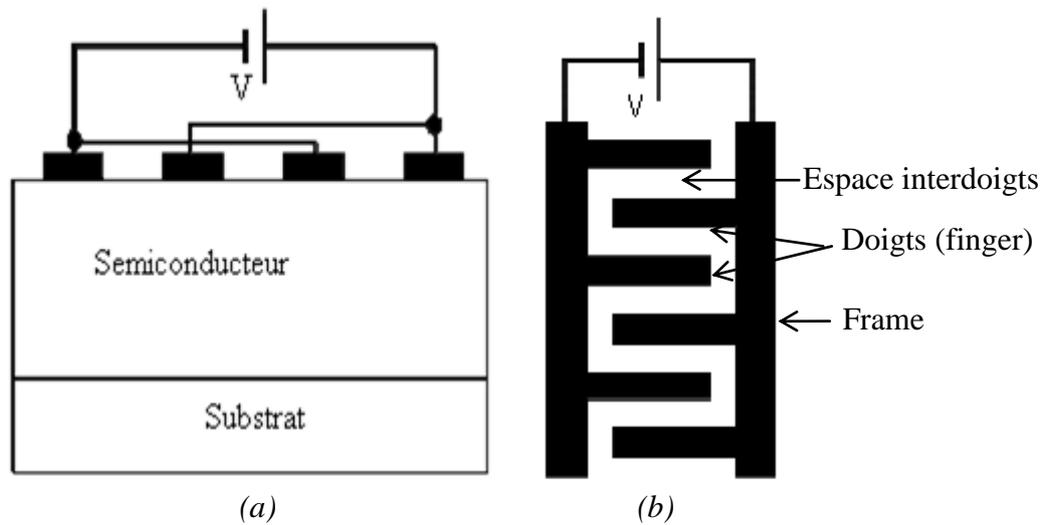


Figure III.1 : (a) structure d'un PD MSM, (b) électrodes interdigitées du contact Schottky.

L'application d'une tension entre les deux électrodes permet la polarisation du dispositif, l'une des jonctions Schottky étant en direct, l'autre en inverse. La lumière incidente absorbée ($h\nu > E_g$) au voisinage de la jonction polarisée en inverse crée des paires électrons-trous qui constituent le photocourant, donc l'électrode polarisée en direct sert à collecter les porteurs créés.

III.3 Principe de fonctionnement d'un PDMSM

La photodiode MSM se comporte comme deux diodes en série placées en inverse l'une par rapport à l'autre comme le montre la figure 2(a).

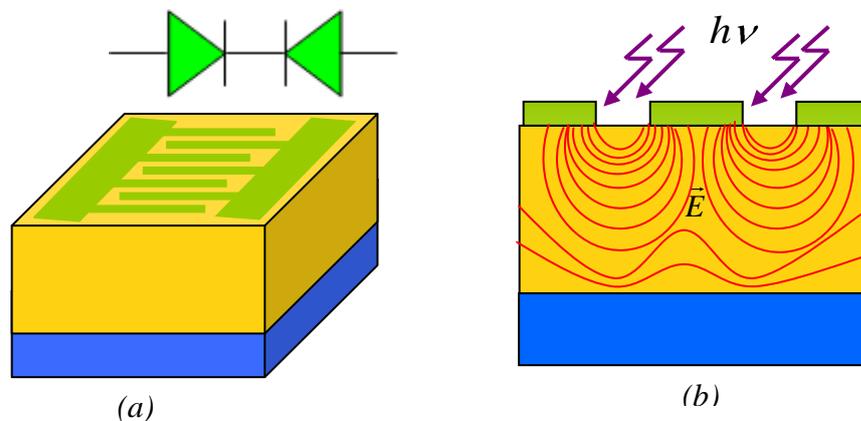


Figure III.2 : (a) PD MSM avec sa structure interdigitée, (b) lignes de champ entre les électrodes

Sous polarisation, l'une des diodes étant forcément en inverse, le courant d'obscurité passant à travers la structure est très faible. Si la tension de polarisation est suffisamment élevée, la zone entre les électrodes est complètement désertée et il y a par conséquent un champ électrique.

Le principe de base de ce photodétecteur est d'absorber la lumière directement à partir de la surface du semiconducteur de sorte que tous les électrons, y compris les électrons à basse énergie, peuvent être détectés. Les paires électron-trou générées sont séparées ensuite par le champ électrique externe appliqué entre les contacts Schottky. La structure en peigne interdigitée des électrodes a permis de collecter les porteurs sur une grande surface de semiconducteur tout en conservant une distance interdoigts courte. En effet, le temps de transit des porteurs entre les limites métalliques doit être inférieur au temps de recombinaison des porteurs afin de pouvoir obtenir le maximum de gain.

La figure 3(b) montre les lignes de courant entre les doigts du contact, et permet ainsi de comprendre que, plus un porteur est photogénéré profondément dans le matériau, et plus il mettra de temps pour rejoindre l'électrode.

Afin de comprendre le fonctionnement des détecteurs de type MSM, il est nécessaire d'étudier l'effet de la polarisation du dispositif l'aide des diagrammes de bandes.

III.3.1 La jonction métal-semi-conducteur

Lorsqu'un métal et un semiconducteur sont mis en contact, une barrière de potentiel se crée à l'interface dont l'expression est donnée par :

$$\Phi_b = e\Phi_m - e\chi \quad 3.1$$

Où e est la charge électrique de l'électron, Φ_m représente le travail de sortie du métal et χ est l'affinité du semiconducteur. La structure de bandes au voisinage de l'interface et le type du contact métal- semiconducteur sont conditionnés par la différence des travaux de sortie du métal et du semiconducteur, le type du semiconducteur ainsi que par la polarisation. Par conséquent deux types de contacts se manifestent

- Un contact ohmique
- Un contact Schottky

Le tableau III. 3 résume les types des contacts métal-semiconducteur selon le travail du sortie du métal et l'affinité et le du semiconducteur.

Photodétecteurs métal-semiconducteur-métal(MSM)

Type du semiconducteur	$\Phi_m > \Phi_s$	$\Phi_m < \Phi_s$
Type N	Contact Shottky	Contact ohmique
Type P	Contact ohmique	Contact Shottky

Le tableau III.1 Type de contact métal- semiconducteur

Le tableau III-1 présente quelques métaux avec leurs travaux de sortie et le tableau et III-2 présente quelques semiconducteurs avec leurs affinités.

Métal		Travail de sortie ϕ_m (volt)
Argent	Ag	4.26
Aluminium	Al	4.28
Or	Au	5.1
Chrome	Cr	4.5
Molybdène	Mo	4.6
Nickel	Ni	5.15
Palladium	Pd	5.12
Platine	Pt	5.65
Titane	Ti	4.33
Tungstène	W	4.55

Tableau III.2 quelques métaux et leurs travaux de sortie.

Semiconducteur		Affinité électronique χ (volt)
Germanium	Ge	4.13
Silicium	Si	4.01
Arsenic de gallium	GaAs	4.07
Arsenic d'aluminium	AlAs	3.5
Oxyde de zinc	ZnO	4.35

Tableau III.3 Quelques semiconducteurs et leurs affinités.

III.3.2 Etude théorique d'un PDMSM

L'évolution générale de la structure de bande d'un PDMSM en obscurité est montrée dans la figure III.3 [4]. Le semiconducteur est supposé de type n et les deux électrodes sont supposées être de différents métaux. Φ_{bn1} Φ_{bn2} sont les hauteurs des barrières des électrons, Φ_{bp1} e Φ_{bp2} sont celle des trous, V_b est la tension de jonction.

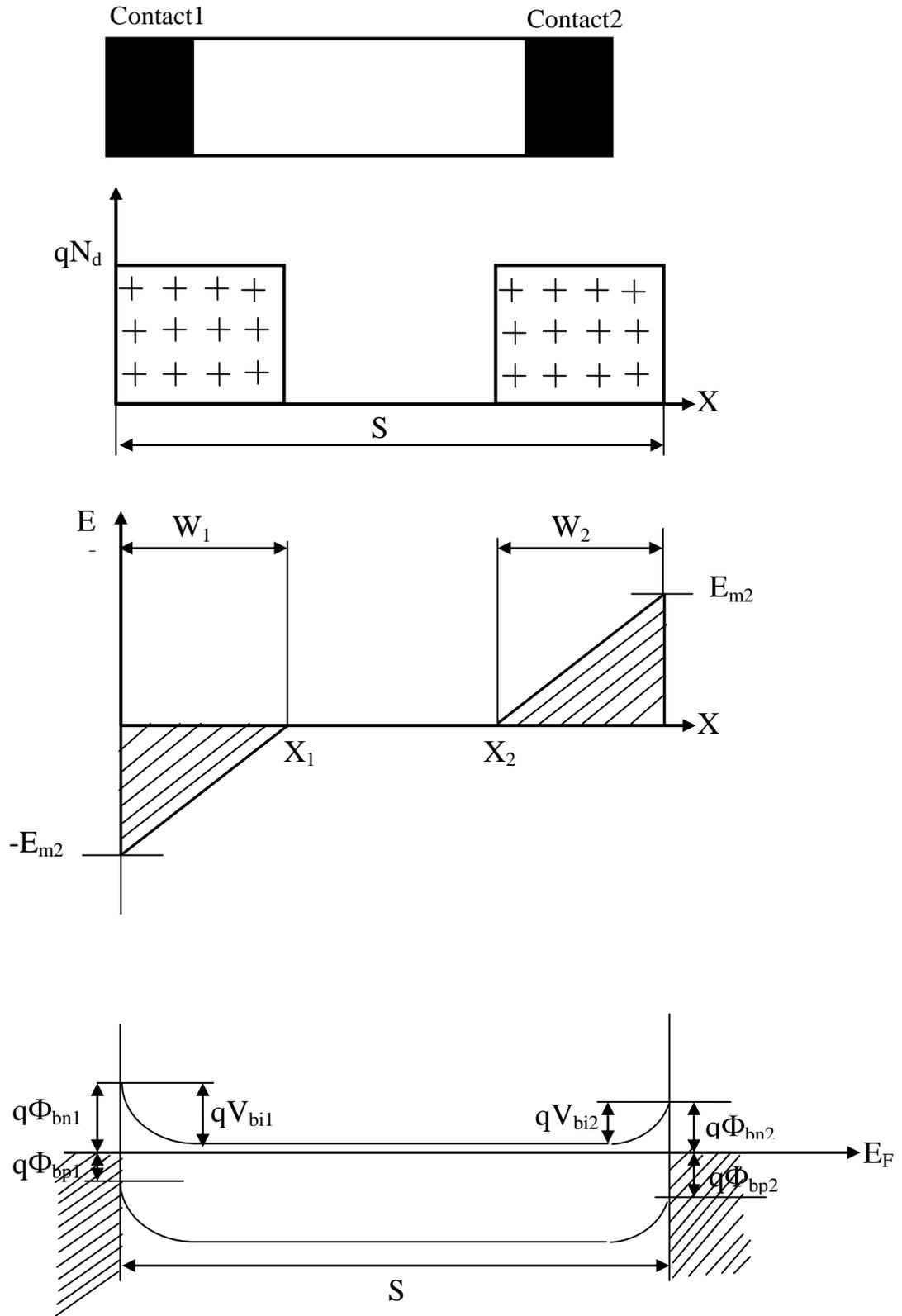


Figure III.3 : (a) structure d'un PD MSM, (b) distribution de charge, (c) champ électrique, (d) diagramme de bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique.

III.3.2.1 A l'équilibre thermodynamique

Les deux zones désertées sont liées au dopage du semiconducteur et à l'énergie d'extraction qui sépare le niveau de fermi dans le métal et dans le semiconducteur du niveau de vide. Les largeurs de ces zones présentées dans la figure 3 (a) sont :

$$W_{1,2} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d} V_{b1}, V_{b2}} \quad 3.2$$

Où N_d est la concentration des donneurs et ε est la permittivité du semiconducteur.

Le semiconducteur étant en générale faiblement dopé, le passage des barrières de potentiel par les porteurs se fait principalement par effet thermoélectronique [5], c'est-à-dire que seuls les porteurs ayant suffisamment d'énergie passent au dessus de la barrière. Pour une structure MSM où les deux électrodes sont de même type de métal, nous avons :

$$\phi_{n1} = \phi_{n2} = \phi_n \text{ et } q\phi_{n1} + q\phi_{n2} = E_g$$

et la tension de la jonction $V_b = V_{b1} = V_{b2}$

$$V_b = \Phi_n - \left(\frac{E_C - E_{Fn}}{q} \right) = \Phi_n - \frac{K_B T}{q} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad 3.3$$

E_C est l'énergie de la bande de conduction, E_{Fn} est le niveau de fermi dans le semiconducteur, K_B est la constante de Boltzmann, T est la température et N_C est la densité effective des états dans la bande de conduction. Le bilan de tous les courants à travers les barrières à l'équilibre thermodynamique est nul.

III.3.2.2 Sous polarisation

Lorsqu'on polarise le PD MSM, la jonction1 se polarisant en inverse (V_1), alors que l'autre est en direct (V_2), comme le montre la figure 3(b). Le processus de conduction est déterminé par les densités de courants d'électron J_{n1} et J_{n2} et de trous J_{p1} et J_{p2} . Pour des surfaces de contact égales et en négligeant les processus de recombinaison à l'intérieur de la zone neutre entre les deux régions d'épuisement, nous avons:

$$J_{n1} = J_{n2}, J_{p1} = J_{p2} \quad \text{et} \quad J_{\text{dark}} = J_n + J_p$$

V est la tension entre les deux contacts $V=V_1+V_2$. Deux tensions appliquées particulières qui dépendent de la structure du MSM considérées sont définies. La première est la tension de désertion totale notée V_{DT} , la seconde est la tension de bande plate, qu'on note V_{BP} . Nous allons voir la définition de ces deux tensions dans les prochains paragraphes.

- $V < V_{DT}$

La zone désertée de la jonction1 s'étend pendant que celle de la jonction2 diminue légèrement. Le courant J_{n1} est le courant d'émission thermoionique des électrons au niveau de la cathode :

$$\Delta\Phi_{n1} = \sqrt{\frac{qE_{m1}}{4\pi\epsilon_s}} \quad 3.4$$

Le champ électrique maximum E_{m1} à la cathode est :

$$E_{m1} = \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon}} \left(V_{b1} + V_{b2} - \frac{K_B T}{q} \right) \quad 3.5$$

$(\phi_{p2} + V_{b2} - V_2)$: La hauteur de la barrière effective, les trous injectés qui diffusent de la jonction2 vers la jonction 1 constituent le courant de trou total.

Généralement le courant de trous est moins petit que le courant d'électrons. Le courant d'obscurité total est la somme des deux courants :

$$J = J_{n1} + J_{p2} \quad 3.6$$

À une basse polarisation, la barrière pour les trous $(\phi_{p2} + V_{b2} - V_2)$ est plus élevée que pour les électrons (ϕ_{n1}) , alors le courant dominant est le courant de saturation inverse des électrons.

En augmentant la tension, la zone de déplétion de la cathode est plus large que celle de l'anode. Un petit courant traverse les barrières (courant de trou dans la jonction direct et celui des électrons pour la jonction inverse). Pour les trous, la barrière est rapidement réduite avec l'augmentation de la tension, mais elle est encore plus élevée comparée à la barrière des électrons à la cathode. Donc le courant total est dû principalement à la diffusion des électrons. C'est dans ces conditions qu'on définit la tension de désertion totale V_{DT} , qui est atteinte lorsque la zone désertée de la jonction en inverse rejoint celle de

la jonction polarisée en direct c'est à dire lorsque $W_1+W_2 = s$ où s est la distance interélectrodes. Pour une structure ayant les électrodes du même métal on a :

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d}} (V_1 + V_b) \quad 3.7$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d}} (V_b - V_2) \quad 3.8$$

Le maximum de la tension appliquée est localisé au niveau de la cathode. $V_1=V=V_{DT}$ et $V_2=0$ dans $W_1+W_2=s$. l'expression de la tension de désertion totale est donnée :

$$V_{DT} = \frac{qN_d s^2}{2\varepsilon} - s \sqrt{\frac{2qN_d}{\varepsilon}} V_b \quad 3.9$$

Une déplétion totale peut être aussi produite même à une polarisation nulle, lorsque l'espace interélectrode s est assez petit. Utilisant l'équation 3.1 avec $V_{DT}=0$ ou $W_1+W_2=0$, s est définit comme :

$$S_{\text{déplétion}} = \sqrt{\frac{8\varepsilon V_b}{qN_d}} \quad 3.10$$

• $V > V_{DT}$

Si on continue d'augmenter la tension de polarisation, la zone de déplétion de la cathode augmente, tandis que la zone de déplétion de l'anode continue à diminuer. A une tension dite tension de bande plate V_{BP} , W_1 atteint la valeur de l'espace interdoigt s et W_2 s'annule. Le champ électrique varie linéairement de $x = 0$ à $x = s$. les expressions des champs maximums au niveau de la cathode et l'anode sont :

$$E_{m1} = \frac{V + V_{BP}}{s} \quad 3.11$$

$$E_{m2} = \frac{V - V_{BP}}{s} \quad 3.12$$

V_{BP} est la tension de bande plate V_{BP} , atteinte lorsque $W_1=s$, $W_2=0$.

Lorsque la tension appliquée excède V_{DT} , la région neutre (x_2-x_1) devient nulle

$$\bullet V > V_{BP}$$

A une polarisation plus élevée, la bande d'énergie à $x=s$ devient plate et le champ électrique sera nul. Si on prend $x = s$, le champ maximum à la cathode devient :

$$E_{m1} = \frac{sqN_d}{\epsilon} \tag{3.13}$$

Et la tension de la bande plate est :

$$V_{BP} = \frac{qN_d s^2}{2\epsilon} \tag{3.14}$$

La tension maximale (tension de claquage), appliquée à la structure MSM est limitée par un phénomène de claquage proche au champ électrique maximum à la cathode. La définition du champ maximum E_{m1} noté au claquage E_{BD} induit à un maximum de tension dite tension de claquage dont l'expression est la suivante :

$$V_{BD} = E_{BD} s - V_p \tag{3.15}$$

Pour des tensions supérieures à V_{BP} , une augmentation lente du courant de trou est apparue qui est due à l'abaissement de la barrière Schottky.

Le processus de claquage est lié soit à l'ionisation par choc dans le matériau semiconducteur, soit au passage des barrières de potentiel des jonctions métal-semiconducteur par effet tunnel.

En conclusion, la tension de polarisation optimale d'un tel composant doit être réglée avec soin de façon à obtenir de bonnes performances dynamiques sans dégradation.

III.4 La sensibilité

La réponse d'un PD MSM (sensibilité) est le photocourant généré par rapport à la puissance optique incidente:

$$R = \frac{I_{ph}}{P_{op}} \tag{3.16}$$

Cette grandeur est indépendante de la surface active du composant.

Le photocourant est donné par $I_{ph} = q\eta\phi = qG$, où G le taux de génération des paires électron-trou par unité de temps.

La puissance optique est $P_{op} = h\nu\phi$ et ϕ est le flux de photons atteignant la surface active par unité de temps.

L'équation 3.16 deviendra :

$$R = \frac{q\eta}{h\nu} = \eta \frac{q\lambda}{hc} = \eta \frac{\lambda(\mu\text{m})}{1.24} \quad 3.17$$

Si le phénomène de multiplication se manifeste dans le photodétecteur c'est à dire que chaque paire électron-trou crée par choc des électrons libres (ionisation par impact) sous l'effet d'un champ élevé, la réponse peut être écrite :

$$R = G_i \eta \frac{\lambda(\mu\text{m})}{1.24} \quad 3.18$$

G_i est le gain interne défini comme le nombre des électrons produit par le nombre de paires électrons- trous photogénérés.

La réponse du photodétecteur dépend fortement de l'onde incidente λ et l'efficacité quantique externe $\eta_{\text{ext}}=\eta$ avec ($0 \leq \eta \leq 1$). Cette dernière est définie comme le nombre des paires électron-trou créées et collectées aux électrodes par le nombre de photons incidents. L'efficacité quantique interne η_i est le nombre des paires électron-trou créées par le nombre de photons absorbés. Donc l'efficacité externe dépend du coefficient d'absorption α (intensité d'absorption optique) de la couche semiconductrice et son épaisseur d .

$$\eta \sim (1 - e^{-\alpha d}) \quad 3.19$$

Les photons incidents ne seront pas tous absorbés complètement à cause aux propriétés d'absorption de la couche semiconductrice et de réflexion r produisent à la surface.

$$\eta \sim (1 - r) \quad 3.20$$

Une partie des porteurs générés proche à la surface du détecteur vont être recombinés rapidement à cause des centres de piégeage et les défauts associés à la structure et ils ne participent pas à la conduction. Aussi il aura une perte de photons si le flux n'est pas focalisé de façon approprié sur la région active du photodétecteur :

$$\eta \sim \left(\frac{s}{s+w} \right) \quad 3.21$$

s,w sont respectivement l'espace interdoigts et la largeur de doigt.

Finalement l'efficacité quantique est exprimée par :

$$\eta = \eta_i(1-r) \left(\frac{s}{s+w} \right) (1 - e^{-\alpha d}) \quad 3.22$$

Afin d'optimiser la réponse d'un photodétecteur, les différents paramètres qui contribuent à l'efficacité quantique sont exploités par la suite :

III.4.1 Absorption optique

Les transitions électroniques entre les niveaux d'énergies supérieurs de la bande de valence et les niveaux d'énergie inférieurs de la bande de conduction peuvent survenir à partir du transfert d'énergie entre le photon et l'électron. Le photon d'énergie $h\nu$ absorbé peut créer une paire électron-trou lorsque $h\nu \geq E_g = E_c - E_v$, Cette génération de porteurs est dite radiative. L'absorption de la lumière incidente dépend de la probabilité des transitions électroniques qui sont à leur tour liées à la structure de bande du semiconducteur (gap direct ou indirect). La croissance du pic d'absorption peut être due au processus de génération-recombinaison non radiatif SRH (Schrockley Read Hall), dont l'énergie nécessaire des excitons est empruntée à l'agitation thermique du réseau cristallin. C'est l'une des contributions au courant d'obscurité des photodétecteurs, phénomène parasite. La quantité de la lumière absorbée par le matériau est caractérisée par le coefficient d'absorption α (cm^{-1}) :

Pour gap direct :

$$\alpha(h\nu) \sim \alpha_0 \sqrt{\frac{h\nu - E_g}{E_g}} \quad 3.23$$

Pour gap indirect :

$$\alpha(h\nu) \sim \alpha_0 \left(\frac{h\nu - E_g}{E_g} \right)^2 \quad 3.24$$

Le coefficient d'absorption α dépend fortement de la longueur d'onde de la lumière incidente puisque $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$. D'après La variation de α en fonction de l'énergie de gap, l'absorption peut se produire pour $h\nu \leq E_g$, cela est due au processus non radiatif causé par les phonons (urbach tail) et les porteurs libres qui existent dans le matériau.

L'inverse du coefficient d'absorption α^{-1} (cm) donne l'ordre de grandeur de la distance nécessaire pour absorber le rayonnement.

Le passage de la lumière à travers le dispositif induit l'absorption de la lumière et par conséquent, la génération de paires électron-trou. La diminution de l'intensité de la lumière traversant une distance x s'effectue suivant l'expression suivante :

$$\frac{dP_{op}(x)}{dx} = -\alpha P_{op}(x) = G_e h\nu \rightarrow P_{op} = P_0(1 - R)e^{-\alpha x} \quad 3.25$$

Le coefficient d'absorption doit être suffisamment élevé pour que tous les porteurs soient photogénérés dans la zone active de la couche absorbante. Pour une profondeur de 0.1 μ m le coefficient d'absorption est maximum à des longueurs d'onde UV d'après l'étude de carrano et autres [6].

Le coefficient d'absorption dans le GaN hexagonal est de 3×10^4 jusqu'à 1.5×10^5 cm⁻¹

III.4.2 Nature et géométrie des électrodes

Le terme $\left(\frac{s}{s+w}\right)$ introduit l'effet d'ombre des électrodes. Si on utilise des électrodes opaques, on doit diminuer la largeur des doigts par rapport à la distance interdoigts. Mais ceci induit une augmentation de la résistance de contact.

$$R = 2 \frac{R_0}{N_e} \quad 3.26$$

avec

$$R_0 = \rho \frac{L}{A} \quad 3.27$$

R_0 est la résistance d'un doigt, N_e est le nombre de doigts, A et L sont respectivement la surface et la longueur de doigt, ρ est la résistivité du métal.

Si les électrodes sont transparentes, la partie de la lumière incidente bloquée par le métal opaque ($s/s+w$) peut donc pénétrer jusqu'au semiconducteur. L'efficacité quantique est améliorée ainsi. La sensibilité augmente du fait que le matériau transparent agit comme une couche antiréfléchissante (ARC: antireflection coating) qui a permis la réduction de 35% des réflexions de Fresnel qui se produisent à la surface en absence d'ARC [7].

Par conséquent, La réponse spectrale est liée principalement au trois facteurs : l'épaisseur de la couche active, la géométrie des électrodes et la surface de réflexion.

Si les électrodes utilisées sont transparentes avec la présence de ARC ($r=0$), la réponse est définie par l'expression :

$$R = \frac{q\lambda}{hc} (1 - e^{-\alpha d}) \eta_i \quad 3.28$$

Si la métallisation est opaque et un ARC est déposée, la réponse est :

$$R = \frac{q\lambda}{hc} (1 - e^{-\alpha d}) \eta_i \left(\frac{s}{s+w} \right) \quad 3.29$$

Si la métallisation est opaque avec l'absence d'ARC, la réponse s'écrit :

$$R = \frac{q\lambda}{hc} (1 - e^{-\alpha d}) \eta_i \left(\frac{s}{s+w} \right) (1 - r) \quad 3.30$$

III.5 Processus de conduction dans la structure PDMSM

Le courant de transport de la structure MSM est basé sur plusieurs processus. La caractérisation des mécanismes de courant dépend du matériau de semiconducteur, la concentration du dopage, l'épaisseur de la couche active, la hauteur de la barrière de Schottky, la surface du dispositif (passivation, ARC) et l'interface entre le métal et le semiconducteur (états de surface, pièges, couches isolantes). De plus, les conditions de mesure tel que la tension de polarisation, la longueur d'onde, l'intensité de la lumière ainsi que la température affectent le comportement du courant.

Les équations de base utilisées dans la modélisation de photodétecteur incluent l'équation de poisson et l'équation de continuité et de courant pour les électrons et les trous. L'analyse 1D est appliquée dans la plupart des modèles proposés [7, 8] est simple et donne une estimation des caractéristique du composant mais elle est insuffisante.

Les caractéristiques en DC du courant d'obscurité peuvent être modélisés en utilisant le courant tunnel J_{tun} et l'émission thermoïnique de la densité J_{obs} dans deux différents domaine de tensions : tensions inférieure aux conditions de bande plate ($V < V_{BP}$) et tensions supérieures à la tension de bande plate ($V \geq V_{BP}$, saturation).

III.5.1 Photocourant

Le photocourant dans le PD MSM dépend de la tension appliquée et de l'intensité de la lumière. Le photocourant total est la somme des photocourants à la cathode et à l'anode :

$$J_{ph} = qG(W_1 - W_2) \quad 3.31$$

Où W_1, W_2 sont les largeurs de la zone de déplétion et G est le taux de génération de porteur, c'est-à-dire le nombre de paires électrons trous par unité de temps et de volume. A la déplétion totale, la longueur de la région non déplétée est $x_2-x_1=0$.

Le taux de génération de paires électrons-trous induit par la lumière à la surface est en fonction de x est donné par :

$$g(x) = \Phi_0 \alpha e^{-\alpha x} \quad 3.32$$

Avec : $\Phi_0 = \frac{P_{opt}}{h\nu A}$ est le flux de photon incident par unité de surface et α est le coefficient

d'absorption du semiconducteur. Prenons en compte l'effet de l'efficacité quantique η_i (le nombre de paires électrons-trous générés par photon incident) et l'épaisseur d de la couche active, le taux de génération devient:

$$G = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{P_{opt} \eta_i}{h\nu A} \alpha e^{-\alpha x} dx = (1 - e^{-\alpha d}) \frac{P_{opt} \eta_i}{h\nu A d} \quad 3.33$$

A la bande plate, la zone de déplétion de la cathode atteint l'anode, le champ alors est nul.

Pour une polarisation $V > V_{BP}$, le photocourant est caractérisé par :

$$J = qG_s \quad 3.34$$

L'augmentation de la tension de polarisation implique un claquage à la cathode. Les élévations de courant d'obscurité examinant la réponse de la lumière (effet de génération de porteurs) menant à l'effet de charge d'espace. Puisque pour l'avalanche la tension de claquage est très élevée, la cause la plus probable de claquage habituellement est l'effet tunnel.

En DC, le photocourant pour une structure MSM est :

$$I_{ph} = \left(\frac{s}{s+w} \right) (1 - r)(1 - e^{-\alpha d}) \frac{qP_{opt}\eta_i}{h\nu} \quad 3.35$$

Cette expression est valable lorsque la tension de polarisation est supérieure à la tension de bande plate, c.à.d. à la saturation de courant.

III.5.2 Circuit équivalent à faible signaux

Le comportement dynamique d'un photodétecteur MSM est déterminé par sa capacité et ses résistances d'accès

- **Résistance**

La résistance série R_s correspond au métal des électrodes, utilisant le modèle en DC, la résistance par doigt est égale à :

$$R_0 = \rho \frac{l}{A} \quad 3.36$$

Où ρ est la résistivité du métal, et $A=hw$ dont h est l'épaisseur du métal, w est la largeur de doigt et l la longueur. Donc pour les deux électrodes, la résistance totale du détecteur est la somme des deux résistances connectées en série. Donc l'expression de la résistance série deviendra :

$$R_s = \frac{R_0}{N_{elec}} \quad 3.37$$

Des électrodes de petites dimensions et une surface élevée permet de minimiser la résistance.

- **Capacité**

La capacité d'obscurité d'un PD MSM peut être approximer par deux modèles physiques : modèle 1D de l'approximation de la région de déplétion [9] et 2D conformal mapping technique [10].

Le modèle 2D donne l'expression de la capacité suivante :

$$C_{obs,2} = C_{obs} A = L(N_f - 1) \frac{(\epsilon_s + \epsilon_d) K(k)}{w + s K(k')} \quad 3.38$$

Cette dernière équation indique la dépendance de la capacité avec la longueur et la largeur des doigts.

Une comparaison entre des valeurs de capacité mesurés en pratique et ceux calculés théoriquement a indiqué l'existence de d'autres effet qui s'ajoute à la capacité tel que la lumière optique et la capacité de frame [10], l'expression de la capacité devient :

$$C_{\text{Total}} = C_{\text{Doigt}} + C_{\text{frame}} + C_{\text{lumière}} \quad 3.39$$

Le circuit équivalent à la structure PD MSM à faible signaux proposés dans l'étude [4], et [10] respectivement est :

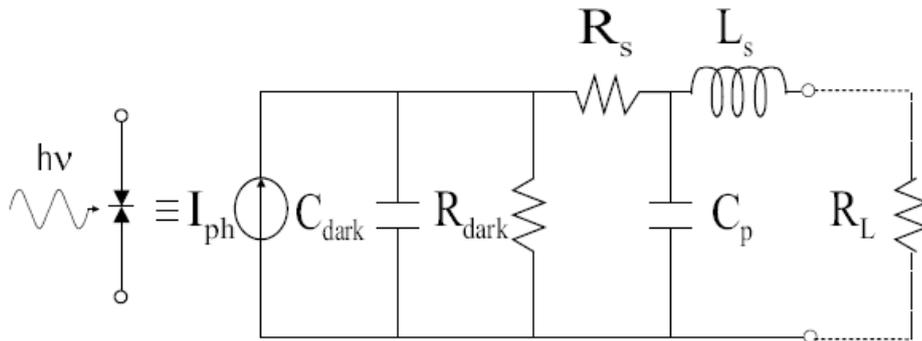


Figure III.6 : schémas équivalents d'un PDMSM.

III.6 Influence des paramètres géométriques sur les performances du photodétecteur

La rapidité et la quantité des porteurs collectés déterminent la vitesse de réponse et l'efficacité quantique du détecteur. Pour ce faire l'un des termes important est la capacité intrinsèque du PD MSM. Une analyse classique de la structure planeaire [10] a montré que l'expression de la capacité des électrodes par unité de surface et donnée par :

$$C = \frac{(\epsilon_s + \epsilon_d) K(k)}{w + s K(k')} \quad 3.40$$

Où ϵ_s et ϵ_d sont les permittivités du semiconducteur et du substrat respectivement, w et s sont la largeur du doigt et la distance interdoigts respectivement.

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{1 - k^2(\Phi)}} \quad 3.41$$

Avec $k = \tan^2 \left(\frac{\pi w}{4(w+s)} \right)$ et $k' = \sqrt{1 - k^2}$

Le rapport $\frac{K(k)}{K(k')}$ est donné par l'expression suivant :

$$\frac{K(k)}{K(k')} = \frac{1}{2\pi} \text{Ln} \left[2 \frac{\sqrt{1+k} + \sqrt[4]{4k}}{\sqrt{1+k} + \sqrt[4]{4k}} \right] \quad 3.42$$

Les fréquences de coupure liée à l'effet de capacité et au transit de porteurs sont données respectivement par :

$$f_{tr} = \frac{1}{2\tau\pi} \quad 3.43$$

$$f_t = \frac{1}{2\pi RC} \quad 3.44$$

Où τ est le temps de transit moyen, estimé par :

$$\tau = \frac{s}{2v_d} \quad \text{Avec } v_d : \text{vitesse de saturation des porteurs}$$

La largeur de bande résultante est définie ainsi comme :

$$f_{tot} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\tau^2 + (RC)^2}} \quad 3.45$$

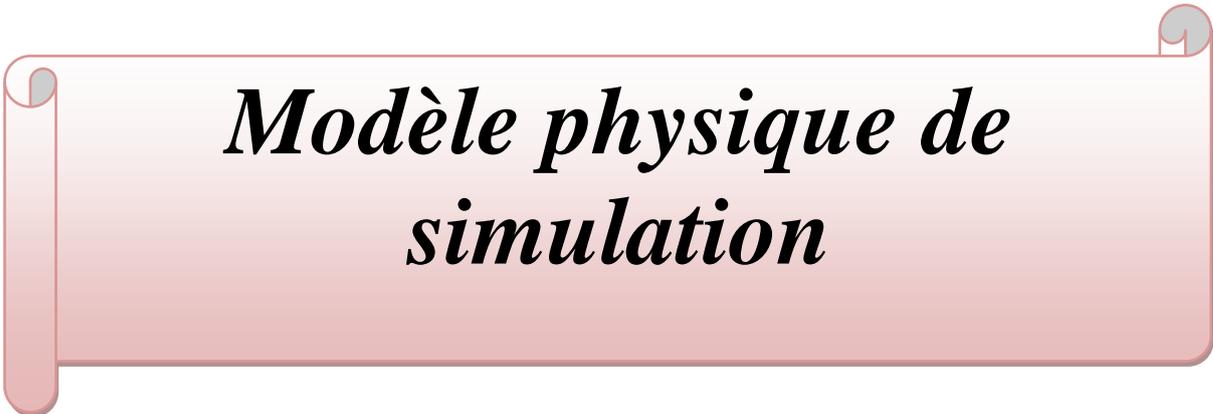
Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre des généralités sur la structure du photodétecteur MSM, puis nous avons exposé une théorie générale sur ce dernier. Les propriétés électriques et optiques des PD MSM ont été définies dans cette étude théorique afin de caractériser les différents paramètres qui influent sur les performances de ce dispositif. Et comme la performance du photodétecteur MSM est principalement déterminée par le temps de transit des porteurs en excès entre les électrodes et la capacité due au contact métallique, une conception d'une géométrie adéquate des électrodes interdigitées devient nécessaire pour l'amélioration de la réponse du photodétecteur. Pour cela nous avons procédé à une étude sur l'influence de la géométrie des contacts d'un photodétecteur MSM à base de ZnO sur ses performances, que nous allons présenter dans le chapitre IV.

Références

- [1] K. Litvin, J. Burm, D. Woodard, W. Schaff, and L. F. Eastman, «High speed optical detectors for monolithic millimeter wave integrated circuits,” in *IEEE MIT-S Dig.*, vol. 2, 1993, pp. 1063-1066.
- [2] S. Y. Chou and M. Y. Liu, “Nanoscale tera-Hertz metal-Semiconductor-metal photodetectors,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp.2358-2368, 1992.
- [3] L.K. Wang, Z.G. Ju, C.X. Shan, J. Zheng, D.Z. Shen, B. Yao, D.X. Zhao, Z.Z. Zhang, B.H. Li and J.Y. Zhang, “ MgZnO metal–semiconductor–metal structured solar-blind photodetector with fast response” *Solid State Communications* 149 (2009) 2021_2023.
- [4] D.Decoster, J.Harari, “détecteurs optoelectronique” livre, (2002).
- [5] Zce Y.C.Lee, et al, “A comparative study of electrical characteristics of metal-semiconductor-metal MSM) photodiode based on GaN grown on silicon”. Université de Malaysia, (2005).
- [6] J K Kim, H W Jang, “GaN metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetector with IrO₂ Schottky contact” . université Pohang, Kyungbuk 790-784, Korea (2002).
- [7] J.C Carrano T.Li, “Very High-Speed Ultraviolet photodetectors Fabricated on GaN” université de texas à Austin, (1998).
- [8] E. Monoroy, F. Calle, “Low noise AlGaIn metal-semiconductor-metal photodiode” *Electronics Letters* vol.35 N 3 Université de Madrid ,(1999).
- [9] Cheolung Cha, “Broad-band and scalable circuit-level model of MSM PD for co-design with preamplifier in front-end receiver application”. Thèse de doctorat, (2004).

- [10] Katri Honkanen “Fabrication and modeling of SOI and GaAs MSM photodetectors and a GaAs-based integrated photoreceiver” . Thèse de doctorat Université de technologie Helinski FINLAND.



***Modèle physique de
simulation***

IV.1 Introduction

Par manque d'équipements adéquat pour la réalisation des photodecteurs à base de ZnO avec contacts interdigités et afin de définir la meilleur géométrie des contacts donnant les meilleurs performances, nous nous sommes donnés comme tâche principale la modalisation du phénomène de transport des photodecteurs MSM (ZnO) et de trouver les caractéristiques électrique sous obscurité et sous illumination et de valider notre modèle à posteriori avec les résultats expérimentaux effectués par notre partenaire sur la base de nos résultats théoriques.

La performance d'un photodecteur MSM nécessite une optimisation du design du composant par une connaissance des propriétés du matériau en particulier les propriétés de transport. Les propriétés du matériau sont déterminées à partir de leurs structures de bandes. Il est alors possible d'utiliser ces données dans un programme développé à partir duquel la compréhension et l'optimisation du design du composant sont possibles. Dans ce cadre précis, un modèle est réalisé afin de décrire la dynamique des porteurs dans le composant. Dans ce chapitre, nous présentons un modèle bidimensionnel de type drift-diffusion fondé sur l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de courant. Les termes de génération et de recombinaison sont pris en compte afin de prendre en considération les radiations externes. Notre modèle permet de déterminer l'influence de plusieurs paramètres sur les performances de la structure, particulièrement les paramètres géométriques du contact métallique. Nous présentons aussi les résultats de simulation obtenus. Ainsi nos résultats de simulation sont comparés avec les résultats expérimentaux afin de valider notre modèle.

IV-2 Description de la structure

Nous nous intéressons à l'étude d'un photodecteur MSM à base de ZnO. Les contacts métalliques interdigités sont l'aluminium. L'hypothèse du contact ohmique est prise en compte. Différentes dimensions de la structure sont utilisées pour arriver à une optimisation adéquate qui permet d'avoir le minimum possible du courant d'obscurité et le maximum possible du photocourant.

Notre structure de base du MSM planaire à modéliser est constituée par une couche de semiconducteur désignant la couche absorbante. Deux contacts métalliques qui s'interpénètrent sous la forme d'un peigne interdigité, sont déposés sur cette couche absorbante, formant ainsi deux diodes disposées en tête de bêche. L'une polarisée en direct et l'autre en inverse.

IV-2-1 Paramètres géométrique de la structure

La figure IV.1 présente la structure générale d'un photodétecteur MSM avec ses paramètres géométriques.

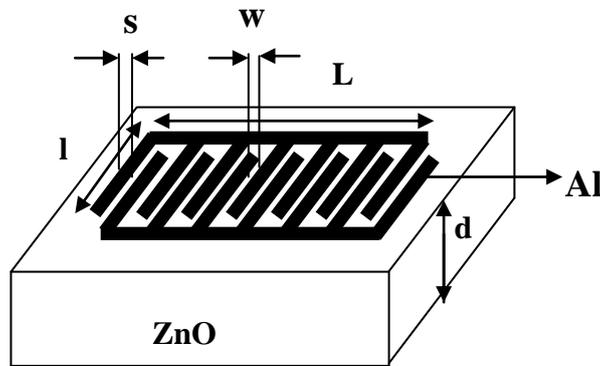


Figure IV.1: Schéma de la structure MSM.

Ces paramètres géométriques sont s , w , d , l , L et d qui représentent la distance interdoigts, la largeur du doigt, la longueur du doigt, la longueur de l'électrode et l'épaisseur de la couche absorbante respectivement.

La surface libre du semiconducteur entre deux contacts constitue la zone active destinée à absorber la lumière pour la génération du photocourant.

Vu la symétrie de la géométrie des électrodes interdigitées et pour faciliter le calcul nous avons traité seulement une cellule unitaire où les limites latérales sont au milieu des deux électrodes adjacentes (figure IV.2).

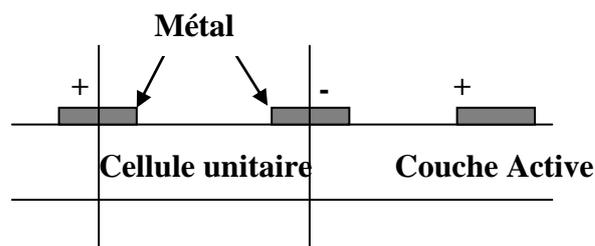


Figure IV.2: la cellule unitaire utilisée pour la simulation.

IV-2-2 Paramètres physiques de la structure

Les couches épitaxiales du ZnO utilisés sont de type N déposées sur un substrat de saphir (0001) par la technique RF- magnetron sputtering (chapitre II) [1,2]. Le contact métallique

interdigité est l'aluminium. Les paramètres utilisés dans notre simulation sont regroupés dans le tableau IV.1 [14, 15, 16].

Paramètre		valeur
l'affinité du ZnO	χ	4,35 eV
le travail de sortie de l'aluminium	Φ_m	4,28 eV
Concentration des porteurs libres	n_i	$2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Epaisseur de la couche active	d	1 μm
La masse effective de l'électron	m_e	0.24 m_o
La masse effective du trou	m_p	4.12 m_o
La durée de vie des électrons	τ_n	3 μs
La durée de vie des trous	τ_p	7 μs

Tableau IV.1: Les paramètres utilisés dans la simulation

IV-2 Modèle théorique

Notre modèle est basé sur la résolution des équations de Maxwell [3] Sous les hypothèses suivantes :

- 1 un champ magnétique extérieur nul ;
- 2 une température uniforme dans toute la structure;
- 3 un matériau homogène et isotrope.

Ces équations sont simplifiées [4], conduisant à un système de cinq équations de base, connues sous le nom des équations de Shockley [5] : l'équation de Poisson, deux équations de courant et deux équations de continuité.

IV-2-1 Equations fondamentales

1. L'équation de Poisson

L'équation de poisson relie le champ électrique à l'intérieur du semiconducteur du composant et la densité de charge. Elle est déduite de la loi de Gauss [6]:

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \tag{4.1}$$

$$\vec{E} = -\nabla\psi \tag{4.2}$$

$$\nabla^2 \psi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad 4.3$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$$

Où ε_0 est la permittivité du vide et ε_r est la permittivité du semiconducteur.

$$\rho = q(p - n + N_D - N_A) \quad 4.4$$

2. Les équations des courants

L'apparition des courants électriques dans le semiconducteur est due au champ électrique et au gradient des concentrations des porteurs de charge. Par conséquent, deux courants sont induits. Le courant de conduction ou de drift, et le courant de diffusion. Ainsi les densités de courants, J_n et J_p des équations de continuité sont données par les expressions suivantes :

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \nabla n \quad 4.5$$

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \nabla p \quad 4.6$$

Où q est la charge électrique, μ_n, μ_p sont les mobilités des électrons et des trous respectivement, D_n, D_p sont les constantes de diffusion des électrons et des trous respectivement et n, p sont les concentrations des électrons et des trous respectivement.

- **Les mobilités des porteurs**

La mobilité est un paramètre qui décrit le transport des électrons et des trous dans le semiconducteur sous l'influence d'un champ électrique externe et des caractéristiques de localisation internes du cristal. La mobilité μ relie la vitesse des porteurs au champ électrique par l'expression suivante :

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad 4.7$$

On peut avoir la vitesse des électrons en utilisant l'expression suivant [7.8] :

$$v_n = \frac{q\tau}{m_n^*} \quad 4.8$$

$$v_p = \frac{q\tau}{m_p^*} \quad 4.9$$

Où τ est le temps de relaxation et m^* est la masse effective, m_n^* et m_p^* sont les masses effectives des électrons et des trous respectivement.

La vitesse moyenne drift est calculée en utilisant l'équation suivante [9] :

$$v_d = \frac{1}{2}(v_n + v_p) \quad 4.10$$

- **Les constantes de diffusions :**

Les constantes de diffusion sont calculées à partir de relation d'Einstein donnée par l'expression suivante:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{KT}{q} \quad 4.11$$

3. Les équations de continuité :

Les équations de continuité expriment la variation de la concentration des porteurs en fonction du temps. Leurs expressions sont les suivantes :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n - R_n + G_n \quad 4.12$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot J_p - R_p + G_p \quad 4.13$$

Où G_n, G_p, R_n, R_p sont les taux de génération des électrons et des trous respectivement et les taux de recombinaison des électrons, et des trous respectivement.

- **Les phénomènes de recombinaison**

Les phénomènes de recombinaison ont été décrits dans plusieurs travaux. Cependant ces derniers non pas les mêmes degrés d'importance pour le fonctionnement de la majorité des composants à semiconducteur modernes. Shockley-Read-Hall (SRH) et le processus Auger sont les plus utilisés pour la modélisation de la recombinaison [10 ,11]. Dans notre cas nous

nous intéressons surtout au model des Shockley-Read-Hall (SRH). Son expression est donnée par [10] :

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad 4.14$$

Où n_i est la concentration des porteurs intrinsèque, n_1 et p_1 sont les concentrations des états pièges pour les électrons et les trous, respectivement. τ_n and τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous, respectivement.

- **Génération optique :**

Pour la simulation des composants optoélectroniques comme le photodétecteur MSM la modélisation de la génération des paires électron-trou par l'absorption des photons a une grande importance. Cependant sous l'effet de la lumière, des porteurs de charge peuvent être générés dans le semi-conducteur par des transitions d'une bande à l'autre (cas des semiconducteurs intrinsèques) ou par des transitions qui impliquent des états dans le gap (cas des semiconducteurs extrinsèques) comme il est montré dans la figure IV.3.

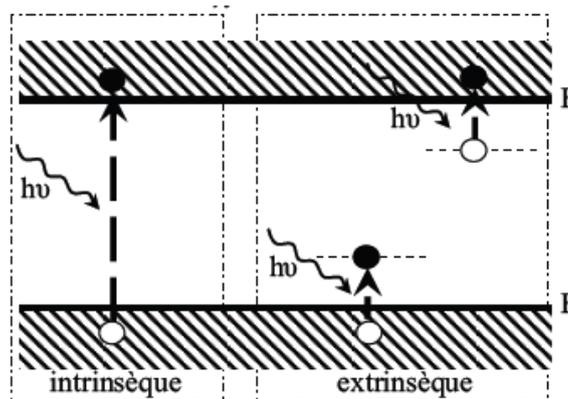


Figure IV- 3 Les processus de photogénération des paires électron-trou pour les semiconducteurs intrinsèques et extrinsèques.

Le principe de fonctionnement d'un photoconducteur sous illumination est d'appliquer à l'instant $t=0$ et selon une direction y , une source incidente constante et uniforme de lumière de puissance P_{opt} qui fournit un nombre de photons Φ_0 :

$$\Phi_0 = \frac{P_{opt}}{h\nu} \quad 4.15$$

A un instant t et à l'interface avec la surface du semi-conducteur une partie de la lumière incidente sera transmise, une autre sera réfléchiée et une autre sera absorbée à la surface:

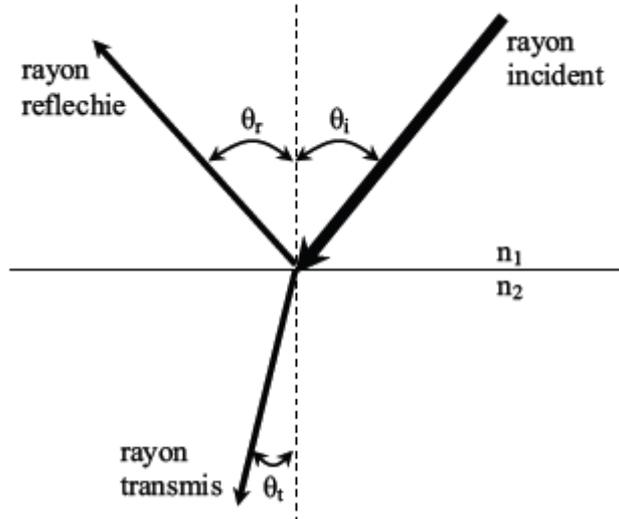


Figure IV-4 Les angles d'incidence, de réflexion et de transmission d'un rayon incident de lumière (n_1 : indice de réfraction du milieu dans lequel se trouve la source de lumière. n_2 : indice de réfraction du semi-conducteur.

Le taux de génération optique est exprimé en fonction de la distance y à partir de la surface par la relation suivante [12] :

$$G(y) = \Phi_0 \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)y} \quad 4.16$$

α est le coefficient d'absorption de la couche absorbante

- **Facteur d'ombrage (Fill factor)**

Le facteur d'ombrage (*fill factor*) désigne le rapport des surfaces entre la zone active et la surface totale du composant. Ce coefficient permet de tenir en compte la présence des électrodes non transparentes à la surface du composant où il n'est pas possible de photo-créeer des porteurs. Il est connu par l'expression K qui représente le rapport de la surface non métallisée (surface de la zone active) à surface totale du composant.

S'il s'agit d'une structure MSM symétrique, Cette expression peut être aisément calculée comme suit :

$$K = \frac{s}{s + w} \quad 4.17$$

Où w est la largeur des l'électrodes et s la distance entre les électrodes.

Si nous prenons en considération ce facteur d'ombrage, l'expression du taux de génération devient :

$$G(y) = \frac{P_{opt}}{hv} \frac{s}{s+w} (1-r)\alpha(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)y} \quad 4.18$$

Où r représente le coefficient de réflexion du semiconducteur, qui dépend des indices de réfraction n_1 et n_2 .

Le coefficient d'absorption α ne dépend que de la nature du semiconducteur et de la longueur d'onde du rayonnement incident. Sa valeur numérique utilisée dans la simulation se déduit à partir de la figure IV.5 qui montre la variation de $(\alpha hv)^2$ en fonction hv pour le ZnO:

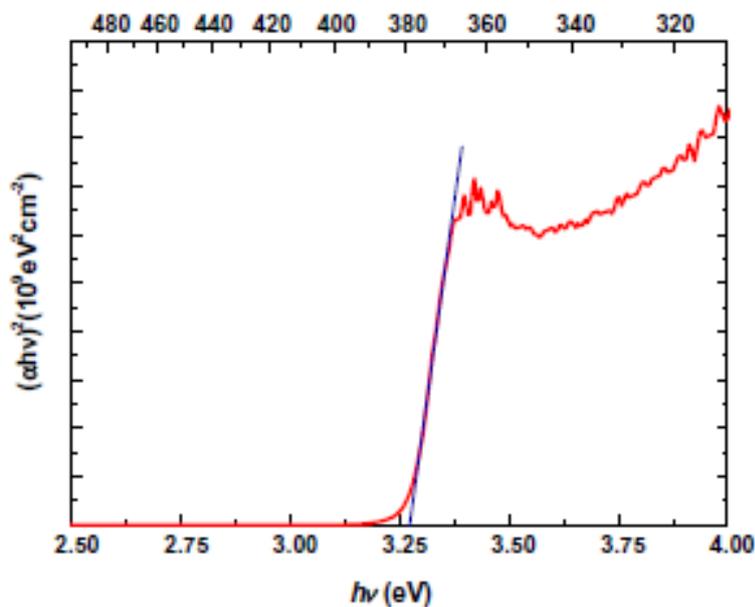


Figure IV-5 variation de $(\alpha hv)^2$ en fonction de hv [13].

Le coefficient de réflexion r est également fonction de la nature du semiconducteur et sa valeur dépend de l'angle d'incidence du rayonnement.

IV.2.2 Conditions aux limites

Les équations gouvernant le transport des porteurs aux frontières du composant et la transition entre différents matériaux sont obtenues par les conditions aux limites. Il y a plusieurs types des conditions aux limites, mais elles sont principalement des combinaisons linéaires de deux seulement. Le premier est une condition au bord de type Dirichlet [14,15], imposée dans une équation différentielle ordinaire ou dans une équation aux dérivées partielles, spécifie les valeurs d'une solution qui doivent être prises sur le bord du domaine. Le deuxième type de

condition aux limites, est la condition de type Neumann [16]. Cette dernière imposée dans une équation différentielle ordinaire ou dans une équation différentielle partielle, spécifie les valeurs de la dérivée d'une solution qui doit être prise sur le bord du domaine. Pour la structure d'un photodétecteur MSM, les frontières considérées sont celles qui sont aux niveaux des contacts métalliques et du semiconducteur.

a. Au niveau des contacts métalliques

Dans un photodétecteur MSM on considère deux types de contacts métalliques ; un contact ohmique et un contact Schottky (voir chapitre précédent) :

- Le contact ohmique entre le métal et le semiconducteur est caractérisé par l'absence de la barrière de potentiel à l'interface. Les porteurs libres peuvent circuler librement dans les deux directions. Les conditions limites pour le contact ohmique s'applique alors pour le potentiel et comme suit :

$$\psi = V_a \tag{4.19}$$

V_a : la polarisation appliquée

- Le contact Schottky est assez complexe. Pour simplifier notre modèle, les équations suivantes sont utilisées [17] :

$$\vec{J}_n \cdot \vec{n} = -qv_{tn}(n - n_0) \tag{4.20}$$

$$\vec{J}_p \cdot \vec{n} = qv_{tp}(p - p_0) \tag{4.21}$$

Où v_{tn} et v_{tp} sont les vitesses de recombinaison thermoïniques, \vec{n} est un vecteur unitaire perpendiculaire à l'interface, n_0 et p_0 sont les concentrations de porteur à l'interface du contact Schottky. Leurs expressions sont données par :

$$n_0 = N_c e^{-q\psi/(k_B T)} \tag{4.22}$$

$$p_0 = N_v e^{-q(\psi - E_g)/(k_B T)} \tag{4.23}$$

N_c et N_v sont les densités des états effectives des électrons et des trous respectivement et E_g est la bande interdite.

b. Au niveau du semiconducteur

Les autres frontières de la structure étudiée sont définies par une condition de Neumann sur le champ électrique et sur les densités de courant : les dérivées normales y sont nulles.

On écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{\delta V}{\delta u} &= 0 \\ \frac{\delta n}{\delta u} &= 0 \\ \frac{\delta p}{\delta u} &= 0 \end{aligned}$$

Où u est le vecteur unité normal à la limite considérée.

IV-3 Méthode de calcul :

La méthode de calcul s'appuie sur les points suivants :

1. Pour un potentiel aux électrodes et une puissance lumineuse donnés, nous commençons le calcul par la résolution de l'équation de Poisson en partant d'une distribution de porteurs initiales arbitraires n et p . Cette résolution nous permet de calculer la valeur du potentiel V . par conséquent le calcul du champ électrique. A partir de la connaissance du champ électrique nous calculons alors les mobilités des électrons μ_n et des trous μ_p , ainsi que les constantes de diffusion des électrons D_n et des trous D_p . Ce qui permet le calcul des densités de courant J_n et J_p en utilisant les équations des courants.
2. Nous utilisons ensuite les deux équations de continuité pour obtenir la distribution des densités de courant des porteurs.
3. Les concentrations des porteurs à l'instant $t+\Delta t$ sont alors calculées à partir de l'intégration par rapport au temps des équations de continuité et des concentrations des porteurs n et p à l'instant t :

$$n(x, y, ts + \Delta t) = n(x, y, ts) + \int_{ts}^{ts+\Delta t} (\nabla \cdot J_n + G - R) dt \quad 4.24$$

$$p(x, y, ts + \Delta t) = p(x, y, ts) + \int_{ts}^{ts+\Delta t} (-\nabla \cdot J_p + G - R) dt \quad 4.25$$

Le processus est répété autant de fois que nécessaire pour atteindre l'état stationnaire.

IV.3.1 Résolution de l'équation de poisson

1. Normalisation

Pour des raisons de convergence des méthodes numériques de résolution, nous procédons à une normalisation de l'équation de poisson dont la manière est la suivante :

Normalisation de la concentration des porteurs et des concentrations des impuretés involontaires

$$N = \frac{n}{n_i} \quad P = \frac{p}{n_i} \quad DOP = \frac{N_D}{n_i}$$

Normalisation du potentiel

$$\Phi = \frac{\varphi}{kT}$$

Normalisation des distances

$$X = \frac{x}{L} \quad Y = \frac{y}{L}$$

$$L = \sqrt{\frac{\epsilon U_t}{q n_i}} \quad U_t = \frac{kT}{q}$$

Les constantes de normalisation des différentes grandeurs étudiées sont résumées dans le tableau IV.2

Grandeur	Définition	Valeur numérique
Distance	$L = \sqrt{\frac{\epsilon U_t}{q n_i}}$	$1.045 \times 10^3 \mu\text{m}$
Concentration des impuretés	N_D	$2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Concentration	n_i	10^6 cm^{-3} à 300K
permittivité	$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$	$69.99 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$

Tableau IV.2 Constantes de normalisation

2. Discrétisation de l'équation de poisson

L'analyse bidimensionnelle statique de la structure impose de traiter l'équation de Poisson dans le semiconducteur.

La résolution de cette équation ne peut être que numérique. Il faut donc

- ✓ Définir le domaine dans lequel sera calculée l'équation.
- ✓ Faire une approximation de l'équation par l'équation discrète algébrique.
- ✓ La résolution de l'équation algébrique ainsi obtenue.

Pour cela on utilise la méthode des différences finies. Cette dernière a été appliquée au domaine bidimensionnel dans plusieurs travaux [18, 19, 20]. Le principe de cette méthode consiste à appliquer au domaine défini un maillage dont la précision est fonction de la finesse désirée [21, 22, 23].

➤ **Maillage**

Le maillage considéré dans ce travail est un maillage rectangulaire à pas fixe. On divise la structure en lignes droites parallèles aux axes x et y formant ainsi un réseau comprenant un nombre fini de points de discrétisation appelés nœud. Ces nœuds sont numérotés par k tel que :

$$k = (j - 1)n + i \quad 4.26$$

Où i est le numéro croissant du nœud suivant l'axe des abscisses, j est le numéro croissant du nœud suivant l'axe des ordonnées et n est le nombre total des nœuds suivant l'axe des abscisses.

En chaque nœud k on effectue une approximation par différences finies de la fonction inconnue. L'équation établie auparavant sera approché en chaque point de ce maillage en remplaçant les diverses différentielles par l'équation aux différences, à cinq point en adoptant un traitement particulier aux limites du composant (figure IV.6).

➤ **Discrétisation d'une équation**

La forme générale de l'équation à discrétiser est :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[U(x, y) \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[U(x, y) \frac{\partial w}{\partial y} \right] = f(w, x, y)$$

Où U est la fonction inconnue et w, f sont des fonctions déterminées à priori dont les valeurs sont fixées par la variable étudiée.

Si on intègre cette fonction sur un domaine fermé (figure IV.6) on obtient l'équation suivante :

$$G_k W_{k-1} + B_k W_{k-n} + D_k W_{k+1} + H_k W_{k+n} - C_k W_k = f(U_k, x_i, y_j)$$

$$G_k = \left(\frac{x_i + x_{i-1}}{2}, y_j \right) \frac{2}{(x_i - x_{i-1})(x_{i+1} - x_{i-1})}$$

$$B_k = \left(x_i, \frac{y_j + y_{j-1}}{2} \right) \frac{2}{(y_{j+1} - y_{j-1})(y_j - y_{j-1})}$$

$$D_k = \left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2}, y_j \right) \frac{2}{(x_{i+1} - x_i)(x_{i+1} - x_{i-1})}$$

$$H_k = \left(x_i, \frac{y_j + y_{j+1}}{2} \right) \frac{2}{(y_{j+1} - y_j)(y_{j+1} - y_{j-1})}$$

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

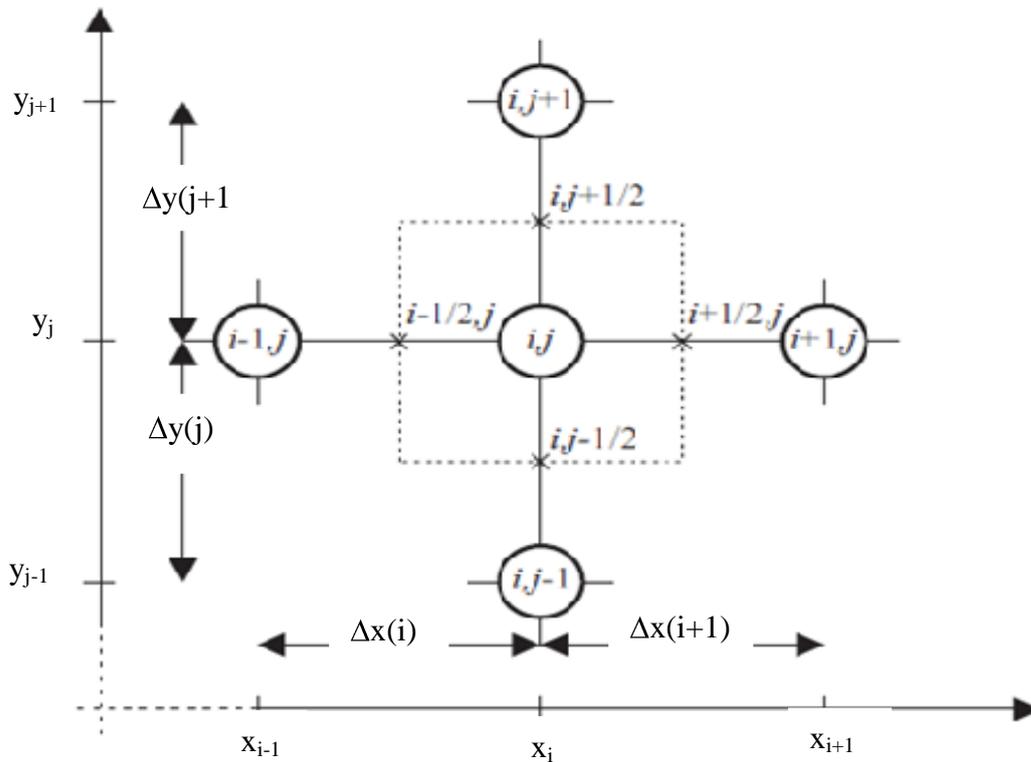


Figure IV. 6 Domaine d'intégration autour d'un nœud

➤ **Discrétisation des conditions aux limites :**

La condition de Diritchlet :

La condition de Diritchlet est appliquée aux contacts existant entre métal et semiconducteur. Il s'agit de la condition

$$U = g \quad \text{avec } g \text{ une fonction donnée.}$$

L'approximation est alors :

$$U_k = g_k$$

La condition Newmann :

La condition Newmann est portée sur la dérivée normale de la frontière.

Pour une limite $y = y_j$ la dérivée normale de la fonction inconnue doit vérifier :

$$U \frac{\partial w}{\partial y} = g(U, x, y)$$

Par exemple pour une surface horizontale supérieure, comme le montre la figure IV-6, La discrétisation de l'équation devient alors :

$$G_k W_{k-1} + B_k W_{k-n} + D_k W_{k+1} + H_k W_{k+n} - C_k W_k = f_k + \frac{2}{Y_j - Y_{j-1}} g_k$$

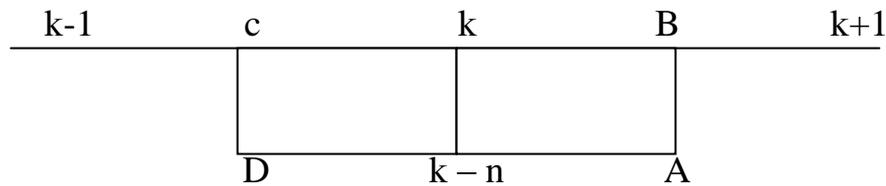


Figure IV-7 : Principe de discrétisation sur les limites.

Les coefficients G_k , D_k , C_k ont des expressions identiques au cas volumique et B_k , H_k deviennent :

$$B_k = U \left(x_i, \frac{y_j - y_{j-1}}{2} \right) \frac{2}{(y_j - y_{j-1})^2}$$

$$H_k = 0$$

➤ **Discrétisation de l'équation de Poisson :**

L'équation de Poisson normalisée trouvée précédemment est telle que :

$$G_k \Phi_{k-1} + B_k \Phi_{k-n} + D_k \Phi_{k+1} + H_k \Phi_{k+n} - C_k \Phi_k - N_k + P_k + DOP_k = 0$$

IV.3 .2 Intégration des équations de continuité

Dans cette partie, nous étudions l'intégration numérique par rapport au temps des équations de continuité.

Pour éliminer la possibilité de l'existence de valeurs négatives des concentrations des porteurs, nous utilisons l'approche de Lomax et al (up stream method) [24] dont le principe est le suivant :

➤ Pour les trous

$$\begin{aligned} J_{px}(i, j + 1/2) &= p(i, j) \mu_p(i, j + 1/2) E_x(i, j + 1/2) & E_x(i, j + 1/2) \geq 0 \\ &= p(i, j + 1) \mu_p(i, j + 1/2) E_x(i, j + 1/2) & E_x(i, j + 1/2) < 0 \end{aligned}$$

➤ Pour les électrons

$$\begin{aligned} J_{nx}(i, j + 1/2) &= n(i, j) \mu_n(i, j + 1/2) E_x(i, j + 1/2) & E_x(i, j + 1/2) < 0 \\ &= n(i, j + 1) \mu_n(i, j + 1/2) E_x(i, j + 1/2) & E_x(i, j + 1/2) \geq 0 \end{aligned}$$

On pose

$$\Delta x(i) = x_i - x_{i-1}$$

$$\Delta y(j) = y_j - y_{j-1}$$

$$Dx = \frac{\Delta x(i) + \Delta x(i + 1)}{2}$$

$$Dy = \frac{\Delta y(j) + \Delta y(j + 1)}{2}$$

Utilisant la fonction sgn définie par :

$$sgn = +1 \quad x \geq 0$$

$$sgn = -1 \quad x < 0$$

La densité de courant pour les trous devient :

$$J_{px}(i, j + 1/2) = \mu_p(i, j + 1/2)E_x(i, j + 1/2) \left[p(i, j) \frac{1 - \text{sgn}(E_x(i, j + 1/2))}{2} + p(i, j + 1) \frac{1 + \text{sgn}(E_x(i, j + 1/2))}{2} \right] - \frac{1}{\Delta y(j+1)} [D(i, j + 1)p(i, j + 1) - D(i, j)P(i, j)]$$

$$\nabla \cdot J_{P(i,j)} = \frac{J_x(i, j + 1/2) - J_x(i, j - 1/2)}{Dy} + \frac{J_y(i + 1/2, j) - J_y(i - 1/2, j)}{Dx}$$

A partir de ces deux dernières équations, on peut écrire :

$$-\nabla \cdot J_{P(i,j)} = a_0(i, j)P(i, j) + a_1(i, j)P(i, j + 1) + a_2(i, j)P(i, j - 1) + a_3(i, j)P(i + 1, j) + a_4(i, j)P(i - 1, j)$$

Où

$$a_0(i, j) =$$

$$\begin{aligned} & \frac{1 + s_x^+}{2Dy} \mu(i, j + 1/2)E_x(i, j + 1/2) \\ & - \frac{1 - s_x^-}{2Dy} \mu_p(i, j - 1/2)E_x(i, j - 1/2) \\ & - \frac{1 + s_x^+}{2Dx} \mu_p(i, j + 1/2)E_y(i, j + 1/2) \\ & - \frac{1 - s_y^-}{2Dx} \mu_p(i - 1/2, j)E_y(i - 1/2, j) \\ & - \left[\frac{1}{\Delta y(j+1)Dy} + \frac{1}{\Delta x(i+1)Dx} \right] D(i, j) \\ & - \left[\frac{1}{\Delta y(j)Dy} + \frac{1}{\Delta x(i)Dx} \right] D(i, j) \end{aligned}$$

$$a_1(i, j) = -\frac{1 - s_x^+}{2Dy} \mu_p(i, j + 1/2)E_x(i, j + 1/2) + \frac{D(i, j+1)}{Dy\Delta y(j+1)}$$

$$a_2(i, j) = \frac{1 + s_x^-}{2Dy} \mu_p(i, j - 1/2)E_x(i, j - 1/2) + \frac{D(i, j-1)}{Dy\Delta y(j)}$$

$$a_3(i, j) = -\frac{1-s_y^+}{2Dx} \mu_p(i + 1/2, j) E_y(i + 1/2, j) + \frac{D(i+1, j)}{Dx \Delta x(i+1)}$$

$$a_4(i, j) = \frac{1+s_y^-}{2Dx} \mu_p(i - 1/2, j) E_y(i - 1/2, j) + \frac{D(i-1, j)}{Dx \Delta x(i)}$$

avec

$$S_x^+ = \text{sgn}(E_x(i, j + 1/2))$$

$$S_y^+ = \text{sgn}(E_y(i + 1/2, j))$$

$$S_x^- = \text{sgn}(E_x(i, j - 1/2))$$

$$S_y^- = \text{sgn}(E_y(i - 1/2, j))$$

Ainsi l'intégration des équations de continuité s'effectue selon les équations (III-24) et (III-25).

La stabilité de cette méthode n'est possible que si la condition suivante est réalisée [25] :

$$\Delta t \leq 2\tau_d = \varepsilon_0 \varepsilon_r / q\mu N_D$$

Où

τ_d est le temps de relaxation diélectrique, ε_0 la permittivité du vide et ε_r la permittivité du ZnO.

Après avoir obtenu la distribution 2D de différentes grandeurs physiques dans la structure, nous calculons les paramètres secondaires du composant, tel que le courant sous obscurité et sous illumination.

IV.4 Résultats et discussion

Notre modèle numérique est utilisé pour étudier le courant d'obscurité en fonction de la polarisation d'un MSM à base ZnO, lequel présente des propriétés électriques importantes, il reflète directement la sensibilité du photodétecteur. Nous avons utilisé différentes dimensions de la structure MSM pour le calcul du courant, afin d'arriver à une optimisation adéquate qui permet d'avoir un minimum courant d'obscurité.

Théoriquement lorsque la valeur du travail de sortie qui dépend de l'affinité du semiconducteur est inférieure au travail de sortie du métal, le contact est ohmique [26, 27]. A partir des résultats de la simulation dont les paramètres géométriques de la structure sont regroupés dans le tableau IV.4, nous pouvons avoir en premier lieu la distribution du potentiel en chaque point de maillage. Les composantes transversale et longitudinale du champ électrique sont calculés à partir l'équation (IV.2). L'utilisation des composantes du champ électrique dans les équations de courant nous permet de calculer les densités de courant J_n et J_p . et en se basant sur les équations de continuité, nous calculons les concentrations des porteurs n et p .

La distance interdoigt s (μm)	La largeur du doigt w (μm)	La longueur du doigt l (μm)	La longueur de la structure (μm)
10	10	200	500

Tableau IV.3 paramètres géométriques de la structure simulée.

IV.4.1 Distribution du potentiel à l'intérieur de la structure simulée

La figure IV.9 montre la distribution du potentiel à l'intérieur de la structure simulée, pour une polarisation appliquée de 3V. Il est bien clair d'après cette figure que la tension de polarisation est divisée entre les deux contacts en deux valeurs égales; l'un est polarisé en direct et l'autre en inverse. Nous voyons aussi que ce potentiel se distribue dans toute la structure. En outre cette distribution montre réellement que le contact est ohmique. Ce résultat est confirmé par la littérature [28].

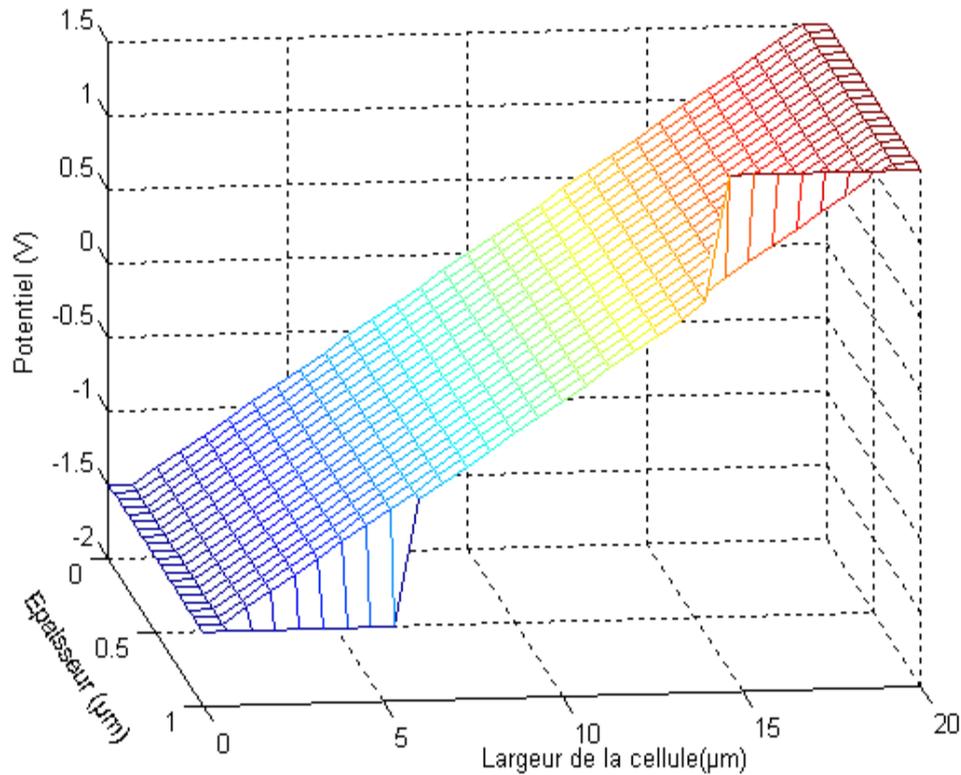
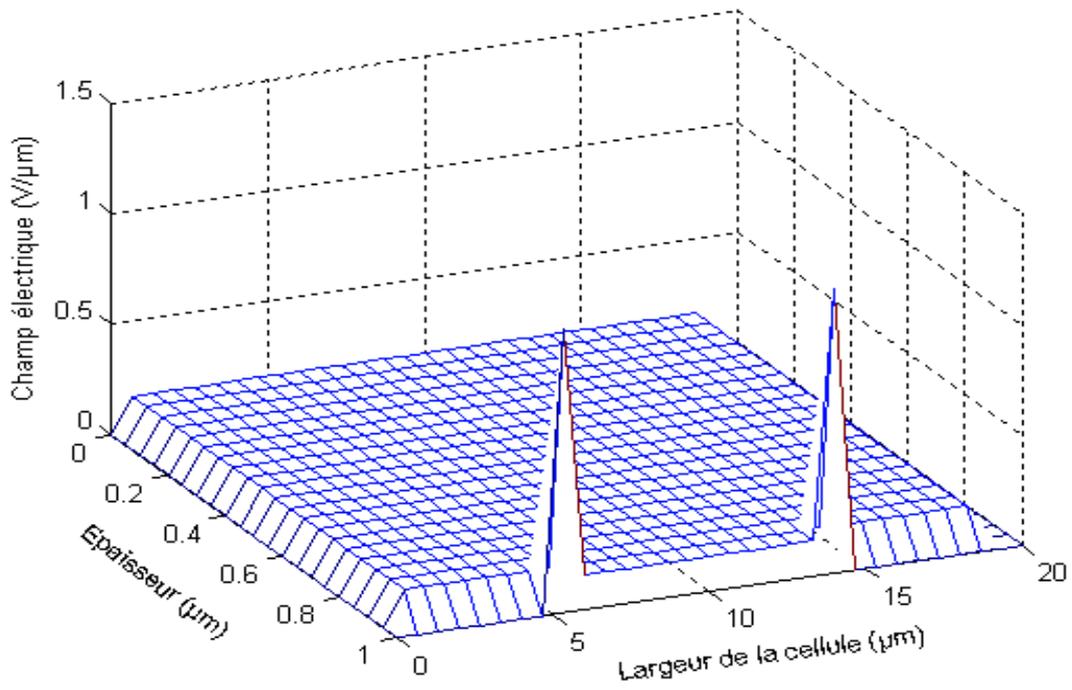


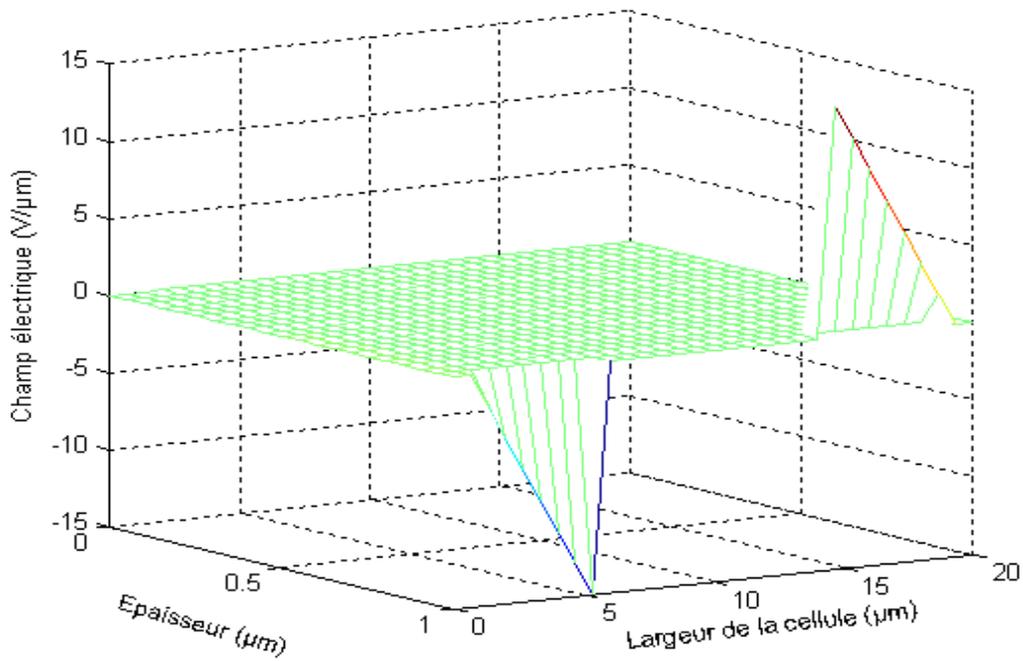
Figure IV.9 L'évolution de la distribution du potentiel à l'intérieur du MSM PD à une polarisation de 3V.

IV.4.2 Distribution du champ électrique à l'intérieur de la structure simulée

La figure IV.10 présente la distribution des composantes du champ électrique transversal E_x (a) et longitudinal E_y (b). On observe qu'au niveau des deux contacts les composantes longitudinales et les composantes transversales du champ électrique ont les mêmes valeurs en valeur absolue. Ce qui confirme l'ohmicité du contact métal-semiconducteur (Al-ZnO). Les composantes du champ électrique possèdent des valeurs maximales aux limites opposés des deux contacts adjacents. Ceci indique que le transport des porteurs s'effectue entre les deux contacts, d'où la valeur positive de la composante longitudinale, alors que les valeurs de la composante transversale sont de signe opposé. Nous constatons aussi que l'intensité du champ électrique est grande au niveau des contacts et disparaît dans le reste de la structure MSM évoqués par d'autres auteurs [29,30].



(a)

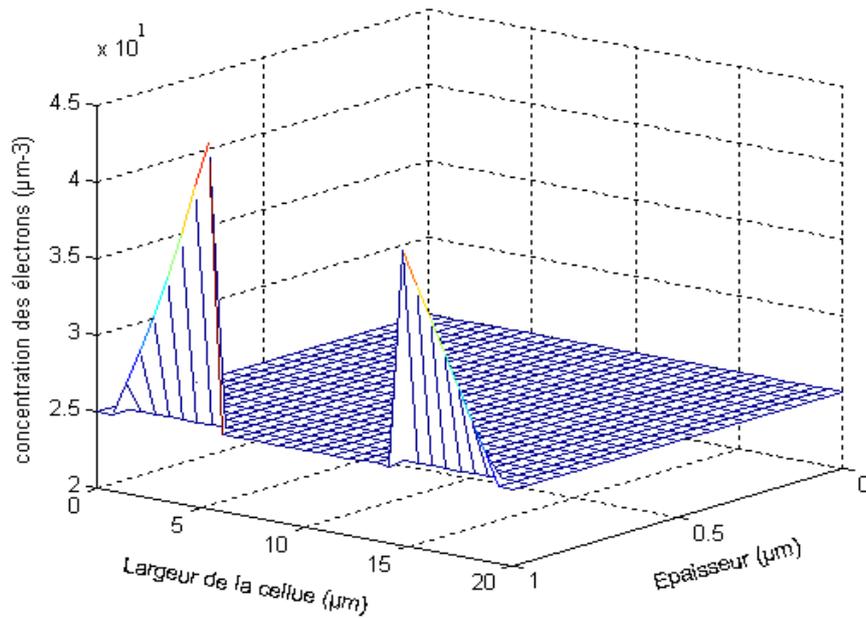


(b)

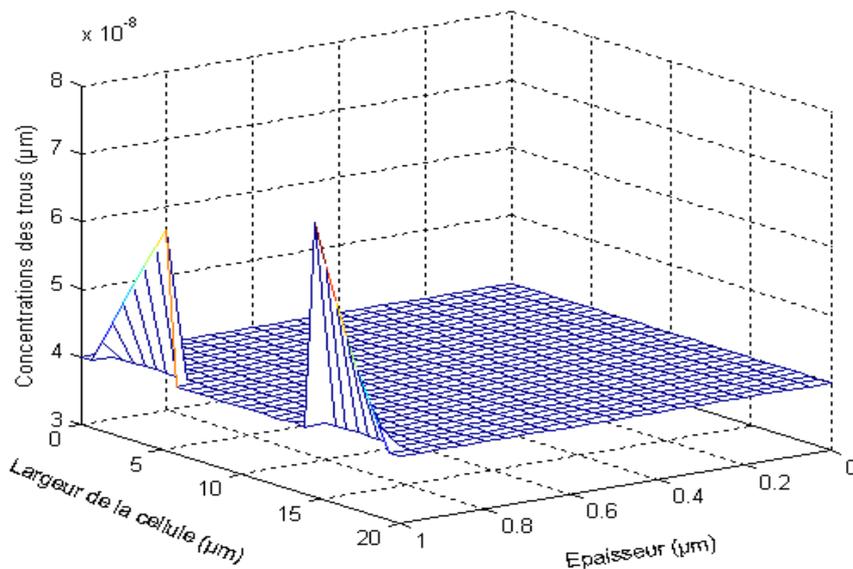
Figure IV.10 L'évolution de la distribution du champ électrique à l'intérieur du MSM PD à une polarisation de 3V (a) transversal (b) longitudinal.

IV.4.3 Distribution de la concentration des porteurs à l'intérieur de la structure simulée

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure IV.11. Les figures 10a et 10b montrent respectivement la distribution des électrons et des trous dans toute la structure. Nous remarquons une accumulation de charge à l'interface métal-semiconducteur, alors que la variation de ces charges est négligeable dans le reste de la structure. Ce phénomène est bien connu dans les contacts ohmiques à base de semiconducteurs.



(a)



(b)

Figure IV.11 L'évolution de la distribution de la concentration des porteurs à l'intérieur du MSM PD à une polarisation de 3V (a) les électrons (b) les trous.

IV.4.4 Le courant d'obscurité

Comme nous l'avons mentionné auparavant, la caractéristique principale visée par cette simulation est le courant d'obscurité. En effet le courant calculé théoriquement suivant notre modèle est considéré comme la densité de courant qui traverse la moitié de la largeur du doigt de contact.

Pour calculer le courant total traversant toute la structure nous appliquons la relation suivante:

$$I = lwNJ \quad 4.27$$

J est la densité du courant, l est la longueur du doigt, w est la largeur du doigt, N est nombre de doigts.

Afin d'obtenir la caractéristique du courant d'obscurité en fonction de la tension, nous avons appliqué une tension de polarisation variant entre -3V et 3V. Cette caractéristique est obtenue pour différentes dimensions des paramètres géométriques de notre structure en occurrence (w, s, l, L). Où :

w, s, l, L sont la largeur du doigt, la distance inter doigt, la longueur du doigt et la longueur de la structure respectivement.

La figure IV.12 nous montre le tracé du courant sous obscurité en fonction de la polarisation qui varie de -3V à 3V. Le courant augmente linéairement avec l'augmentation de la tension de polarisation, indiquant ainsi le comportement ohmique pour le contact aluminium-ZnO.

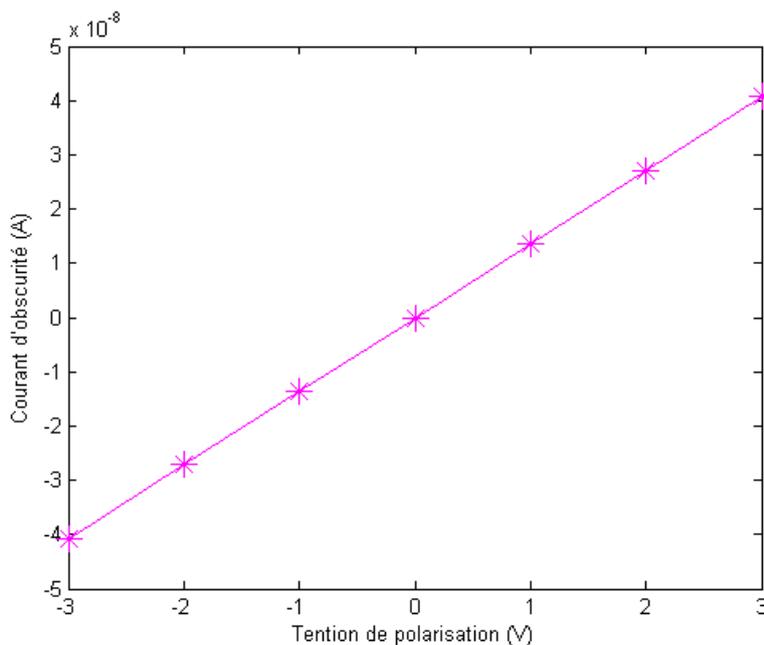


Figure IV.12 Evolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation.

IV.4.4.1 Influence des paramètres géométriques sur le courant d'obscurité

Dans le but d'avoir une conception adéquate d'un MSM PD pour détecter même les faibles puissances électriques, nous avons calculé Le courant sous obscurité pour différentes valeurs des paramètres géométrique de la structure simulée. Ainsi, nous procédons à une analyse de ces résultats.

- **Influence de la largeur du doigt**

La figure IV.13 montre l'évolution de la densité du courant d'obscurité en fonction de la variation de la tension de polarisation pour différentes valeurs des éléments de la largeur du doigt. Nous remarquons que la variation du courant d'obscurité dépend essentiellement de la de largeur du doigt w . En effet, la diminution de la largeur du doigt diminue l'intensité du courant. Ceci est dû à la collecte du courant au niveau des électrodes. Autrement dit, lorsque la largeur du doigt diminue, la collecte des porteurs se réduit.

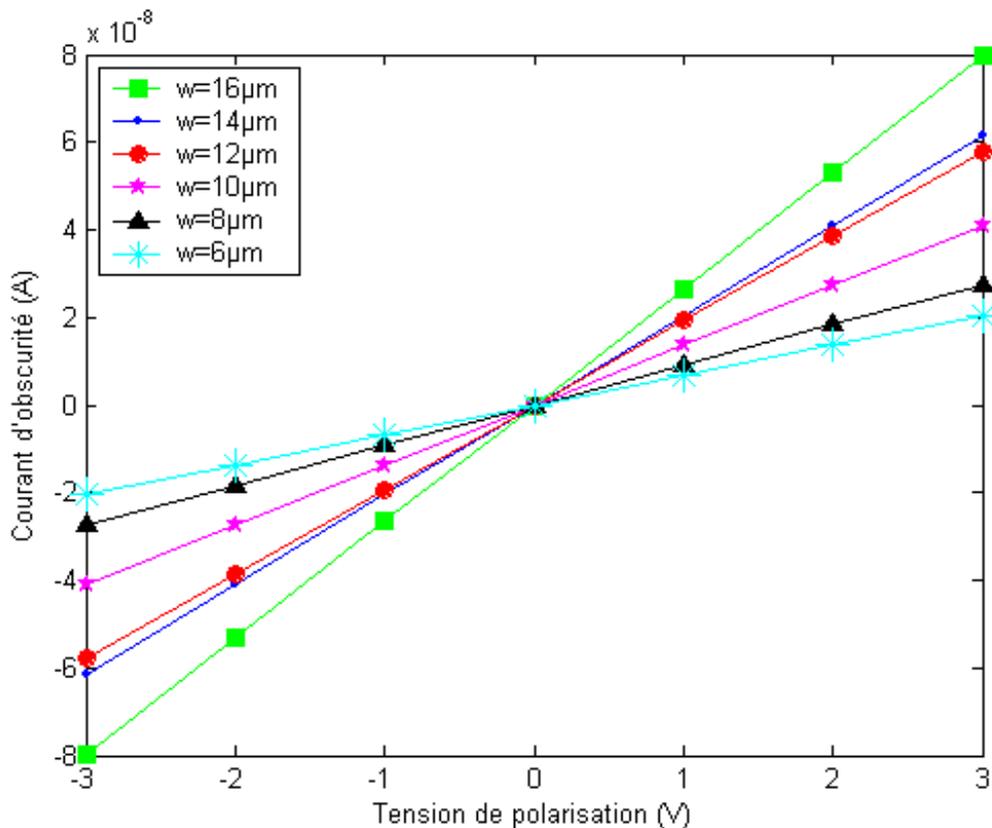


Figure IV.13 Evolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la largeur du doigt pour une distance interdoigts égale à $10\mu\text{m}$.

- **Influence de la distance interdoigts**

L'effet de la distance interdoigts sur le courant d'obscurité est étudié en faisant varier la valeur de la distance interdoigt, tout en fixant la valeur de la largeur du doigt à $10\mu\text{m}$. La figure IV.14 montre l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la variation de la tension de polarisation pour différentes valeurs des éléments de la distance interdoigts. L'augmentation de la distance interdoigts a pour effet de diminuer la valeur du courant. Cette diminution est due au phénomène de recombinaison dont le taux qui augmente lorsqu'on fait augmenter la distance du parcours des porteurs.

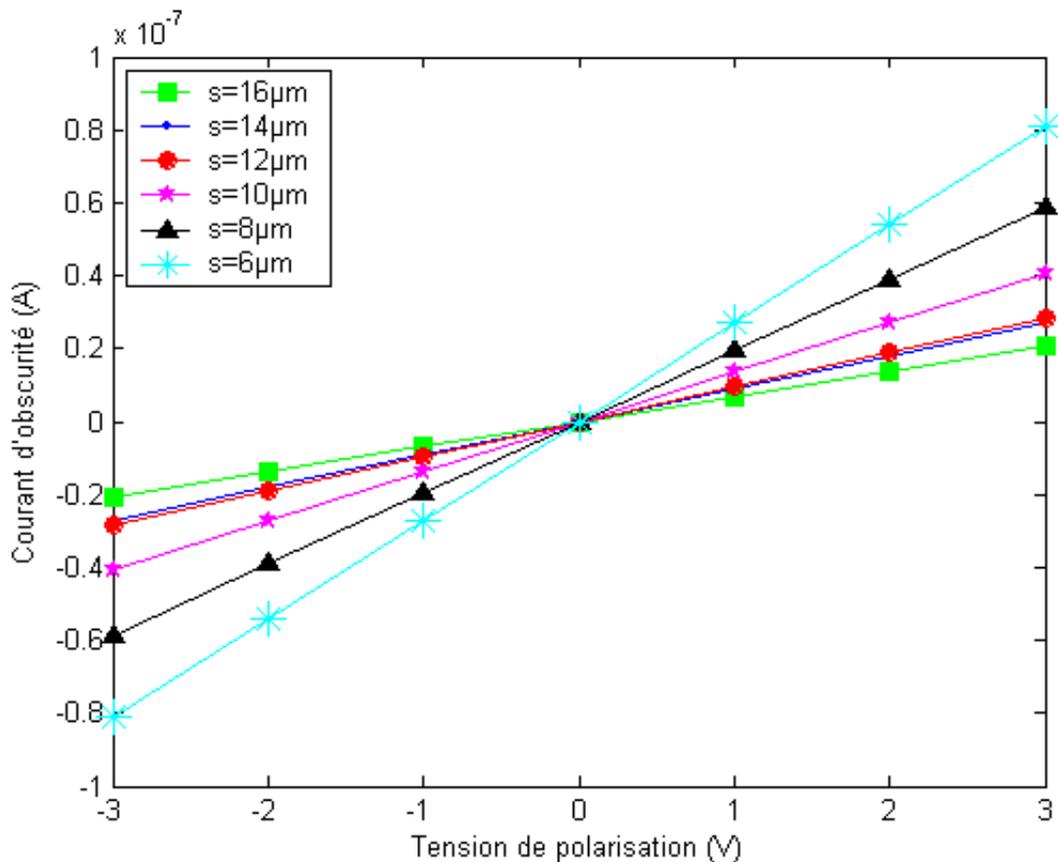


Figure IV.14 Evolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la distance interdoigts pour une largeur du doigt égale à $10\mu\text{m}$.

Les deux paramètres s et w ont un effet direct sur le courant d'obscurité, cette influence est confirmée dans notre étude suivante sur le photocourant lorsque la structure est sous illumination.

IV.4.5 Le photocourant

Le photocourant est calculé de la même façon que celle du courant d'obscurité, en appliquant une puissance de 30 mW à une longueur d'onde $\lambda = 365$ nm (spectre UV en accord avec les lampes utilisées dans l'expérience). Le calcul du photocourant exige la considération du terme de génération optique dans les équations de continuité.

- **Influence de la largeur du doigt**

La figure IV.15 représente l'évolution de la densité du photocourant en fonction de la tension de polarisation dans l'intervalle $[-3V, 3V]$. L'effet de la largeur du doigt sur le photocourant est exhibé par la variation de la valeur cette dernière, en fixant la distance interdoigts à une valeur de $10 \mu\text{m}$.

Ainsi nous pouvons observer que le photocourant dépend de la variation de la valeur de la largeur du doigt d'une façon aléatoire. Ce résultat est dû à l'effet du courant d'obscurité qu'on peut dire qu'il s'ajoute au photocourant. Cependant, il est difficile de déduire l'influence de la largeur du doigt sur le photocourant. En revanche nous pouvons utiliser ce résultat pour calculer le rapport (photocourant/courant d'obscurité). Nous pouvons alors déduire l'effet de la largeur du doigt et Par conséquent arriver à l'optimiser.

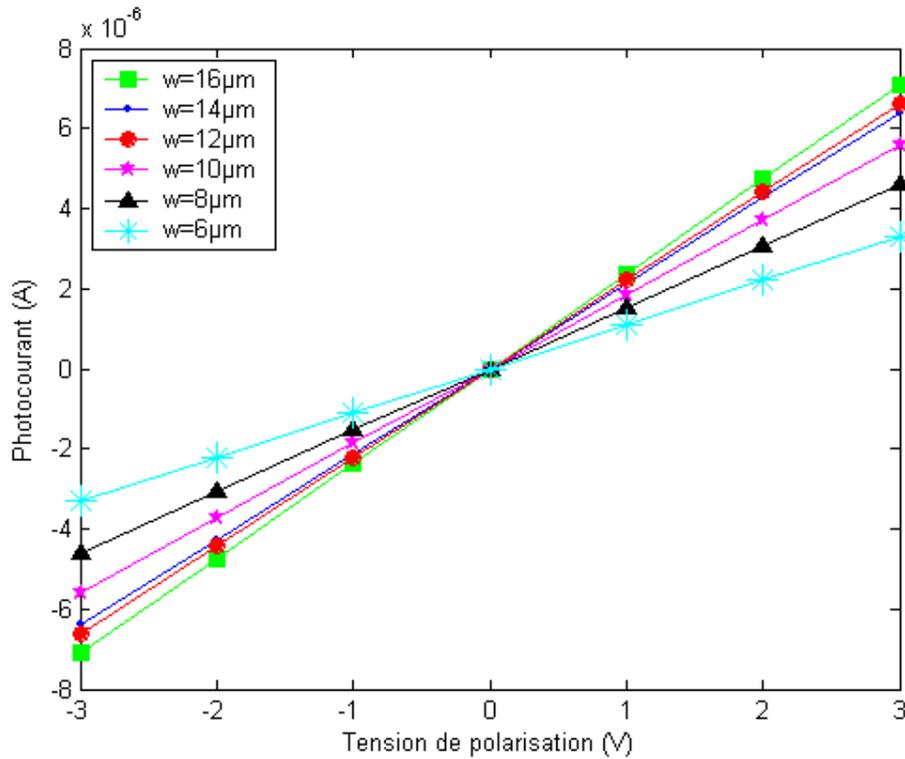


Figure IV.15 Evolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la largeur du doigt pour une distance interdoigts égale à $10\mu\text{m}$.

- **Influence de la distance interdoigts**

Pour les mêmes données précédentes, utilisées dans le calcul du courant d'obscurité, la variation de la valeur de la distance interdoigts pour une largeur de doigt fixe, nous a permis de calculer la densité du photocourant en fonction de la tension de polarisation.

Les résultats sont présentés sur la figure IV.16.

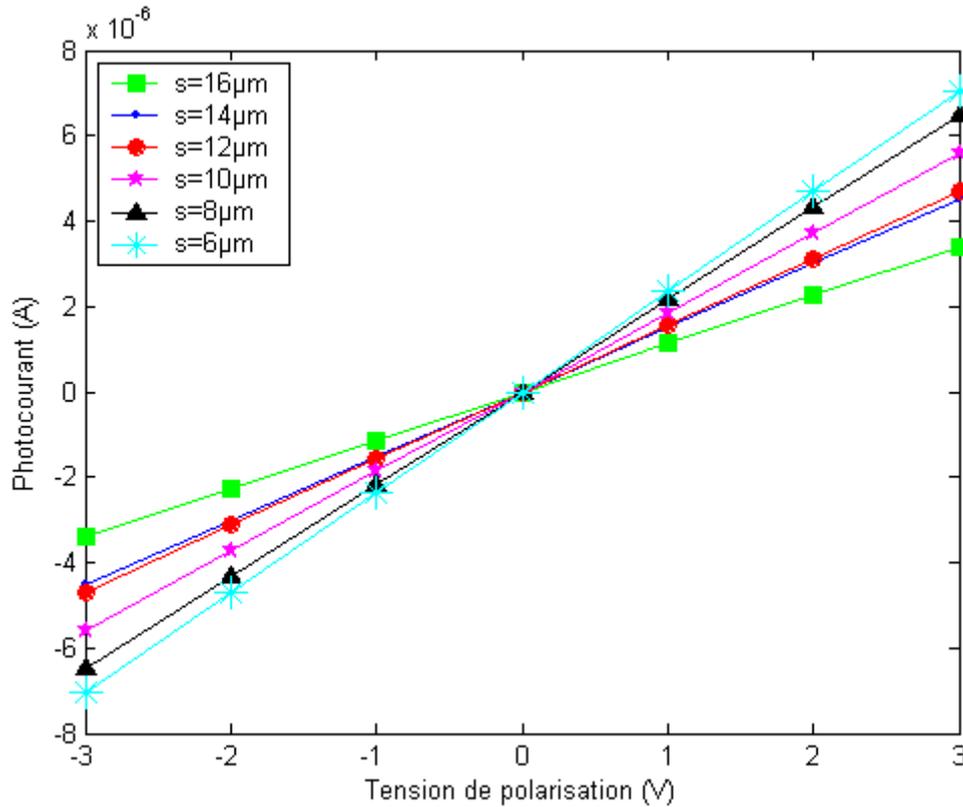


Figure IV.16 Evolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la distance interdoigts pour une largeur du doigt égale à 10 μm.

Nous remarquons que l'évolution du photocourant n'est pas une fonction linéaire de la distance interdoigt, ceci peut être expliqué par le fait de la contribution du courant d'obscurité, indissociable de la valeur du courant totale, d'où la nécessité d'utiliser le rapport photocourant/courant d'obscurité,

IV.4.4 Etude du rapport I_{ph}/I_d

Les tableaux IV.4 et IV.5 représentent les valeurs du rapport $\frac{I_{ph}}{I_d}$ (I_{ph} est le photocourant et I_d est Le courant d'obscurité) correspondantes aux valeurs du rapport s/w pour le cas de la variation de la valeur de la distance interdoigts s et la variation de la largeur du doigt w , respectivement.

s	w	$\frac{s}{w}$	$\frac{I_{ph}}{I_d}$
10	16	0,625	89
10	14	0,714	104
10	12	0.833	113
10	10	1	138
10	8	1,25	168
10	6	1,666	163

Tableau IV.4 valeurs $\frac{I_{ph}}{I_d}$ correspondantes aux valeurs du s/w avec variation de w.

On remarque que la plus grande valeur du rapport du rapport $\frac{I_{ph}}{I_d}$ correspond aux valeurs de s égale à 10 μ m et de w égale à 8 μ m dans le cas de la variation de la largeur de doigt w, et aux valeurs de s égale 12 μ m et de w égale à 10 μ m dans le cas de la variation de la distance interdoigts s.

s	w	$\frac{s}{w}$	$\frac{I_{ph}}{I_d}$
16	10	1,6	163
14	10	1,4	166
12	10	1.2	165
10	10	1	136
8	10	0,8	111
6	10	0,6	87

Tableau IV.5 valeurs $\frac{I_{ph}}{I_d}$ correspondantes aux valeurs du s/w avec variation de s.

Nous pouvons alors déduire que les meilleurs valeurs du photocourant sont obtenus la géométrie de contact présentant les valeurs suivante: s= 10 μ m w= 8 μ m.

IV.5 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Pour valider notre modèle, nous avons comparé nos résultats de simulation avec les résultats des caractéristiques expérimentales de structures testées de photodétecteurs MSM-ZnO fabriquées au USA; Ces résultats nous ont été confiés par notre partenaire Dr Ahmed Nahhas. Différentes géométries ont été utilisées; leurs dimensions sont indiquées dans le tableau IV.6,

Echantillon	s (μm)	w (μm)	l (μm)	L (μm)
Echantillon1(E1)	18	16	500	500
Echantillon2(E2)	16	14	250	300
Echantillon3(E3)	14	12	200	250
Echantillon4(E4)	12	10	150	200

Tableau IV.6 Valeurs de la géométrie de la structure utilisées dans la simulation

La figure IV.17 et IV.18 montrent respectivement l'évolution des caractéristiques expérimentales du courant d'obscurité et du photocourant en fonction de la variation de la tension de polarisation pour différentes valeurs des éléments de la géométrie du contact métallique.

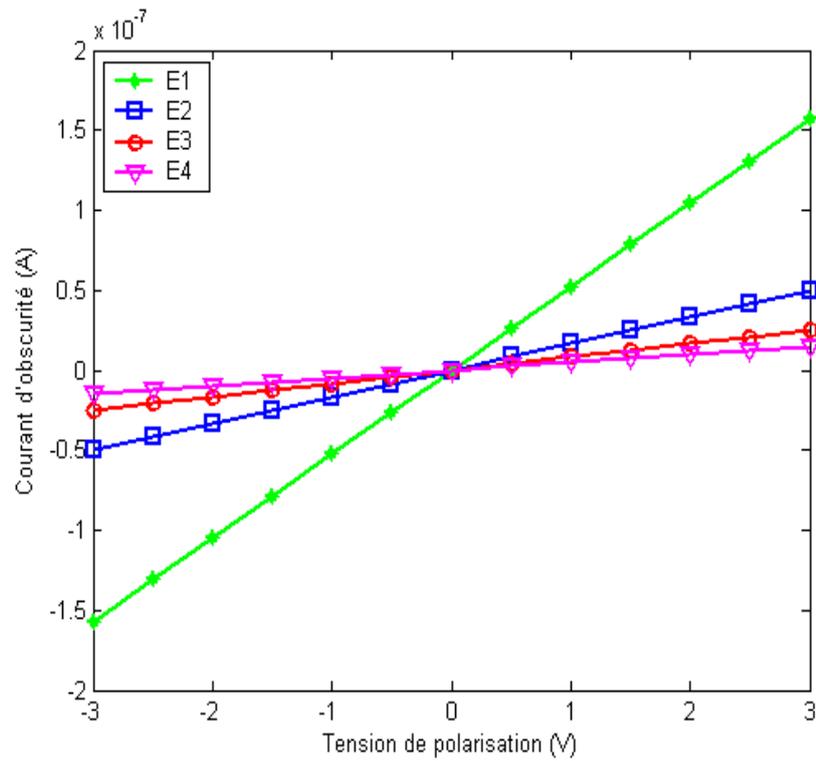


Figure IV.17 Evolution du courant d'obscurité –expérimental- en fonction de la polarisation.

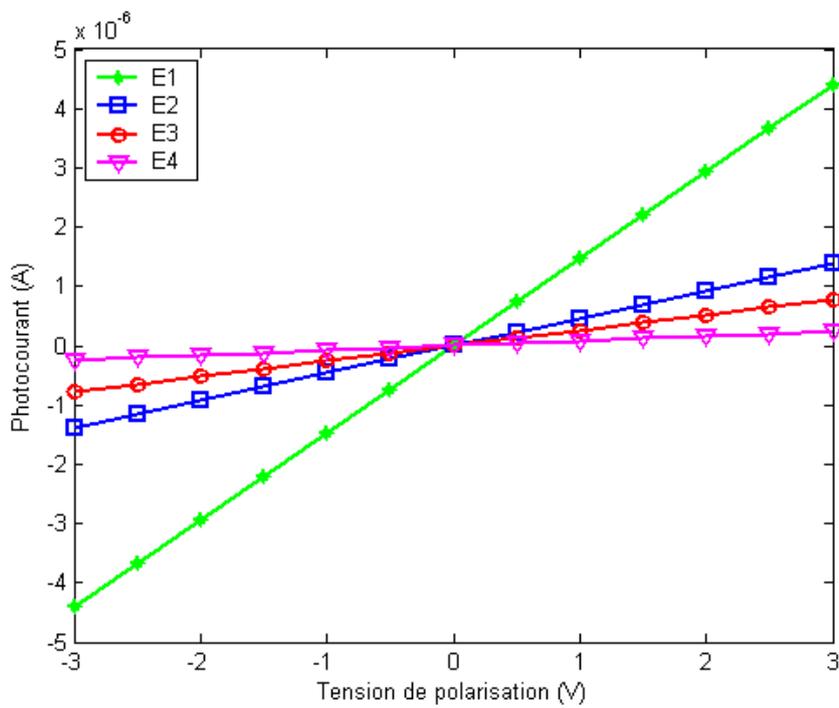
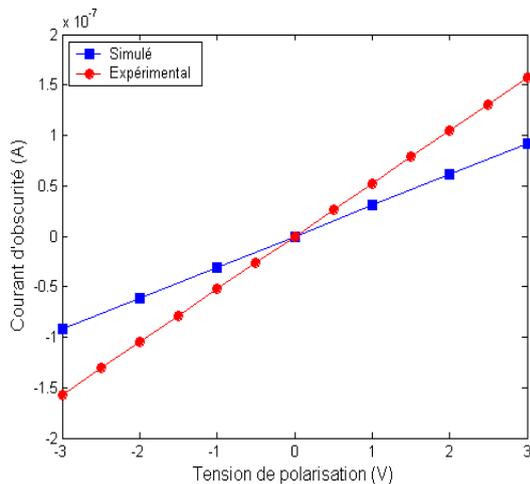


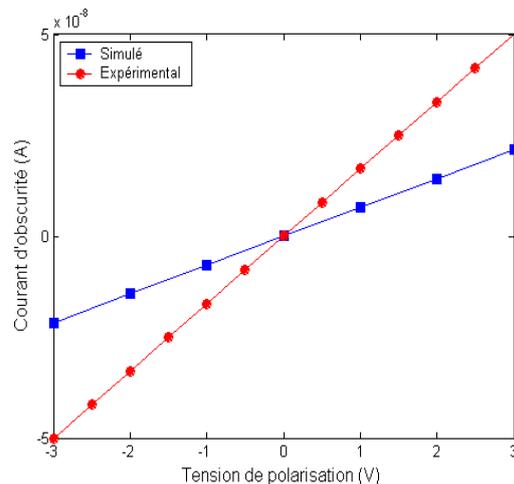
Figure IV.18 Evolution du photocourant –expérimental- en fonction de la polarisation

Nous remarquons que la caractéristique I(V) est linéaire, ce qui implique que le contact Al-ZnO est ohmique et s'accorde avec les résultats précédent. Nous remarquons en outre que les variations du courant d'obscurité et du photocourant dépendent essentiellement de la distance interdoigts s et de la largeur du doigt w . Egalement elles dépendent de la largeur l et de la longueur L , deux paramètres qui définissent la surface de la structure.

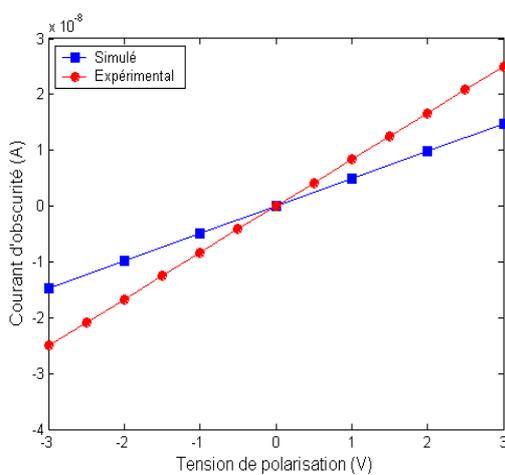
Une comparaison entre les caractéristiques expérimentales et les caractéristiques de simulation, des courants d'obscurité et des photocourants sont présentées sur les figures IV-19 et IV-20



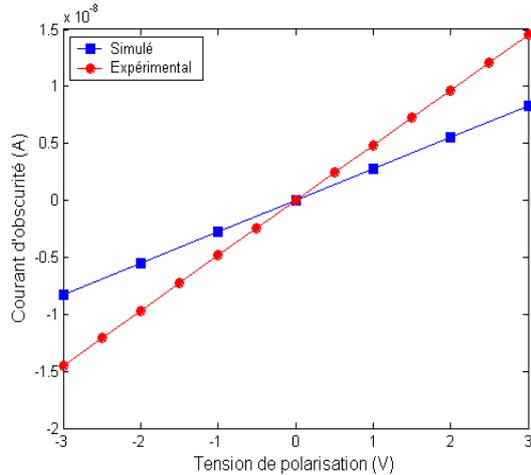
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure IV.19 Courant d'obscurité -expérimental et simulé- en fonction de la polarisation pour les différents échantillons (a) E1, (b) E2, (c) E3, (d) E4.

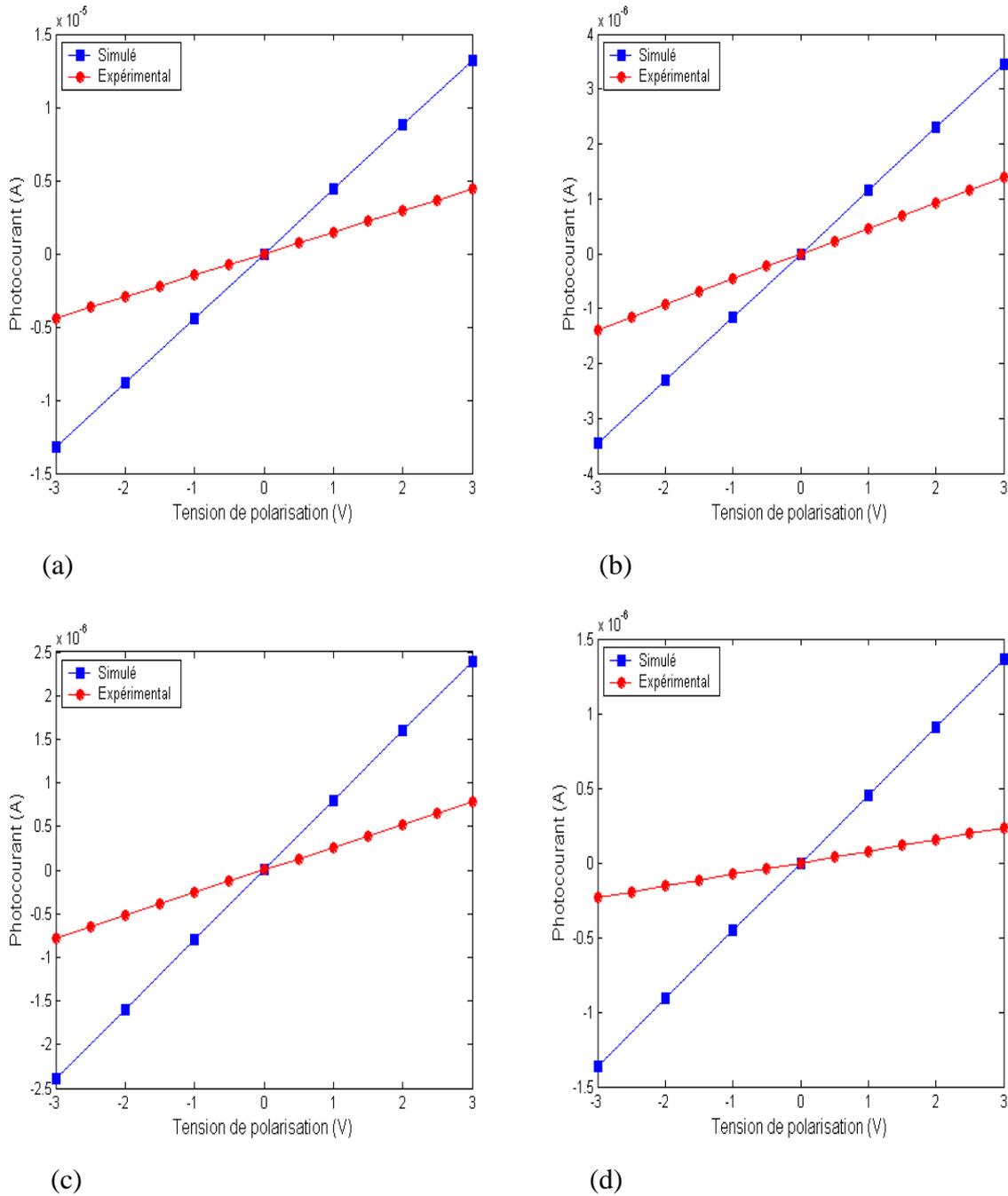


Figure IV.20 Photocourant -expérimental et simulé- en fonction de la polarisation pour les différents échantillons (a) E1, (b) E2, (c) E3, (d) E4.

Les résultats de simulation des caractéristiques des échantillons E1, E2, E3, E4 sont comparés avec les résultats expérimentaux. La figure IV.19 présente l'évolution du courant d'obscurité simulé et expérimental des quatre échantillons en fonction de la variation de la tension de polarisation. Nous constatons que le courant simulé présente la même tendance que celui trouvé expérimentalement

Cependant les caractéristiques théoriques sont nettement meilleures que celles obtenues expérimentalement. Cet écart est dû certainement à des effets structuraux, en particulier la présence des états d'interfaces, négligé dans notre modèle. L'origine de ces états d'interfaces, est due au non homogénéité de la surface. En plus les états supplémentaires se posent à la suite du dépôt du métal sur le semiconducteur. La plus observable est la variation de la concentration au niveau de la surface de notre semiconducteur.

Cela peut être expliqué par l'existence d'une couche mince de n^+ ZnO à l'interface Al-ZnO. Il est bien connu que l'aluminium est un donneur au ZnO, par conséquent il réagit fortement avec les chalcogénures. Ainsi une très fine couche de ZnO fortement dopée pourrait apparaître à l'interface l'aluminium-ZnO [31,32].

En outre ces états ont induit une dégradation du photocourant, à cause du phénomène de recombinaison des porteurs photogénérés négligé dans notre modèle

La figures IV.20 présente l'évolution du photocourant simulé et expérimental des quatre échantillons en fonction de la variation de la tension de polarisation. Le photocourant simulé présente aussi la même tendance que celui trouvé expérimentalement, les valeurs de simulations sont inférieures aux valeurs expérimentales. Nous pouvons expliquer que cette différence est due aux différents phénomènes qui ne sont pas considérés dans notre modélisation, comme les recombinaisons des porteurs photogénérés.

Les résultats montrent que notre modèle donne des résultats comparables à celle de l'expérience

IV.6 Vitesse de réponse du photodétecteur

Et pour étendre l'étude théorique, nous avons étudié la variation de la vitesse de réponse d'un photodétecteur MSM à base de ZnO en fonction des dimensions des contacts métalliques dans le but toujours, d'optimiser notre structure. En effet la performance du photodétecteur MSM est déterminée aussi par le temps de transit des porteurs en excès entre les électrodes et leurs capacités. Nous avons utilisé l'expression de la capacité de la structure planaire d'un photodétecteur MSM à base ZnO en fonction de la variation de la distance interdoigts pour une largeur de doigt et une surface active constantes.

La figure IV.21 nous montre la variation de la capacité en fonction de la variation de la distance interdoigts, dont les valeurs sont comprises dans l'intervalle [0-30 μm], pour une largeur de doigt et une zone active fixes.

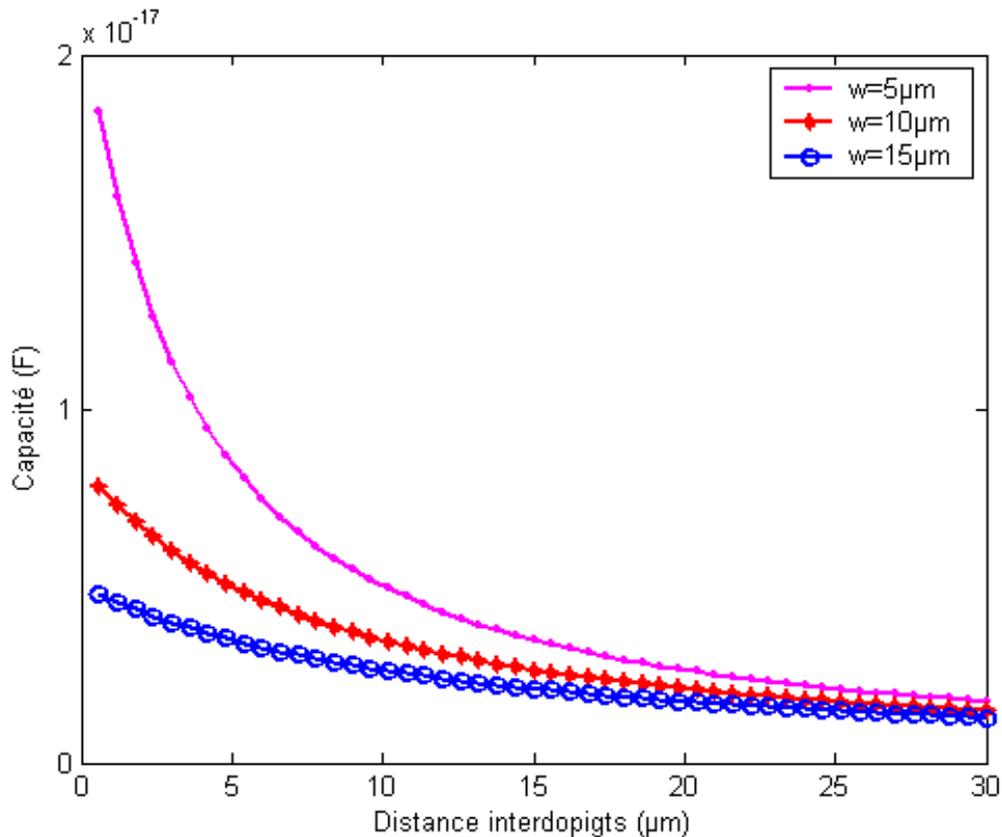


Figure IV.21 Evolution de la capacité d'un photodétecteur MSM en fonction de la distance interdoigts pour une surface égale à $100 \times 100 \mu\text{m}$.

Nous remarquons que la capacité diminue lorsque la distance interdoigts augmente. En outre, pour différentes valeurs de w , la largeur du doigt, les caractéristiques $C(s)$ sont décalées. Bien que pour une meilleure optimisation du paramètre s (distance interdoigts), le temps de transit et la constante de temps RC doivent être étudiés.

En utilisant les expressions (3.43), (3.44) et (3.45), nous calculons les fréquences pour une surface active $A=100 \times 100 \mu\text{m}^2$ et une largeur de doigt égale à $10 \mu\text{m}$. La résistance totale est estimée égale à la résistance de charge dont la valeur est 50Ω [32,33]. La figure IV.22 décrit l'évolution de la fréquence liée au temps de transit, de la fréquence liée à la constante de temps RC et de la fréquence totale en fonction des distances interdoigts.

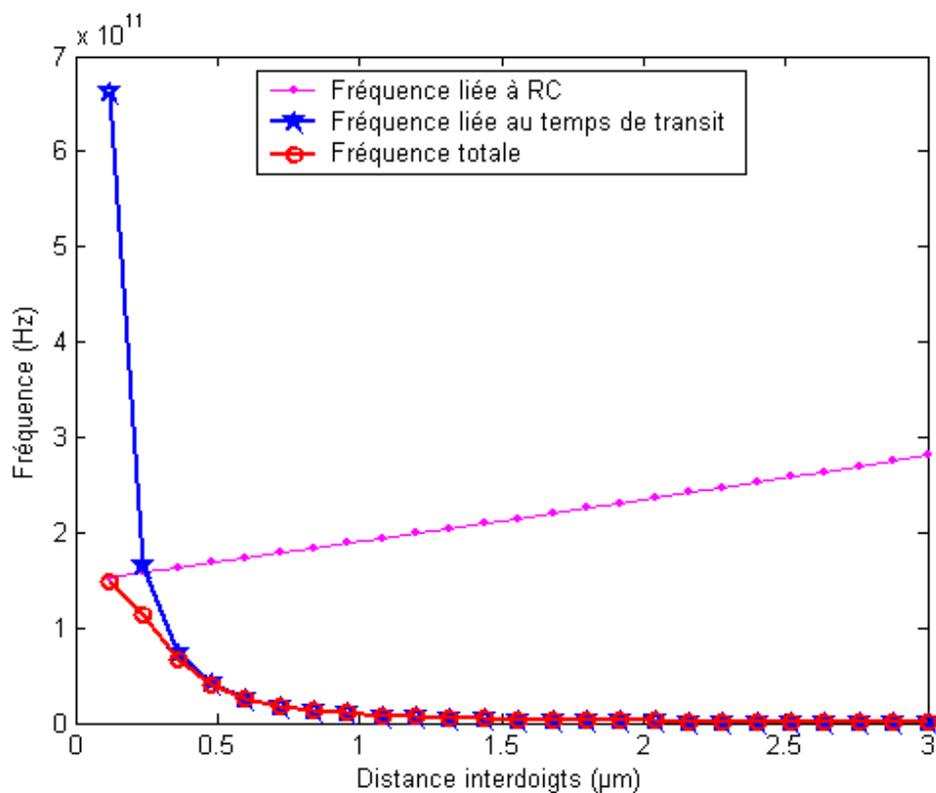


Figure IV.22 Fréquence en fonction de la distance inter électrode pour une largeur de doigt égale à $10 \mu\text{m}$ et une surface égale à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$

Nous remarquons que la largeur de bande résultante est seulement limitée par le temps de transit quand la distance interdoigts est supérieure à $0,5 \mu\text{m}$. Par contre pour les valeurs inférieures à $0,5 \mu\text{m}$, elle est limitée par la constante de temps RC. Nous constatons, aussi que la fréquence de coupure liée au temps de transit augmente avec la diminution de la distance

interdoigts. Par conséquent, pour les valeurs de la distance interdoigts supérieures à $0,5 \mu\text{m}$, l'amélioration du temps de réponse dépendra de la distance interdoigts.

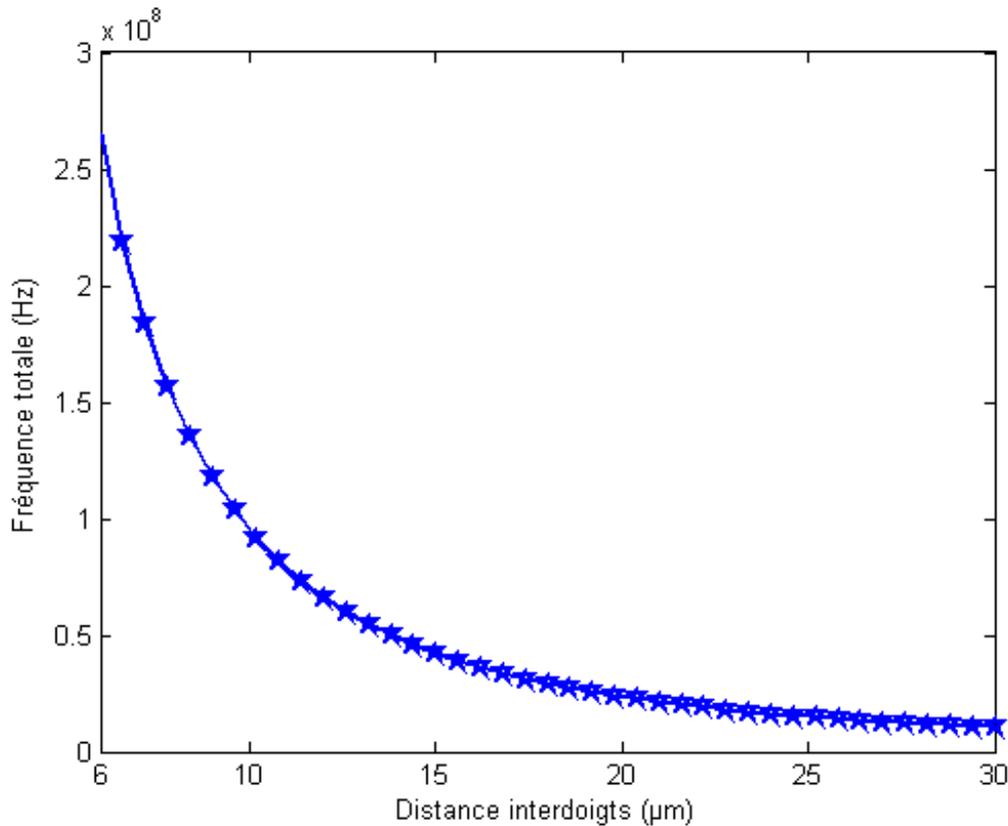


Figure IV.23 Fréquence totale en fonction de la distance inter électrode pour une largeur de doigt égale à $10\mu\text{m}$ et une surface égale à $100 \times 100 \mu\text{m}^2$

La figure IV.23 représente la variation de la fréquence totale du photodétecteur en fonction de la distance interdoigts. En effet, la diminution de la distance interdoigts augmente la fréquence totale, par conséquent la vitesse de réponse du photodétecteur augmente.

En résumé, nous pouvons conclure que pour avoir un bon rapport du photocourant par le courant d'obscurité du photodétecteur MSM à base de ZnO, avec un contact métallique interdigité en aluminium, une optimisation des paramètres s (distance interdoigts) et w (largeur de doigt) est nécessaire. La meilleure optimisation trouvée par cette simulation et qui s'accorde avec l'expérimental est celle où $s = 14\mu\text{m}$, $w = 12 \mu\text{m}$, qui a un courant d'obscurité expérimental égal 25nA et un photocourant expérimental égale à $0.78\mu\text{A}$ à une polarisation de 3V .

IV.6 conclusion

Ce chapitre décrit les outils théoriques que nous avons utilisés. Il comporte une description du modèle de simulation utilisé afin de prédire le comportement électrique des photodétecteurs MSM à l'aide d'un programme que nous avons développé. Nous avons donc présenté un modèle physique bidimensionnelle de type drift-diffusion fondé sur l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de courant. Ce modèle introduit le caractère bidimensionnel que présente le MSM et permet d'étudier le comportement du photodétecteur MSM.

Nous avons adopté pour une méthode de calcul basée sur la résolution de l'équation de Poisson. Après une normalisation et une discrétisation, nous avons procédé à une intégration des équations de continuité dans le temps, en utilisant les résultats de la résolution de l'équation de Poisson. Ce modèle nous a permis aussi de simuler le courant d'obscurité du composant pour différentes dimensions de la géométrie de la structure métallique. Les résultats de simulations ont été conformes avec celle de l'expérience. La variation des valeurs des paramètres de la géométrie du contact métallique influe sur le courant d'obscurité et aussi sur le photocourant. Le calcul du rapport $\frac{I_{ph}}{I_d}$ nous a permis d'avoir la bonne optimisation de s et de w afin d'avoir une structure métallique menant à un faible courant d'obscurité et en même temps une meilleure absorption de la lumière incidente. En outre et pour améliorer notre structure, nous avons étudié la réponse du photodétecteur MSM en fonction de la distance interdoigts. La meilleure optimisation trouvée par cette simulation et qui s'accorde avec l'expérimental est celle où $s = 14\mu\text{m}$, $w = 12\mu\text{m}$.

Références

- [1] G. Harzallah, M. Remram et A. Nehhas « High Quality Cristalline ZnO Films on Sapphire: Effect of Heat Treatment » 6th Symposium SiO₂, advanced dielectrics and related devices Palermo, 25-26 June, 2006 **Italy**.

- [2] G. Harzallah, M. Remram « Effets des paramètres de dépôt par la technique (magnetron Sputtring RF) sur la qualité cristalline des couches ZnO » Matériaux 2006 Dijon, 13-17 Novembre 2006 **France**.

- [3] Maxwell, J.C. “ Traité d’électricité et de magnétisme ”, Jacques Caley, 1985.

- [4] Adrian Rusu “ Modelarea Componentelor Microelectronice Active”, Academia Romana, Bucuresti, 1990.

- [5] Roger Legros, “Les Semiconducteurs 1 – Physique des semiconducteurs. technologie Diodes”, Eyrolles, 1974.

- [6] S. M. Sze, “Physics of semiconductors devices”, John Willey New York, 1981.

- [7] Henry Mathieu “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques”, Dunod, Paris 2001.

- [8] Katri Honkanen “Fabrication and modeling of SOI and GaAs MSM photodetectors and a GaAs-based integrated photoreceiver”, Thèse de doctorat université de technologie Helinski Finland.

- [9] Baozeng Guo, Umberto Ravaioli, Maritin Staedele “Full band monte carlo calculations of velocity-field characteristics of wurtzite ZnO”, Computer physics communications 175 (2006) 482–486.

- [10] S. Selberherr “Analysis and simulation of semiconductor devices”, Wien, Austria: Springer-verlag, 1984.
- [11] A. F. Salem, A. W. Smith, and K. F. Brennan, “Theoretical study of the effect of an AlGaAs double hétérostructure on metal-semiconductor-metal photodetector performance,” Ieee trans. Electron devices, vol. 41, n°. 7, pp. 1112–1119, Jul. 1994.
- [12] A. Xiang, W. Wohlmuth, P. Fay, I. Adesida, “Modeling of in GaAs MSM photodetector for circuit level simulation”, J. Lightwave technology, 14, 716, (1996).
- [13] Dayong Jiang, Jiying Zhang, Youming Lu, Kewei Liu, Dongxu Zhao, Zhenzhong Zhang, Dezhen Shen, Xiwu Fan, “Ultraviolet Schottky detector based on epitaxial ZnO thin film”, Solid-state electronics, 52 (2008) 679–682.
- [14] A.S. Bonnet-Bendhia, M. Lenoir, “Outils élémentaires d’analyse pour les équations aux dérivées partielles”, Ecole nationale supérieure de techniques avancées, édition 2002.
- [15] A.S. Bonnet-Bendhia, E. Luneville, C. Hazard, “Résolution numérique des équations aux dérivées partielles”, Ecole nationale supérieure de techniques avancées, édition 2002-2003.
- [16] William H. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolseky, William T. Vetterling, “Numerical recipes in C++. The art of scientific computing”, Cambridge university press, 2002.
- [17] C. R. Crowell and S. M. Sze “Current transport in metal semiconductor barriers,” Solid state electron., vol. 9, pp. 1035–1048, 1966.
- [18] M. Boumehrat, A. Gourdin “Méthodes numériques appliquées”, Office des publications universitaires.
- [19] J. Vignes, R. Alt et M. Pichat “Algorithmes numériques – Analyse et mise en œuvre : équation et système linéaire”, Edition technique, 1980.

- [20] Z.M. Teng, F.Y.Zhgan and J.Zheng “Efficient implementation of finite difference schemes for semiconductor device simulation”, *Microelectronics journal* 29 (1998) 87-95.
- [21] Selberherr, S. “Analysis and simulation for semiconductor devices”, Springer – verlag, Wien, 1984.
- [22] Heydemann, M. “Résolution numérique des équations bidimensionnelles de transport dans les semi-conducteurs”, Thèse de doctorat, université de Paris sud, 1972.
- [23] Solotboom, J.W. “Computer aided two dimensional analysis of bipolar transistor”, *iee trans. on electron devices*, 1973, vol. 20, pp. 669.
- [24] M. Charles, R. J. Lomax et al “Semiconductor device Simulation” *IEEE transmicrowave theory and technique*, vol mtt 22 n° 3 1974.
- [25] I. S. Achour “Etude de photodétecteurs MSM pour des applications micro-ondes”, Thèse de doctorat Université des sciences et technologies de Lille, 1994.
- [26] Han-Ki Kim, Ji-Myon Lee “Low resistance nonalloyed Al-based ohmic contactson n-ZnO:Al”, *Superlattices and microstructures* 42 (2007) 255–258.
- [27] J.H. Kim, J.Y. Moon, H.S. Lee, W.S. Han, H.K. Cho, J.Y. Lee, H.S. Kim “Al/Au ohmic contact to n-ZnO by dc sputtering”, *Materials science and engineering B* 165 (2009) 77–79.
- [28] D. Decoster, J. Harari, “Décteur optoélectronique”, Hermes science, Lavoisier 2002.
- [29] G. Guarino, W.R. Donaldson, M. Mikulics, M. Marso, P. Kordoš , Roman Sobolewski “Finite element simulation of metal–semiconductor–metal photodetector”, *Solid-state electronics* 53 (2009) 1144–1148.

- [30] Junqin Zhang, Yintang Yang, Lifei Lou, and Yan Zhao “Current-voltage characteristics simulation and analysis of 4H-SiC metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors”, August 10 2008 / vol. 6, n°. 8 / Chinese optics letters.
- [31] Y. Dong and L.J. Brillson “First-principles studies of metal (111)/ZnO{0001} interfaces” journal of electronic materials, vol. 37, n°. 5, 2008.
- [32] S.J. Young, L.W. Ji, S.J. Chang, Y.K. Su, ZnO metal -semiconductor- metal ultraviolet sensors with various contact electrodes, Journal of Crystal Growth 293 (2006) 43-47.
- [33] T.K. Lin, S.J. Chang, Y.K. Su, B.R. Huang, M. Fujita, Y. Horikoshi, ZnO MSM photodetector with Ru contact electrodes, Journal of Crystal Growth 281 (2005) 513-517.



Conclusion générale

Le travail effectué dans le cadre de cette thèse porte sur l'étude des composants optoélectroniques, ce travail nous a permis de comprendre l'évolution des propriétés électrique d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal (MSM PD) à base de ZnO.

En effet, nous avons détaillé la théorie des photodétecteurs ainsi que les différents types de photodétecteurs utilisés en optoélectronique, en particulier le photodétecteur métal-semi-conducteur-métal a base de ZnO, l'objet de cette thèse.

Nous avons commencé par présenter le matériau utilisé dans notre dispositif en occurrence le ZnO; sa structure cristalline, ses propriétés électroniques et optiques ont été présentés. Nous avons donné un aperçu sur sa croissance et les substrats utilisés pour le dépôt de ses couches minces. Différentes techniques du dépôt de ZnO ont été brièvement détaillées, en particulier la méthode de la pulvérisation cathodique; où nous avons décrit les paramètres influant sur le dépôt de ces couches minces. Dans ce cadre, nous avons exposé le travail expérimental, réalisé dans le cadre de cette thèse, en collaboration avec notre partenaire étranger par manque de moyens d'équipements à Constantine. En effet, nous avons démontré la possibilité de dépôt des couches de ZnO sur le saphir avec une bonne qualité cristalline par la technique de pulvérisation cathodique en radio fréquence magnétron. Nous avons trouvé les conditions optimales de dépôt. Nous avons démontré aussi l'effet positif du traitement thermique post-dépôt. En effet les couches obtenues aux températures de traitement sont meilleures que celles qui n'ont pas subit de traitement thermique.

En outre et en complément du travail expérimental réalisé à réarranger Ce chapitre décrit un modèle théorique bidimensionnelle de type drift-diffusion fondé sur l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de courant a été développé. Ce modèle nous a permis de caractériser notre photodétecteur MSM. Nous avons adopté une méthode de calcul qui se pose sur la résolution de l'équation de Poisson après une normalisation et une discrétisation puis on a procédé à une intégration des équations de continuité dans le temps, en utilisant les résultats de la résolution de l'équation de Poisson. Ce modèle nous a permis aussi de simuler le courant d'obscurité du composant pour différentes dimensions de la géométrie de la structure métallique. Les résultats de simulation ont été conformes avec ceux de l'expérience. Nous avons dégagé l'influence des paramètres de la géométrie du contact métallique sur le courant d'obscurité et aussi

sur le photocourant. Le calcul du rapport photocourant sur courant d'obscurité $\frac{I_{ph}}{I_d}$, nous a permis de trouver les meilleures valeurs de la largeur du doigt et de la largeur de l'interdoigt s et de w pour avoir la structure métallique menant à un faible courant d'obscurité et en même temps une meilleure absorption de la lumière incidente. Les meilleures performances des MSM PD sont obtenues pour les valeurs suivantes $s = 14\mu\text{m}$, $w = 12\mu\text{m}$. Ces valeurs nous ont permis d'obtenir un courant d'obscurité égal 25nA et un photocourant égale à $0.78\mu\text{A}$ à une polarisation de 3V . Ces données sont conformes aux résultats expérimentaux effectués sur des dispositifs tests

En perspective de ce travail nous comptons étudier des photodétecteurs MSM nanométrique;

Nous avons opté pour une technique d'élaboration moins coûteuse mais bien adaptée à nos perspectives et à nos moyens, c'est la méthode d'élaboration Sol-gel. Ce procédé est particulièrement adapté pour synthétiser des nanostructures de manière simple, peu coûteux. Le dépôt de nanostructures de ZnO par ce procédé est innovateur. En effet, la forme finale de ces nanoparticules, ainsi que leurs dimensions (sphérique, ellipsoïde, fils), qui dépendent des paramètres d'élaboration, ont un rôle important dans leurs comportements optoélectroniques en particulier leurs longueurs d'ondes.

Travaux scientifiques

G. HARZALLAH, M. REMRAM « Dépôt et caractérisation des couches ZnO sur saphir (0001) par la technique 'magnetron sputtering RF' » 11^{èmes} journées Nano-Micro Electronique et optoélectronique, Aussois 4-5 Avril 2006, **France**.

G. HARZALLAH, M. REMRAM et A. NEHHAS « High Quality Crystalline ZnO Films on Sapphire: Effect of Heat Treatment » 6th Symposium SiO₂, advanced dielectrics and related devices Palermo, 25-26 June, 2006 **Italy**.

G. HARZALLAH, M. REMRAM et A. NEHHAS « STRUCTURAL EVOLUTION OF ZnO ON SAPHIRE –EFFECT OF THE DISPOSITION PARAMETERS » 30th Workshop on compound semiconductor Devices and integrated Circuits, Fiskebackskill, 14-15 May, 2006 **Sweden**.

G. HARZALLAH, M. REMRAM « Effets des paramètres de dépôt par la technique (magnetron Sputtring RF) sur la qualité cristalline des couches ZnO » Matériaux 2006 Dijon, 13-17 Novembre 2006 **France**.

G. HARZALLAH, M. REMRAM « Study of Zno based MSM photodetector response in term of geometry » ICTFPM' 08, Mai 2008, Alger, **Algeria**.

G. Harzallah, C. Djimli, M. Remram « INFLUENCE DES PARAMETRES DE DEPOT SUR LA CROISSANCE EPITAXIALE DES FILMS ZnO ET GaN PAR PULVERISATION CATHODIQUE RF » JMSM 2008 Mehdiia 4-8 Novembre **Tunisie**.

G. HARZALLAH, M. REMRAM « Theoretical optimization of the characteristics of ZnO metal-semiconductor-metal photodetectors » CHINESE OPTICS LETTERS, COL 9(10), October 10, 2011

Résumé

Le travail de cette thèse est concentré sur l'étude de l'évolution du courant d'obscurité, ainsi que du courant sous illumination d'une structure MSM PD à base de ZnO.

Dans ce but, nous avons divisé le travail en deux parties. Dans une première partie nous avons étudié les conditions de croissance épitaxiale des films ZnO sur un substrat de saphir. Nous avons décrit le principe des techniques de croissance, nous avons optimisé les paramètres de croissances tels que la puissance, la température, le temps. La seconde partie est consacrée au développement d'un modèle théorique bidimensionnel d'un MSM PD à base de ZnO dont le contact métallique interdigité est l'aluminium. Ce modèle était de type drift-diffusion fondé sur l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de courant. Il permet de déterminer l'influence de plusieurs paramètres, spécialement les paramètres géométriques du contact métallique sur les performances de la structure en vue de l'optimisé. Nous avons utilisé différentes dimensions de la structure MSM pour le calcul du courant. Les résultats obtenus ont été interprétés et discutés afin d'avoir une géométrie optimale, pour un maximum rapport photocourant/courant d'obscurité. Une comparaison avec les résultats expérimentaux a été effectuée. Les résultats de simulations ont été conformes avec celle de l'expérience. La variation du rapport s/w nous mène à la bonne optimisation de s et de w pour avoir une structure métallique menant à un faible courant d'obscurité et même temps une meilleure absorption de la lumière incidente.

Abstract

The work of this thesis is focused on studying the evolution of the dark current and the current under illumination of an MSM PD based ZnO.

For this purpose, we divided the work into two parts. In the first part we studied the epitaxial growth conditions of ZnO films on a sapphire substrate. We have described the principle of growth techniques; we have optimized the growth parameters such as power, temperature, and time. The structure of ZnO layers was characterized by X-ray diffraction patterns. The second part is devoted to the development of a theoretical model of a two-dimensional MSM PD based ZnO with interdigitated metal contact is aluminum. This model was drift-diffusion type based on the Poisson equation, the equations of continuity and current equations. It allows determining the influence of several parameters, especially the geometric parameters of the metal contact on the performance of the structure for the optimized. We used different dimensions of the MSM structure for calculating the current. The results were interpreted and discussed in order to have an optimum geometry for maximum photocurrent/dark current ratio. A comparison with experimental results was performed. The simulation results were in line with that experience. The variation of the parameter values of the geometry of the metal contact affects the current. The variation of the s/w leads us to the good value of s and w for a metal structure leading to low dark current and simultaneously improved absorption of the incident light.

ملخص

يتركز عمل هذه الرسالة على دراسة تطور وبنية التيار الكهربائي لكاشف ضوئي مصنوع من أكسيد الزنك. يقدم هذا الأخير معلومات عن الخصائص الكهربائية، و يعكس بشكل مباشر على حساسية الكاشف ضوئي. لهذا الغرض، قد قسمنا العمل إلى قسمين. في الجزء الأول درسنا ظروف النمو الفوقي من الأفلام أكسيد الزنك على ركيزة الياقوت. ووصفنا مبدأ تقنيات النمو ، و قدرنا المعلمات الأمثل للنمو مثل الطاقة والحرارة والوقت. تميزت بنية طبقات أكسيد الزنك بأنماط حدود الأشعة السينية. ويخصص الجزء الثاني لتطوير نموذج نظري ثنائي الأبعاد لكاشف ضوئي مصنوع من أكسيد الزنك حيث الاتصال المعدني هو الألمنيوم. واستند هذا النوع على نموذج نشر العائم لمعادلة يواسون، ومعادلات الاستمرارية ومعادلات التيار. فإنه يسمح لتحديد تأثير العديد من المعلمات، وخصوصا المعلمات الهندسية للاتصال المعدني على أداء أمثل للبنية. استخدمنا أبعاد مختلفة للهيكل لحساب التيار الكهربائي. وفسرنا النتائج وناقشناها من أجل أن يكون هناك الهندسة الأمثل لأصغر تيار في الظلام. وأجريت مقارنة مع نتائج تجريبية. وكانت نتائج المحاكاة تماشياً مع التجربة. تباين قيم المعلمات الهندسية للاتصال المعدني يؤثر على التيار الكهربائي في الظلام. تباين ث/ق يقودنا إلى قيمة جيدة ل و ث للحصول على هيكل معدني يؤدي إلى انخفاض التيار الكهربائي في الظلام وامتصاص حسن في وقت واحد للضوء الحادث.