

République algérienne démocratique et populaire  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique  
Université Saâd Dahleb Blida 1



Faculté des sciences  
Département de physique

Mémoire de fin d'études  
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : Physique des Rayonnements

Thème :

**Analyse des propriétés de surface des photodétecteurs  
X-UV à base de matériaux III-N à large bande interdite  
destinés à des applications spatiales**

Présenté par : Bayah Amina  
Tifersi Soumia

Soutenu le 11 /11/2021 devant le jury composé de :

Dr. S. Ouir, USDB1 :	Présidente
Dr. N. Benzekkour, USDB1 :	Examinatrice
Dr. M. Ould Mohamed, USDB1 :	Examinateur
Dr. M. Mattalah, USDB1 :	Promotrice
M <sup>elle</sup> A. Cherfi, USDB1 :	Invitée

*A la fin de ce chemin orné d'un master  
en Physique des Rayonnements,  
nous exprimons nos vives reconnaissances  
au grand DIEU  
qui nous offre cette réussite.*

## Remerciements

---

*Ce présent travail a été élaboré à l'Université Saâd Dahlab de Blida-1 (USDB-1), Faculté des Sciences, Département de Physique.*

*Pour sa réalisation, nous tenons à remercier et à exprimer notre reconnaissance, tout d'abord, à Messieurs M. Sidoumou et R. Khelifi, Professeurs à l'USDB-1, pour nous avoir accueillies dans le laboratoire LPTHIRM.*

*L'encadrement a été assuré par Madame M. Mattalah, Maître de Conférences à l'USDB-1. A cet effet, nous lui exprimons notre reconnaissance pour son aide, ses conseils et ses encouragements. Par la même, nous remercions Madame S. Ouir, Maître de Conférences à l'USDB-1 et Vice-doyenne chargée de la Post-Graduation, de la Recherche Scientifique et des Relations Extérieures de la Faculté des Sciences, d'avoir fait l'honneur de présider notre jury de soutenance.*

*Par ailleurs, nous exprimons notre reconnaissance à Madame N. Benzekkour et à Monsieur M. Ould Mohamed, Maîtres de Conférences à l'USDB-1, pour avoir accepté d'examiner ce travail.*

*Nos égards s'adressent aussi au Chef de Département de Physique Monsieur A. Mouzali et à l'ensemble des enseignants qui ont contribué à notre formation depuis nos premiers pas à l'université.*

*On ne saurait oublier l'aide précieuse apportée par Monsieur A. Soltani, Maître de Conférences à l'université de Lille-1 (France), et Monsieur V. Mortet de l'Université de Hasselt-Belgique pour les calculs ab-initio et les spectres de photocourant, auxquels nous adressons nos vifs remerciements.*

*Par ailleurs, et il va s'en dire que nous ne pouvons oublier les efforts consentis par nos parents qui depuis notre plus jeune âge ont toujours fait leur maximum, en consacrant temps et argent, pour nous éveiller et nous encourager dans nos passions. Sans eux, le rêve qui nous tenait tant à cœur n'aurait pu se réaliser.*

*In finé, les efforts à déployer pour la réalisation de ce travail étaient tels que sans le concours des personnes susdites, il n'aurait pu être arrivé à son terme.*

## Résumé

---

Actuellement, de nouveaux semiconducteurs à large bande interdite sont disponibles et ont permis récemment de fabriquer une nouvelle génération de photodétecteurs UV. Ces semiconducteurs de la filière nitrure B(Al,Ga)N, diamant et SiC constituent des matériaux de choix nécessaires à la détection sélective en UV, UV profond voire extrême UV sans qu'il soit nécessaire d'y ajouter des filtres bloquant le visible ou l'infrarouge. Un des paramètres clés nécessaire au bon fonctionnement de ces photodétecteurs est le temps de réponse. La présence de défauts en quantité dans ces semiconducteurs se répercute par une forte densité de pièges en surface. Les photodétecteurs élaborés dans ces conditions présentent alors une vitesse de recombinaison des porteurs à leur surface très élevée et donc un temps de réponse du composant très lent.

La thématique de recherche porte sur l'analyse des propriétés de surface des photodétecteurs X-UV à base de matériaux à large bande interdite III-N destinés à des applications spatiales. La technique utilisée est la spectroscopie du photocourant.

## Abstract

---

Currently, new wide band gap semiconductors are available and have recently enabled the fabrication of a new generation of UV photodetectors. These semiconductors from the B(Al,Ga)N nitride, diamond and SiC series are the materials of choice for selective detection in UV, deep UV and even extreme UV without the need of visible or infrared blocking filters. One of the key parameters necessary for a good operation of these photodetectors is their response time. The presence of a large number of defects in these semiconductors results in a high density of surface traps. The photodetectors developed under these conditions have a very high carrier recombination velocity at their surface and therefore a very slow response time.

The research theme focuses on the analysis of the surface properties of X-UV photodetectors based on III-N wide band gap materials for space applications. The technique used for this is the photocurrent spectroscopy.

تتوفر حالياً أشباه موصلات جديدة ذات فجوة عريضة النطاق ، وقد أتاحت مؤخراً صنع جيل جديد من أجهزة الكشف الضوئي بالأشعة فوق البنفسجية. هذه أشباه الموصلات من النيتريد مثل  $B(Al,Ga)N$ ، الألماس (Diamond) و  $SiC$  هي مواد اختيار ضرورية للكشف عن الأشعة فوق البنفسجية الإنتقائية أو الأشعة فوق البنفسجية العميقة أو الشديدة للأشعة فوق البنفسجية بدون ضرورة إضافة مرشحات حظر الأشعة المرئية أو الأشعة تحت الحمراء. أحد الإعدادات الرئيسية المطلوبة للتشغيل المناسب لهذه الضوئية هو وقت الاستجابة. ينعكس وجود عيوب بكمية كبيرة في هذه أشباه الموصلات من خلال كثافة عالية من الفخاخ على السطح . تظهر أجهزة الكشف الضوئي التي يتم إنجازها في ظل هذه الظروف سرعة عالية جداً لإعادة التركيب ، و بالتالي يكون وقت الإستجابة بطيء جداً .

يركز موضوع البحث على تحليل الخصائص السطحية للضوء  $X-UV$  استناداً إلى مواد النطاق العريض المحظور III-N المخصصة للتطبيقات الفضائية . التقنية المستخدمة هي التحليل الطيفي الضوئي .

<b>Introduction Générale</b>	<b>1</b>
------------------------------	----------

**Chapitre I :  
Généralités sur les photodétecteurs UV**

I.1. Introduction	3
I.2. Généralités sur les capteurs UV et domaines d'applications	3
I.3. Photodétection dans les semiconducteurs (SC)	4
I.4. Principe de fonctionnement	6
I.4.a. Génération des porteurs	6
I.4.b. Génération du photocourant	6
I.5. Composants pour la photodétection	6
I.5.a. Photoconducteur	7
I.5.b. Photodiode à jonction $p-n$	8
I.5.c. Photodiode $p-i-n$	10
I.5.d. Photodiode Schottky	10
I.5.e. Photodiode à avalanche	13
I.5.f. Photodétecteur Métal/Semiconducteur/Métal (MSM)	13
I.6. Définition des paramètres physiques des photodétecteurs	15
a- Photoréponse	15
b- Courant d'obscurité	16
c- Puissance équivalente de bruit <i>NEP</i> ( <i>Noise Equivalent Power</i> )	16
d- Taux de réjection UV/Visible	16
e- Temps de réponse	17
f- Rendement quantique	17
I.7 Résumé	18
Références bibliographiques	19

**Chapitre II :  
Evaluation théorique du photocourant d'un PD MSM**

II.1. Introduction	20
II.2. Calcul théorique du photocourant d'un photodétecteur MSM	20
II.2.1. Photodétecteur MSM à l'équilibre thermique ( $V = 0$ )	20
II.2.2. Photodétecteur MSM sous illumination et polarisation ( $V \neq 0$ )	21
II.2.3. Cas particuliers pour le calcul du photocourant	27
a- Cas où $V \ll$	27
b- Cas où $V = V_{RT}$ ( <i>Reach Through voltage</i> )	27
c- Cas où $V \gg V_{RT}$ ( <i>Reach Through voltage</i> )	29
d- Cas où $V \gg$	29
II.3. Résumé	30
Références bibliographiques	31

**Chapitre III :  
Photodétecteurs UV en diamant**

III.1. Introduction	32
III.2. Présentation des propriétés du diamant	33
III.2.1. Propriétés cristallographiques	33
a- Structure cristalline du graphite	33
b- Structure cristalline du diamant	33
III.2.2. Propriétés électroniques du diamant	35
- Energie de gap et structure de bande d'énergie du diamant	35
- Propriétés de transport	37
III.3. Dopage du diamant	38
III.4. Défauts dans le diamant	39
III.4.1. Origine des défauts dans le diamant	40
III.5. Technologies des détecteurs UV	41
III.6. Domaines d'applications	42
III.6.1. Le diamant : Un SC grand gap pour des applications de détection	42
III.6.2. Le diamant : Un détecteur UV pour des applications spatiales	43
III.7. Résumé	43
Références bibliographiques	44

**Chapitre IV :  
Analyse des défauts dans les PD MSM diamant**

IV.1. Introduction	45
IV.2. Technique d'analyse des propriétés de surface dans les photodétecteurs	45
IV.2.1. Spectroscopie de photocourant	45
IV.2.2. Description du banc de mesure	45
IV.3. Réponse d'un photodétecteur MSM diamant	48
IV.3.1. Organigramme de calcul du photocourant	48
IV.3.2. Structure du MSM diamant	49
IV.3.3. Résultats numériques et discussions	50
IV.4. Conclusion	53
Références bibliographiques	54
<b>Conclusion générale</b>	<b>55</b>

## Liste des figures

---

Figure I-1 : Domaines spectraux des principales radiations électromagnétiques	3
Figure I-2 : Représentation schématique de la structure de bande et de l'absorption d'un photon dans un SC à gap direct (a) et à gap indirect (b)	5
Figure I-3 : Schémas des principaux types de photodétecteurs à SC	7
Figure I-4 : Schéma du dispositif photoconducteur sous polarisation électrique (dans le cas d'un SC dopé $n$ )	8
Figure I-5 : Diagramme énergétique d'une jonction $p-n$ avant contact (a) et après contact (b) à l'équilibre thermodynamique	9
Figure I-6 : (a) Photogénération dans une jonction $p-n$ . (b) Diagramme énergétique et mécanismes de génération du photocourant dans une jonction $p-n$	9
Figure I-7 : Diagramme des bandes d'énergie du travail de sortie d'un métal et de l'affinité électronique d'un SC	11
Figure I-8 : Diagramme de bande d'énergie des contacts ohmique (a) et Schottky (b)	12
Figure I-9 : Effet Schottky : Excitation bande à bande de la paire e-h ( $h\nu > E_g$ )	12
Figure I-10 : Effet avalanche : une paire e-h photocréée génère d'autres paires par ionisation par impact	13
Figure I-11 : (a) Deux diodes Schottky (M/SC/M), (b) photodétecteur MSM avec sa structure interdigitée, (c) lignes de champ entre les électrodes	14
Figure II-1 : Structure MSM interdigitée	20
Figure II-2 : Distribution du champ électrique à l'équilibre thermique	21
Figure II-3 : Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MSM à l'équilibre dans le cas de métaux identiques	21
Figure II-4 : Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MSM sous irradiation optique et polarisation électrique	22
Figure II-5 : Distribution du champ électrique à faible tension de polarisation	27
Figure II-6 : Distribution du champ électrique à la tension $V = V_{RT}$	28
Figure II-7 : Distribution du champ électrique à la tension $V > V_{FB}$	30
Figure III-1: Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour certains alliages III-V à base de nitrures X-N , cBN et diamant	32
Figure III-2 : Structure cristalline de l'allotrope graphite du carbone	33
Figure III-3 : Structure diamant	34
Figure III-4 : Structure cristalline du diamant hexagonal	34
Figure III-5 : Structure de bande du diamant et sa cellule élémentaire de Wigner-Seitz	36

## Liste des figures

---

Figure III-6 : a- Dopage négatif au phosphore, b- Dopage positif au bore	38
Figure III-7 : Effet du dopage sur les bandes de conduction et de valence	38
Figure III-8 : Diagramme de bandes du diamant avec les différentes énergies d'ionisation des dopants	39
Figure III-9 : Diagramme des niveaux d'énergie d'une lacune notée V, du lithium, du sodium, de l'azote, du phosphore et du bore présents dans la bande interdite	40
Figure III-10 : Ensemble des matériaux SC disponibles pour la détection visible et UV	41
Figure IV-1: Banc de mesure expérimental de photocourant	46
Figure IV-2: Exemple de variations des sections efficaces de capture en fonction de l'énergie d'après le modèle de Inkson [2] dans le cas où l'énergie du piège est définie par $E_T = 1\text{eV}$ et pour $m_T = m^*$	48
Figure IV-3 : Organigramme de la programmation	49
Figure IV-4 : Variation du photocourant théorique d'un photodétecteur MSM diamant soumis à différentes puissance lumineuses et tensions de polarisation	50
Figure IV-5 : Spectre de photoréponse (cercles) du MSM diamant. La courbe fittée (trait bleu) est composée de la superposition de 4 bandes d'absorption	51
Figure IV-6 : Spectre de photoréponse (cercles) du MSM diamant. La courbe fittée (trait bleu) est composée de la superposition de 2 bandes d'absorption	52

## Liste des tableaux

---

Tableau I.1 : Travail de sortie de quelques métaux	10
Tableau I.2 : Affinités électroniques de quelques SC	11
Tableau III.1 : Extrait de la classification périodique des éléments	35
Tableau III.2 : Principales propriétés du Si, GaN et du diamant	36
Tableau III.3 : Masses effectives des porteurs dans le diamant	37
Tableau IV.1: Forme d'évolutions analytiques des sections efficaces de capture	47
Tableau IV.2: Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur le photodétecteur MSM diamant	52
Tableau IV.3: Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur le photodétecteur MSM diamant	53

## Liste des symboles et abréviations

---

a	Paramètre de maille
AlN	Composé nitrure d'aluminium
BC	Bande de conduction
BN	Nitrure de bore
LBI	Large Bande interdite
BV	Bande de valence
cC	Carbone cubique
$D_{n,p}$	Coefficient de diffusion des électrons et des trous
$E_C$	Energie du niveau le plus bas de BC loin de l'interface
$E_F$	Energie du niveau de Fermi dans le semiconducteur
$E_{Fm}$	Niveau de Fermi dans un métal
$E_{Fn,p}$	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les électrons et les trous
$E_g$	Energie de la bande interdite
$E_V$	Energie du niveau le plus haut de la bande de valence loin de l'interface
EUV	Extrême UltraViolet
G	Taux de génération des paires électrons-trous
GaN	Nitrure de gallium
$I_p$	Courant de polarisation
$I_{ph}$	Photocourant
$J_n$	Densité de courant des électrons et des trous
L	Epaisseur du SC
LBI	Large Bande Interdite
$L_{n,p}$	Longueur de diffusion des électrons et des trous
$k_B$	Constante de Boltzmann
MSM	Métal/ Semiconducteur/ Métal
$m_{n,p}^*$	Masse effective de l'électron et du trou
MS	Interface Métal-Semiconducteur
$m_0$	Masse de l'électron dans le vide
n	Concentration d'électrons libres dans le semiconducteur
$N_A$	Densité des accepteurs
$N_C$	Densité d'états effective dans la bande de conduction
$N_D$	Densité des donneurs
NEP	Noise Equivalent Power
$n_i$	Concentration intrinsèque d'électrons dans le semiconducteur
$N_V$	Densité d'états effective dans la bande de valence
NV	Niveau du vide
$n_0$	Concentration d'électrons libres dans le substrat loin de l'interface
$O_N$	Impureté oxygène en site azote
p	Concentration des trous libres dans le semi-conducteur
$p_i$	Concentration intrinsèque de trous dans le semi-conducteur
$p_0$	Concentration des trous libres dans le substrat loin de l'interface
SC	Semiconducteur
Si	Silicium
U	Taux de recombinaison des porteurs
$U_{n,p}$	Taux de recombinaison des électrons et des trous
UV	UltraViolet
V	Potentiel électrique
$V_{BR}$	Tension de claquage
$V_{BP}$	Tension de bandes plates
$V_{RT}$	Reach through voltage
$v_{th}$	Vitesse thermique moyenne

## Liste des symboles et abréviations

---

VUV	Vacuum UltraViolet
W	Largeur de la zone de déplétion
XUV	Rayons X-UltraViolet
ZCE	Zone de charge d'espace
$\alpha$	Coefficient d'absorption
$\Delta n$	Concentration des électrons en excès
$\Delta p$	Concentration des trous en excès
$\epsilon_{SC}$	Constante diélectrique du semiconducteur
$\phi$	Densité de flux de photons
$\phi_0$	Densité de flux de photons incidents
$\phi_{Fn}$	Différence entre $E_{FSC}$ et $E_{Fi}$
$\phi_m$	Travail de sortie du métal
$\phi_{mS}$	Différence entre le travail de sortie du métal et du SC
$\lambda$	Longueur d'onde du laser
$\nu$	Fréquence de l'onde
$\sigma$	Section efficace de capture moyenne
$\sigma_{n,p}$	Section efficace de capture des électrons et des trous
$\tau_{n,p}$	Durée de vie des électrons et des trous
$\mu_{n,p}$	Mobilités des électrons et des trous
$\chi_{SC}$	Affinité électronique du semiconducteur

# *Introduction générale*

Le rayonnement solaire est la source naturelle de rayonnement UV la plus importante sur Terre. En effet, les programmes d'observation de l'atmosphère solaire exigent des imageurs UV surpassant l'état de l'art actuel. Pour mieux comprendre la physique solaire et la météo spatiale, il est impératif d'améliorer les instruments d'observations et plus spécifiquement leur résolution spatiale et temporelle.

L'objet de ce travail est dédié à l'étude de détecteurs à base de semiconducteurs (SC) à large bande interdite (LBI) pour notamment l'observation du Soleil dans les UV, mais plusieurs autres applications scientifiques ou industrielles peuvent en bénéficier.

L'utilisation d'un détecteur pour réaliser un instrument de mesure optique fiable nécessite de prendre en compte de nombreux paramètres comme l'efficacité quantique, la sensibilité spectrale et les sources de bruit (bruit quantique, bruit thermique...).

Notre investigation repose sur les propriétés des SC à LBI, tels que les nitrures III-N (AlN, GaN, BN,...) et le diamant. L'insensibilité au visible (*solar-blindness*) de ces capteurs basés sur les matériaux grand gap est très avantageuse. Elle permet une plus grande sensibilité des instruments dans l'UV et par conséquent une résolution spatiale plus élevée ainsi qu'une plus haute résolution temporelle. Une technologie fondée sur ces matériaux innovants plutôt que sur le silicium autorise aussi une résistance accrue aux rayonnements ionisants (*rad-hardness*) et donc à une stabilité indispensable aux conditions extrêmes.

En effet, cette technologie est pénalisée par la présence de nombreux défauts dont l'origine est autant intrinsèque qu'extrinsèque. Il est donc absolument nécessaire de minimiser leurs impacts si l'on désire aboutir à la maturité exigée pour un développement industriel.

Ce travail est structuré en quatre parties. Le premier chapitre présente les différents composants photodétecteurs UV existant, leur physique et leurs paramètres clés.

Le deuxième chapitre est consacré à l'utilisation des équations de base théoriques permettant de calculer le photocourant résultant de l'irradiation d'un photodétecteur

soumis à un champ électrique. Nous nous sommes concentrés exclusivement à des capteurs optiques de type MSM.

Le troisième chapitre de ce manuscrit présente les propriétés intrinsèques supérieures du diamant, vis-à-vis des autres semiconducteurs à grands gaps, qui en font un matériau particulièrement adapté pour de nombreuses applications notamment dans le domaine de la détection du rayonnement électromagnétique dans le domaine des XUV.

Le quatrième et dernier chapitre décrit les performances des capteurs UV élaborés sur diamant. La technique de photocourant est utilisée pour analyser les défauts présents en surface des photodétecteurs métal/SC/métal (MSM) diamant qui sont responsables des imperfections de la photoréponse.

# *Chapitre 1*

## *Généralités sur les photodétecteurs UV*

## I.1. Introduction

Ce chapitre présente des généralités sur les capteurs UV et leurs domaines d'applications. Nous citons tout d'abord les différents composants photodétecteurs UV existant, allant des plus simples : les photoconducteurs (de type jonction  $p-n$ ), aux plus complexes: les photodétecteurs (Schottky,  $p-i-n$ , à avalanche et MSM) puis procédons à un rapide récapitulatif du principe de fonctionnement des photodétecteurs utilisant l'effet photoélectrique et des grandeurs majeures qui leurs sont associées.

## I.2. Généralités sur les capteurs UV et domaines d'applications

Le rayonnement UV couvre un large domaine spectral qui s'étend de la limite du visible, soit 400 nm jusqu'à la frontière des rayons X située à 10 nm (Figure I-1). Ce spectre est généralement divisé en deux régions : UV proches (200-400 nm) et UV lointains (10-200 nm). Les UV proches peuvent être subdivisées en trois catégories :

- les UVA (400 et 320 nm ou 3,1 à 3,87 eV) ;
- les UVB (320 et 280 nm ou 3,87 à 4,43 eV) ;
- les UVC (280 et 200 nm ou 4,43 à 6,2 eV).

En raison de ses propriétés d'absorption lumineuse propres, l'atmosphère terrestre ne permet pas la libre propagation de la lumière de longueurs d'ondes inférieures à 200 nm. C'est la raison pour laquelle la frange spectrale des UV lointains ne peut se propager que dans le vide, d'où l'appellation *Vacuum UV* (VUV).

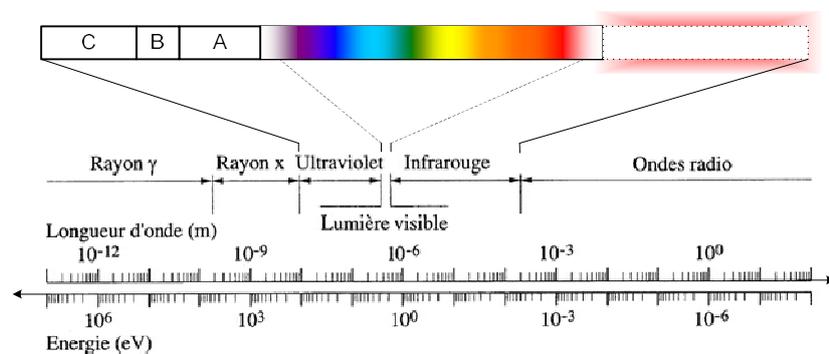


Figure I-1 : Domaines spectraux des principales radiations électromagnétiques.

### Domaines d'applications

Les détecteurs UV sont requis pour de nombreuses applications civiles ou militaires.

On peut citer par exemple :

- les dosimètres personnels pour environnements riches en UV ;
- la détection d'incendies (forêt) et l'analyse des flammes et des plasmas ;
- les diagnostics scientifiques d'instruments tels que le laser X, les lasers UV, ... ;
- le monitoring du rayonnement UV solaire, dans l'astronomie, pour la communication entre satellites, pour l'identification des missiles par leur traînée ou encore le guidage de missiles [1] ;
- l'étude depuis l'espace des changements globaux de la Terre (trou d'ozone) et des aurores boréales.

Certaines de ces applications, comme celles spatiales, impliquent de fortes radiations (protons, électrons, particules alpha, ...) et/ou de fortes variations de température. On demandera donc souvent au détecteur UV de fonctionner en environnement hostile. Il doit bien sûr fonctionner longtemps et de façon fidèle. On parle de fiabilité et de stabilité.

### I.3. Photodétection dans les semiconducteurs (SC)

La photodétection consiste en la conversion d'un signal optique (photons) en un signal électrique (paires électron-trou e-h). Il existe plusieurs phénomènes physiques permettant cette conversion, comme par exemple l'effet thermoélectrique, ou l'effet photoélectrique dans les SC.

Dans **l'effet thermoélectrique**, la chaleur produite par le rayonnement crée un gradient de température qui génère une tension. Il existe des détecteurs basés sur cet effet, mais ils sont lents et peu sensibles, et leur intégration dans un système électronique est difficile.

Dans **l'effet photoélectrique**, si un matériau SC est éclairé par un rayonnement d'énergie suffisante, alors les photons sont absorbés et cèdent leur énergie à des électrons de la bande de valence (BV), qui sont alors excités dans la bande de conduction (BC), où ils se comportent comme des porteurs libres.

Un dispositif de collecte de charges génère alors un courant électrique. Ces détecteurs sont rapides, sensibles, linéaires, précis, miniaturisables en matrices de pixels et facilement intégrables dans un système électronique, ce qui les rend attractifs pour de nombreuses applications. Ce phénomène se produit dans un SC. Il peut aussi se produire dans un métal, on parle alors d'émission photoélectrique.

Dans le cas idéal, un photon donne lieu à la création d'une paire électron-trou : un électron dans la BC et un trou dans la BV. Il faut cependant distinguer les SC à **gap direct** et **gap indirect**. La structure de bande pour ces deux types est représentée sur la Figure I-2.

Dans le cas d'un SC à gap direct (Figure I-2-a), l'énergie nécessaire à un photon incident ( $h\nu$ ) pour exciter un électron de la BC est au moins égale à l'énergie du gap  $E_g$  [2] :

$$h\nu \geq E_g \quad (\text{I.1})$$

Dans le cas d'un SC à gap indirect (Figure I-2-b), deux cas sont possibles :

- L'énergie du photon incident est supérieure ou égale à l'énergie du gap direct : c'est l'absorption directe.
- L'énergie du photon incident est supérieure, inférieure ou égale à l'énergie du gap indirect, l'émission (stokes) ou l'absorption (anti-stokes) d'un phonon permet la conservation de la quantité de mouvement.

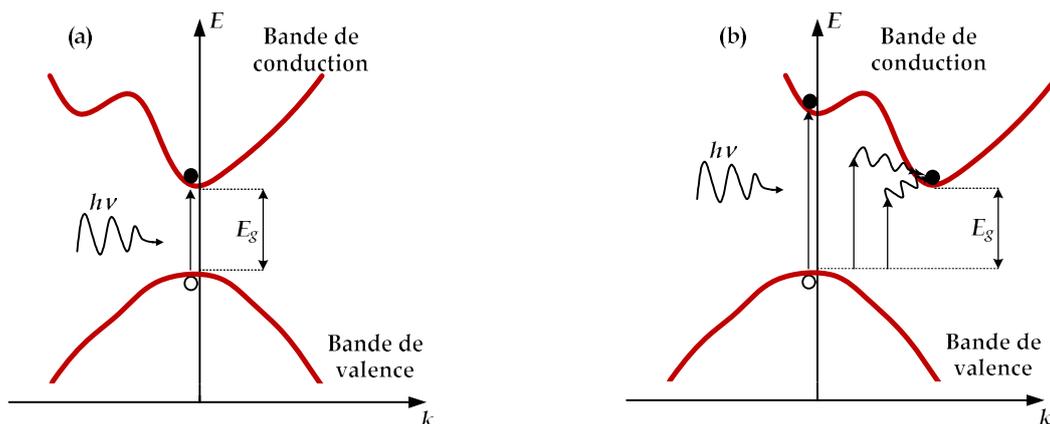


Figure I-2 : Représentation schématique de la structure de bande et de l'absorption d'un photon dans un SC à gap direct (a) et à gap indirect (b).

## I.4. Principe de fonctionnement

### I.4.a. Génération des porteurs

Le principe de fonctionnement d'un détecteur basé sur l'effet photoélectrique réside en deux points : la génération et la séparation des charges.

Le flux lumineux incident génère des paires électron-trou (e-h). Ces deux types de charges sont mobiles, mais en l'absence de champ électrique ou de gradient de concentration, leur mouvement moyen est nul. De plus, si on ne sépare pas les deux types de charge, les électrons tendent à reprendre les places laissées vacantes dans la BV en se recombinant avec les trous. Si cela se produit, l'énergie des photons est perdue pour le photodétecteur. Elle est par exemple dissipée en chaleur dans le réseau cristallin du SC ou bien réémise sous forme de photon.

### I.4.b. Génération du photocourant

La séparation des paires e-h photogénérées donne naissance, avant recombinaison, au photocourant, qui correspond par définition aux porteurs libres photogénérés collectés par les électrodes du composant et dont le signal électrique (à une longueur d'onde donnée) est une fonction croissante de l'intensité lumineuse incidente. La séparation se fait au moyen d'un champ électrique, qui met en mouvement les deux types de charges d'un site atomique à l'autre dans des directions opposées. Ce champ peut lui-même provenir de deux origines distinctes. Soit il est appliqué au photodétecteur par un dispositif externe, par exemple un générateur de tension, soit il existe intrinsèquement à l'intérieur du photodétecteur, provenant d'une répartition non uniforme des charges.

## I.5. Composants pour la photodétection

Suivant la nature du champ électrique qui assure la séparation de charges des paires e-h photogénérées, on distingue deux grandes catégories de photodétecteurs :

- les **photoconducteurs** qui sont constitués d'un simple barreau de SC sur lequel sont disposés deux contacts ohmiques (cf. Figure I-3).
- les **photodétecteurs** qui utilisent le champ électrique interne d'une jonction *p-n*

ou Schottky (du type métal/semiconducteur M/SC).

On regroupe sous cette dernière appellation les photodétecteurs à jonction  $p-n$  (composants photovoltaïques à simple jonction  $p-n$ , et photodétecteur  $p-i-n$  comportant une fine couche de matériau SC non intentionnellement dopé entre la zone  $p$  et la zone  $n$ ), ainsi que l'ensemble des photodétecteurs à jonction Schottky (photodiodes à contact Schottky et photodiodes MSM) (cf. Figure I-3).

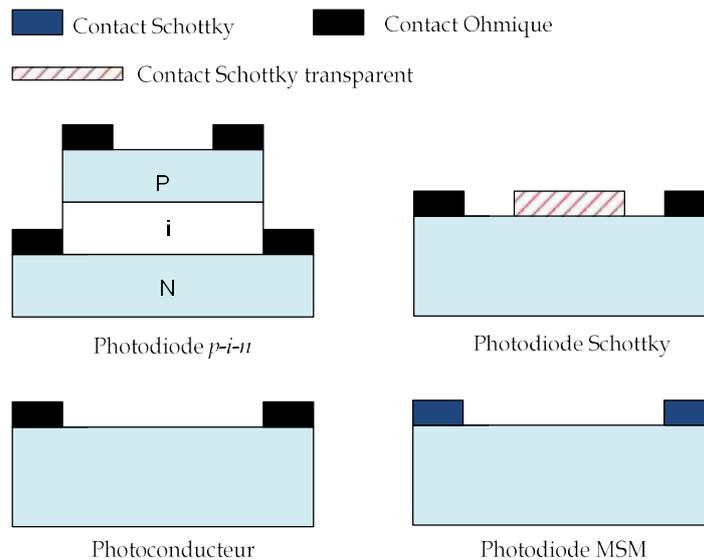


Figure I-3 : Schémas des principaux types de photodétecteurs à SC.

Les propriétés des dispositifs optoélectroniques dépendent de leur structure et du matériau SC utilisé.

### a- Photoconducteur

Les photoconducteurs représentent le type de photodétecteur le plus simple que l'on puisse imaginer : ils sont constitués d'un barreau SC de longueur finie avec deux contacts ohmiques aux extrémités (Figure I-4). Une composante continue en tension  $V_{app}$  est appliquée entre ces deux contacts de telle sorte à obtenir un courant électrique  $I_p$  obéissant quasiment à la loi d'Ohm. La surface optique active est constituée par la région séparant les deux électrodes de collecte. Quand elle est illuminée, les porteurs photogénérés qui dérivent sous l'effet du champ électrique appliqué, produisent un photocourant  $I_{ph}$  qui se superpose au courant de polarisation  $I_p$ , augmentant ainsi la conductance du composant.

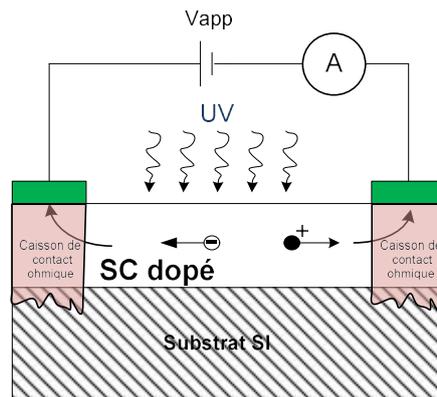


Figure I-4 : Schéma du dispositif photoconducteur sous polarisation électrique (dans le cas d'un SC dopé  $n$ ).

Le principal intérêt du dispositif photoconducteur est son gain élevé. La réponse des photoconducteurs est pour un même matériau, supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à celle des autres photodétecteurs (ex: photodiodes). En revanche, ses performances (bande passante, taux de réjection UV/Visible, détectivité) sont trouvent amoindries.

### **b- Photodiode à jonction $p-n$**

Le composant à SC de base utilisé pour la photodétection est la diode à jonction  $p-n$  : un SC de type  $p$  est accolé à un SC de type  $n$  (Figure I-5-a), où le raccordement des niveaux de Fermi à l'équilibre se fait par le moyen d'un écoulement de charges entre la région  $n$  et la région  $p$ . Les trous de l'un et les électrons de l'autre se recombinent à l'interface. Il se crée alors proche de l'interface une zone de charge d'espace (ZCE) due aux charges des impuretés dopantes qui ne sont plus compensées par les porteurs libres. Ces charges créent un champ électrique interne qui courbe les bandes d'énergie et forme, à l'équilibre thermodynamique, une barrière d'énergie entre les deux régions s'opposant au transport des électrons et des trous (Figure I-5-b).

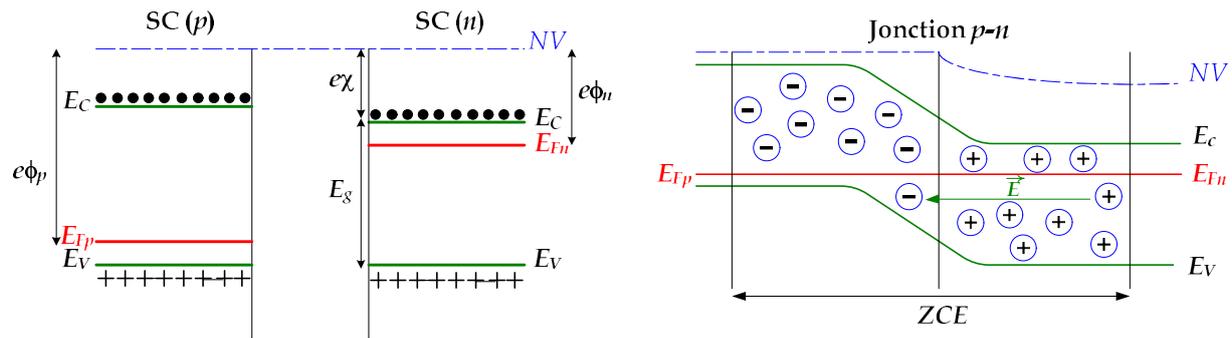


Figure I-5 : Diagramme énergétique d'une jonction  $p-n$  avant contact (a) et après contact (b) à l'équilibre thermodynamique.

Ce champ électrique dissocie les paires e-h ; l'électron est propulsé vers la zone  $n$  et le trou vers la zone  $p$  donnant ainsi naissance à un photocourant de génération (Figure I-6-a). Ce sont ces porteurs qui contribuent au photocourant (Figure I-6-b).

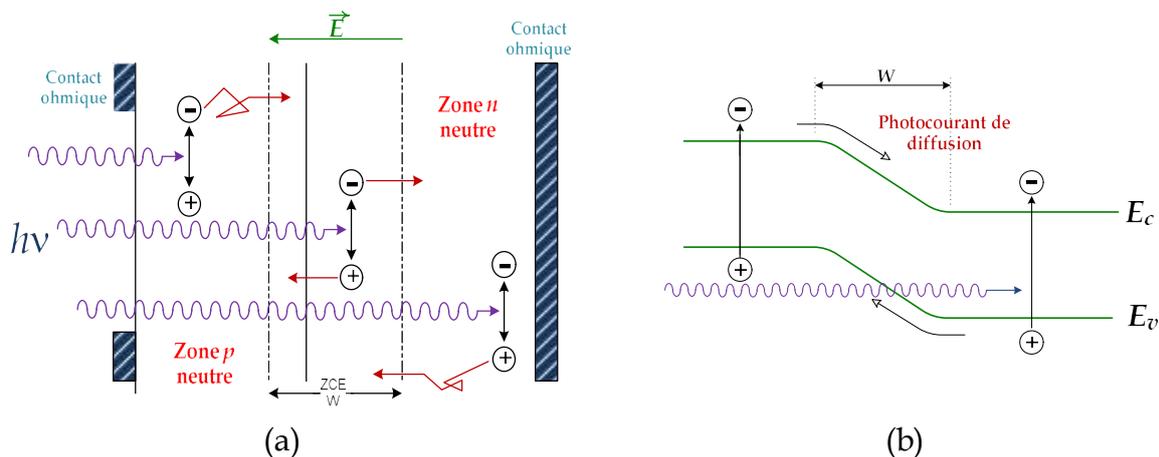


Figure I-6: (a) Photogénération dans une jonction  $p-n$ . (b) Diagramme énergétique et mécanismes de génération du photocourant dans une jonction  $p-n$ .

La structure de bande de la jonction implique que le photocourant soit constitué de porteurs minoritaires. Pour cette raison, le photocourant circule dans le sens de polarisation inverse de la diode, où le sens direct est par définition le sens d'écoulement des porteurs majoritaires (de la région  $n$  vers la région  $p$  pour les électrons, et inversement pour les trous).

La balance entre les deux mécanismes, recombinaison et diffusion est représentée par la notion de longueur de diffusion des porteurs minoritaires :  $L_n$  pour les électrons dans la zone  $p$ ,  $L_p$  pour les trous dans la zone  $n$ . Ces valeurs sont reliées à la durée de vie des porteurs  $\tau_n$  et  $\tau_p$  et aux coefficients de diffusion  $D_n$  et  $D_p$  par :

$$L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p}\tau_{n,p}} \quad (\text{I.2})$$

De manière simplifiée, on considère que sont collectées les charges photogénérées à une distance de la ZCE inférieure à  $L_n$  dans le milieu  $p$ ,  $L_p$  dans le milieu  $n$ .

### c- Photodiode $p-i-n$

Afin d'assurer la génération de porteurs dans la ZCE, on peut augmenter celle-ci artificiellement en insérant une couche de matériau SC intrinsèque (non dopé) entre les matériaux  $p$  et  $n$  de la jonction  $p-n$  (cf. Figure I-3). La structure ainsi créée est la diode  $p-i-n$ . Avec des matériaux  $p$  et  $n$  fortement dopés, la zone intrinsèque est entièrement déplétée, et on peut ainsi contrôler la profondeur de la ZCE. De plus, l'accroissement de la ZCE réduit la capacité de la jonction, ce qui permet un fonctionnement plus rapide.

### d- Photodiode Schottky

Dans un métal, le niveau énergétique le plus haut occupé par les électrons est le niveau de Fermi  $E_F$ . Ce niveau est repéré par rapport au niveau du vide  $NV$ . L'énergie qu'il faut fournir pour arracher un électron au métal s'appelle travail de sortie  $\phi_M$ , et est représenté graphiquement comme la différence entre le niveau de Fermi et le "niveau du vide" (Figure I-7-a).

$$e\phi_M = NV - E_{Fm} \quad (\text{I.3})$$

$e$  est la valeur de la charge élémentaire ( $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ).

Le tableau I.1 regroupe des travaux de sortie de quelques métaux [3].

Métal	Pt	Ir	Ni	Pd	Au	Mo	Cr	Fe	Al
Travail de sortie $e\phi_M$ (eV)	5.65	5.62	5.15	5.12	5.10	4.5	4.5	4.5	4.28

Tableau I.1 : Travail de sortie de quelques métaux.

Dans un SC, les électrons se trouvent dans le niveau énergétique  $E_C$  le plus élevé de BC. Donc l'énergie qu'il faut fournir à un électron pour s'extraire et se retrouver dans le vide est définie par l'affinité électronique  $\chi$  donnée par la différence entre le bas de la BC et le niveau du vide (Figure I-7-b) :

$$e\chi = NV - E_C \tag{I.4}$$

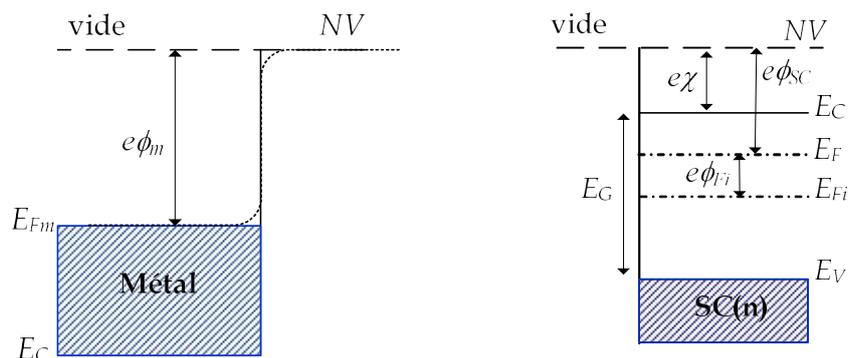
On peut également définir le travail de sortie d'un SC,  $\phi_{SC}$ , comme la différence entre le niveau de Fermi et  $NV$ , bien que le niveau de Fermi se situe à l'intérieur du gap et dépende du dopage (Figure I-7-b) :

$$e\phi_{SC} = NV - E_F \tag{I.5}$$

Le tableau I.2 regroupe des affinités électroniques de quelques SC.

Semiconducteur	Si	Ge	GaP	GaAs	GaN	AlN	C	SiC
Affinité électronique $e\chi_{SC}$ (eV)	4.01	4.13	4.3	4.07	4.1	-1~3.2	-1 à 1	4.2

Tableau I.2 : Affinités électroniques de quelques SC.



a- Travail de sortie du métal

b- Affinité électronique du SC

Figure I-7 : Diagramme des bandes d'énergie du travail de sortie d'un métal et de l'affinité électronique d'un SC.

Lorsque l'on met en contact un métal avec un SC, il se produit un transfert de charges jusqu'à ce que les niveaux de Fermi s'égalisent. Les bandes du SC se courbent alors à proximité du contact. Suivant le type de SC,  $n$  ou  $p$ , et la différence entre les travaux de sortie, on produit soit un contact ohmique soit un contact redresseur de type Schottky (Figure I-8).

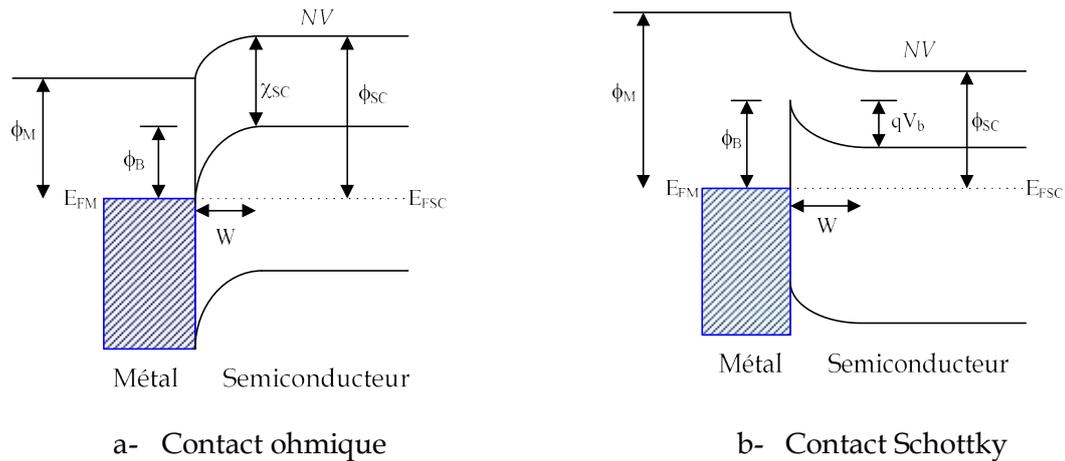


Figure I-8 : Diagramme de bande d'énergie des contacts ohmique (a) et Schottky (b).

La photodiode Schottky est constituée d'une couche métallique suffisamment mince pour laissée passer la lumière UV (cf. Figure I-3). Le contact Schottky M/SC obtenu crée une ZCE qui est utilisée comme zone intrinsèque pour générer des photoporteurs. Il existe donc au repos, au voisinage immédiat de la jonction M/SC, un champ électrique intrinsèque de nature comparable à celui qui existe dans une jonction  $p-n$ . Ce sont dès lors les phénomènes de photogénération de porteurs à l'intérieur et au voisinage de la ZCE qui sont responsables de l'apparition du photocourant, les paires e-h y étant séparées par l'effet du champ électrique de la jonction Schottky (Figure I-9). Il est possible, comme dans le cas de la jonction  $p-n$ , de jouer sur l'intensité du champ électrique interne de la jonction par application d'une tension de polarisation entre le SC et le métal du contact Schottky.

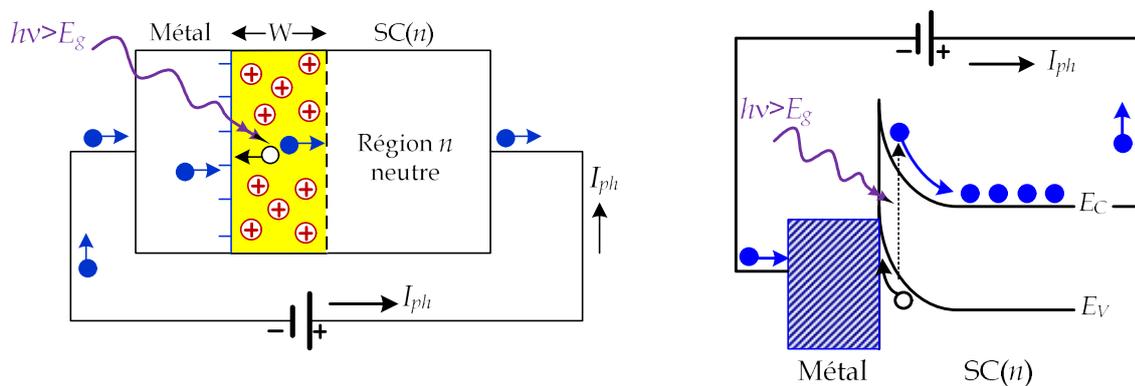


Figure I-9 : Effet Schottky : Excitation bande à bande de la paire e-h ( $h\nu > E_g$ ).

L'illumination des photodiodes Schottky peut être faite par la face avant ou la face arrière (dans le cas où le substrat est transparent). Dans le cas d'une illumination par la face avant, on a recours à un contact Schottky semi-transparent, caractérisé par une faible épaisseur de métal (~ 10 nm) calibrée pour assurer une transmission optique suffisante : c'est ainsi qu'une fine couche d'or de 10 nm laisse passer jusqu'à 95% de la lumière incidente dans l'infrarouge et 30% dans l'ultraviolet (300-370nm).

### e- Photodiode à avalanche

Pour la photodiode à avalanche (cf. Figure I-3), on place la diode *p-i-n* en forte polarisation inverse, proche de la tension de claquage. Le fort champ électrique dissocie et accélère les charges photogénérées, qui acquièrent assez d'énergie pour arracher d'autres charges au matériau, c'est l'effet d'avalanche (Figure I-10). Ces diodes sont caractérisées par un fort gain de conversion optique-électronique. Comme il existe également un phénomène de génération thermique dans le matériau, les charges générées thermiquement sont également accélérées et participent à l'effet d'avalanche. Ces diodes possèdent donc un bruit important nécessitant souvent un refroidissement et une tension d'alimentation stabilisée.

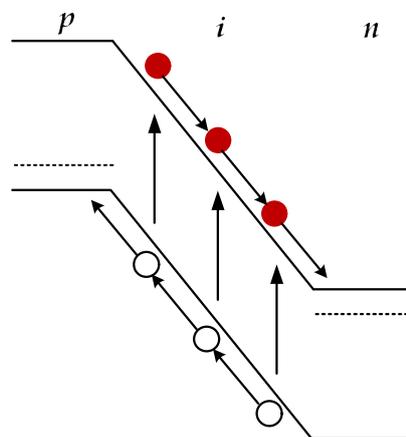


Figure I-10 : Effet avalanche : une paire e-h photocréée génère d'autres paires par ionisation par impact.

### f- Photodétecteur Métal/Semiconducteur/Métal (MSM)

Le photodétecteur MSM ou Métal/Semiconducteur/Métal (cf. Figure I-3) est formé de deux contacts redresseurs tête-bêche ou Schottky (Figure I-11-a). Ces contacts s'interpénètrent souvent, sous la forme d'un peigne interdigité (Figure I-11-b),

laissant entre deux contacts une surface libre de SC qui constitue la zone active destinée à absorber la lumière (Figure I-11-c).

- Sous polarisation électrique, l'une des diodes étant forcément en inverse (bloquée), 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.

- Si la tension de polarisation est suffisamment élevée, la zone entre les électrodes où règne un champ électrique (Figure I-11-c) 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 e-h générées soient séparées sous l'effet de la force électrique, chaque porteur étant ensuite directement collecté par une électrode donnant lieu à un photocourant d'origine externe.

Avec sa faible capacité de jonction, son transport des charges par mécanisme de dérive (et non par diffusion) dans la ZCE, ce composant peut avoir des temps de réponse très rapides par rapport aux photoconducteurs.

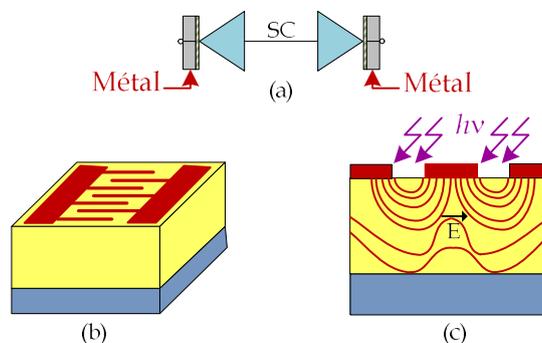


Figure I-11 : (a) Deux diodes Schottky (M/SC/M), (b) photodétecteur MSM avec sa structure interdigitée, (c) lignes de champ entre les électrodes.

Etant donnée leur importance dans ce travail, nous consacrons un paragraphe spécial aux photodétecteurs métal/semiconducteur/métal (MSM) dans le chapitre II.

### I.6. Définition des paramètres physiques des photodétecteurs

Le choix d'un photodétecteur [4] est dicté par divers paramètres, le plus important étant sans doute sa photoréponse ou sensibilité. Nous citons aussi le courant d'obscurité, le *NEP* (*Noise Equivalent Power*), le taux de réjection UV/visible, le temps de réponse et le rendement quantique.

#### a- Photoréponse

La réponse spectrale  $R(\lambda)$ , appelée aussi sensibilité ou photoréponse, est définie en tant que courant photoélectrique (ou photocourant) par unité de puissance lumineuse incidente, en A/W, d'où :

$$R(\lambda) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \quad (I.6)$$

$P_{opt}$  est la puissance d'excitation exprimée comme :

$$P_{opt} = \phi_0 \cdot E \cdot S \quad (I.7)$$

Où  $E$  est l'énergie des porteurs (eV),  $S$  la surface active du composant ( $m^2$ ) et  $\phi_0$  est le flux de photons incidents ( $photons \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ) arrivant sur la surface du SC et qui est par définition, à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, le nombre de photons atteignant la surface active par unité de temps.

Toutes les équations mentionnées dans ce paragraphe sont définies pour un faisceau en incidence normale par rapport à la surface de l'échantillon.

La photoréponse représente le domaine de longueurs d'onde auquel répond le composant.

Dans l'air ou le vide, l'énergie des porteurs est donnée par :

$$E = h\nu = \frac{hC}{\lambda} \quad (I.8)$$

Où  $h$  est la constante de Planck et  $c$ , la vitesse de la lumière.

Cette relation est plus communément connue par la dépendance entre énergie et longueur d'onde tel que :

$$\lambda(\mu m) = \frac{1.24}{E_g(eV)} \quad (I.9)$$

### **b- Courant d'obscurité**

Par définition, le courant d'obscurité  $I_0$  (*dark current*) est la valeur du courant photoélectrique  $I_{ph}$  pour un éclairage nul. Cette grandeur définit le courant minimum que l'on peut mesurer avec le photodétecteur. Dans une jonction  $p-n$ , il est dû à la diffusion des minoritaires dans la jonction. Cependant de nombreux autres mécanismes peuvent intervenir [5] parmi lesquels la génération thermique dans la ZCE ou proche de celle-ci, ainsi que des courants de fuite aux surfaces et interfaces.

Il peut être obtenu soit par la simulation ou estimé analytiquement en fonction de la topologie du composant, du dopage  $N_D$  et de la permittivité du matériau utilisé  $\epsilon_{SC}$  [6] :

$$I_0 \sim I_{ns} e^{\left[ \frac{q}{kT} \left\{ \sqrt{\frac{q(V+V_{FB})}{4\pi\epsilon_{SC} s}} + w \frac{(V+V_{FB})}{s} \right\} \right]} \quad (I.10)$$

Où  $V_{FB}$  est la tension de bandes plates (*Flat band*) qui représente la tension à appliquer sur le métal pour redresser les bandes à l'horizontale. Elle est définie comme :

$$V_{FB} = \frac{qN_D s^2}{2\epsilon_{SC}} \quad (I.11)$$

$I_{ns}$  représente le courant de saturation relatif aux électrons.

### **c- Puissance équivalente de bruit NEP (Noise Equivalent Power)**

Au courant d'obscurité s'ajoute du bruit lorsque le détecteur est en fonctionnement.

Il existe des bruits internes au composant comme le bruit de Johnson, dû au mouvement aléatoire des charges en l'absence de tension de polarisation. On définit alors le NEP : Le NEP est la puissance optique nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit valant l'unité. Il est dépendant, bien sûr, de la longueur d'onde considérée.

### **d- Taux de réjection UV/Visible**

L'absorption lumineuse est le phénomène de base qui gouverne la dépendance de la réponse spectrale d'un photodétecteur en fonction de l'énergie des photons incidents. Les SC à bande interdite (BI) directe présentent une transition brutale de la réponse spectrale de part et d'autre de la BI caractéristique du matériau SC. Ce

contraste UV/Visible pour les SC à LBI est défini par le rapport  $R(\lambda \leq \lambda_G)/R(\lambda = 400\text{nm})$  où  $R(\lambda \leq \lambda_G)$  est la valeur maximale de la photoréponse à la limite de la longueur d'onde  $\lambda_G$  correspondant au gap du SC et  $R(\lambda = 400\text{nm})$  représente la même grandeur aux confins du visible (violet).

Le contraste UV/Visible est essentiellement limité par la présence d'états d'énergie profonds électriquement et optiquement actifs dans le gap du matériau, soit dans le cas des photodétecteurs à jonction Schottky, par des phénomènes de photoémission d'électrons par le métal ou en surface du SC.

On cherche à optimiser ce rapport pour être le moins sensible possible à la lumière visible.

### **e- Temps de réponse**

Le temps de réponse est l'un des paramètres clés nécessaire au bon fonctionnement des photodétecteurs. La présence de défauts en quantité dans ces semiconducteurs se répercute par une forte densité de pièges en surface. Les photodétecteurs élaborés dans ces conditions présentent alors une vitesse de recombinaison des porteurs à leur surface très élevée et donc un temps de réponse du composant très lent.

Le temps de réponse  $t_r$  caractérise la réponse à une impulsion lumineuse de type signal carré. Il est défini par le temps que met le photodétecteur pour atteindre 90% de son signal maximal. On distingue parfois temps de montée et temps de descente.

En pratique, plusieurs phénomènes induisent ce temps de réponse : le temps de dérive dans la ZCE, le temps de diffusion dans les autres zones, ainsi que la constante RC où  $R$  est la charge appliquée à la diode et  $C$  la capacité de la jonction. C'est le plus souvent ce dernier phénomène qui limite le temps de réponse.

### **f- Rendement quantique**

Le rendement quantique ou efficacité quantique est défini comme étant le rapport du nombre de paire e-h générées sur le nombre de photons incidents et est égale à l'unité si chaque photon incident conduit à la génération d'un électron contribuant au courant. Il est donné par [7] :

$$\eta(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{q\phi_0(\lambda)} \quad (\text{I.12})$$

En pratique la réponse spectrale mesurée sera toujours en dessous d'une valeur maximum théorique. Par ailleurs, si des porteurs sont générés dans des zones quasi-neutres où ils ne peuvent être extraits car le champ électrique est quasi nul, ils se recombineront et ne contribueront pas au photocourant.

Il est néanmoins possible d'atteindre des valeurs supérieures au maximum théorique en utilisant des détecteurs fonctionnant en régime de gain comme les photodétecteurs à avalanche.

### **I.7. Résumé**

Nous avons vu dans ce chapitre les composants les plus connus, utilisés pour la photodétection et les phénomènes physiques qui régissent leur fonctionnement sous excitation optique et polarisation électrique. Nous nous sommes concentrés, exclusivement à des capteurs optiques de type MSM. Nous avons ensuite présenté les paramètres clés des photodétecteurs existant.

**Références bibliographiques**

- [1]- D. Decoster, J. Harari, Optoelectronic Sensors. John Wiley & Sons, pp. 220, 2013.
- [2]- S.M. Sze, " Semiconductor devices: physics and technology", John Willy and Sons (1985).
- [3]- H. Stöcker, " Toute la physique", Dunod (1999).
- [4]- E. Monroy, F. Omnès, F. Calle, Semiconductor Science and Technology, vol. 18, n°4, pp. 52-55, 2003.
- [5]- M. Razeghi, A. Rogalski, Journal of Applied Physics, vol. 79, n° 10, pp. 7433-7473, 1996.
- [6]- S. M. Sze, D. J. Coleman, A. Loya, Solid-State Electron, vol. 14, pp. 1209-1218, 1971.
- [7]- S.M. Sze, K. Ng. Kwok, Physics of Semicond. Devices, Wiley New York, 2007.

## *Chapitre 2*

*Evaluation théorique du  
photocourant d'un PD MSM*

## II.1. Introduction

Ce chapitre présente le modèle analytique permettant de calculer le photocourant d'un photodétecteur MSM sous irradiation optique et polarisation électrique en mettant en évidence les variations dans les diagrammes de bandes d'énergie en fonction de la tension de polarisation appliquée.

## II.2. Calcul théorique du photocourant d'un photodétecteur MSM :

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre I, la structure d'un photodétecteur métal/SC/métal est obtenue par un dépôt de contacts Schottky sur un matériau SC non intentionnellement dopé. Le rendement quantique de cette structure est amélioré si sa surface photosensible est augmentée par l'utilisation d'une structure interdigitée (Figure II-1).

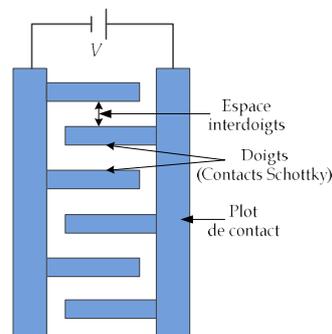


Figure II-1 : Structure MSM interdigitée.

### II.2.1. Photodétecteur MSM à l'équilibre thermique ( $V = 0$ ) :

Hors éclairage, la polarisation du MSM induit un courant d'obscurité. Ce courant est conditionné par différents mécanismes physiques dans différentes régions de la structure. Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude de l'origine de ce courant, en particulier Sze [1], dans laquelle le MSM est assimilé à une structure unidimensionnelle.

La distribution du champ électrique dans la structure MSM est illustrée sur la (Figure II-2) pour un SC de type  $n$ . Le champ est nul dans le SC sauf aux deux interfaces métal/SC où règnent des champs électriques internes caractéristiques des contacts métal/SC [2].

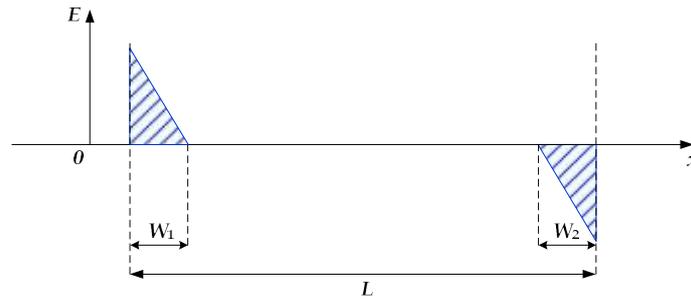


Figure II-2 : Distribution du champ électrique à l'équilibre thermique.  $W_1$  et  $W_2$  représentent les largeurs des zones de déplétion.

Le diagramme des bandes d'énergie à l'équilibre thermique est donné par la figure II-3. Ce diagramme de bande est construit à partir des diagrammes énergétiques de deux diodes Schottky tête-bêche mais le comportement du MSM est différent de celui d'une seule diode Schottky.

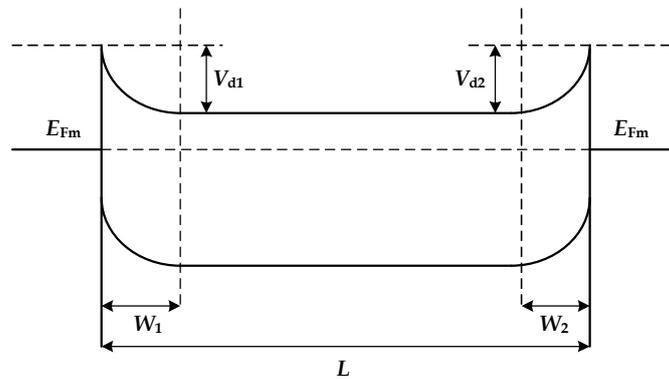


Figure II-3 : Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MSM à l'équilibre dans le cas de métaux identiques.

### II.2.2. Photodétecteur MSM sous illumination et polarisation ( $V \neq 0$ ) :

Le diagramme de bandes d'énergie d'un composant MSM soumis à une excitation optique et à une polarisation électrique, est représenté dans la figure II-4. La zone de déplétion à la cathode augmente avec la tension de polarisation.

Lorsque le photodétecteur est soumis à un rayonnement photo-excitant incident, une partie du flux lumineux est réfléchi et une autre est absorbée par le matériau suivant la loi de Beer-Lambert. Dans le cas d'une source ponctuelle (ou faisceau localisé), le flux de photon incident décroît de façon exponentielle dans le matériau tel que :

$$\phi(x) = \phi_0 (1 - \mathfrak{R}) e^{-\alpha x} \quad (\text{II.1})$$

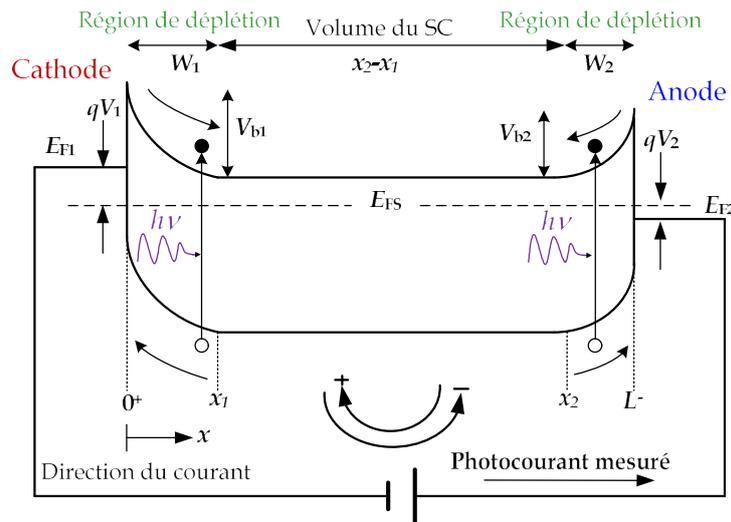


Figure II-4 : Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MSM sous irradiation optique et polarisation électrique.

Le premier terme,  $\phi_0(1 - \mathfrak{R})$ , correspond à la réflexion subie par le faisceau incident et le second,  $e^{-\alpha x}$ , correspond à la décroissance du flux de photons dans le matériau.  $\phi_0$  représente le flux de photons incident,  $\mathfrak{R}$  le coefficient de réflexion à l'interface,  $\alpha$  le coefficient d'absorption optique pour une longueur d'onde donnée et  $x$  la profondeur considérée de l'échantillon à partir de l'interface.

Lorsqu'un photon est absorbé par le dispositif, une paire électron-trou (e-h) est créée. Si l'on considère un rayonnement purement monochromatique, le taux de génération  $G(x)$  défini comme le nombre d'électrons qui passent dans BC sous l'action d'un flux de photons, par unité de temps et de volume et donné par :

$$G(x) = \left| \frac{d\phi(x)}{dx} \right| = \alpha\phi_0(1 - \mathfrak{R})e^{-\alpha x} \tag{II.2}$$

La quantité totale de porteurs intrinsèques présents dans le photodétecteur va ainsi être augmentée par les paires générées sous rayonnement. Les porteurs vont alors être conduits jusqu'à l'une ou l'autre des électrodes (cathode ou anode) en fonction de leurs signes ou bien diffuser si le champ électrique appliqué est trop faible ou modifié localement ou bien se recombiner sur des impuretés présentes dans le matériau.

Toutes ces possibilités sont transcrites dans les équations de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G(x) - U_n + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G(x) - U_p - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (\text{II.4})$$

Où  $n$  et  $p$  représentent respectivement la quantité de porteurs de charges négatifs (électrons) et positifs (trous),  $J_n$  et  $J_p$  sont donnés par la somme des densités de courant de diffusion et de conduction des électrons et des trous respectivement (Eqs. II.9 et II.10).

$U_n$  et  $U_p$  représentent les taux de recombinaison définis comme le nombre d'électrons quittant BC et le nombre de trous quittant BV respectivement.

Dans l'équation ci-dessus, la variation de porteurs correspond au nombre de porteurs ( $n$  ou  $p$ ) à un instant  $t$  après l'excitation retranchée de leurs nombres à l'équilibre ( $n_0$  ou  $p_0$ ), en l'absence de rayonnement, ce qui peut également s'écrire :

$$\Delta n = n - n_0 \quad (\text{II.5})$$

$$\Delta p = p - p_0 \quad (\text{II.6})$$

Dans ce cas, les taux de recombinaison dépendent de la quantité de porteurs photogénérés et sont exprimés par :

$$U_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (\text{II.7})$$

$$U_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (\text{II.8})$$

$\tau_n$  et  $\tau_p$  représentent les durées de vie des électrons et des trous respectivement.

Si l'on éclaire de façon permanente et uniforme l'échantillon sur une des faces, on atteint un régime stationnaire d'où :  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ . Dès lors, les équations de continuité (Eqs. II.3 et II.4) peuvent s'écrire sous les formes suivantes :

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} = \frac{\Delta n}{\tau_n} - G(x) \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} = G(x) - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (\text{II.10})$$

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, les densités de courant des porteurs s'écrivent :

$$J_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} + qn\mu_n \frac{dV}{dx} \quad (\text{II.11})$$

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} + qp\mu_p \frac{dV}{dx} \quad (\text{II.12})$$

$D_n$  et  $D_p$  sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous,  $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont les mobilités des électrons et des trous et  $V$  est le potentiel électrique.

Afin de résoudre les équations (II.9) et (II.10), nous allons les coupler avec l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_{SC}\epsilon_0}(p - n) \quad (\text{II.13})$$

L'hypothèse considérant que dans le cas où le temps de retour à l'équilibre est beaucoup plus faible que la durée de vie des porteurs (exemple dans le diamant :  $t \approx 5 \times 10^{-1} \ll \tau \approx 10^{-8}$ ), cela permet l'utilisation de la diffusion ambipolaire des porteurs dans le photodétecteur. Cette simplification implique que les électrons et les trous diffusent ensemble et donc se recombinent par paire ce qui permet d'écrire en première approximation que  $\Delta n = \Delta p$  et que :  $\tau_n = \tau_p$ .

La quantité de porteurs intrinsèques s'écrit suivant le principe de la conservation des charges dans le matériau :  $n_0 = p_0$ . Les porteurs générés étant créés par paire et ayant utilisé les hypothèses de la diffusion ambipolaire, la quantité totale d'électrons équivaut à la quantité totale de trous ce qui s'écrit :  $n = p$ .

L'équation de Poisson devient :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0 \quad (\text{II.14})$$

La dérivée première des équations (II.11) et (II.12) par rapport à  $x$  sera réduite à :

$$\frac{dJ_n}{dx} = qD_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{dJ_p}{dx} = -qD_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (\text{II.16})$$

Dans la zone de déplétion, la concentration des porteurs mobiles est faible. Sous polarisation externe, les porteurs minoritaires générés dans cette zone sont repoussés vers la surface du SC (cf. Figure II-4).

Pour un SC de type  $n$  et d'épaisseur  $L$ , supposé en condition de bandes plates et éclairé uniformément sur l'une de ses faces par un rayonnement permanent d'énergie  $h\nu \geq E_g$ , l'équation de diffusion des trous en excès à la forme suivante :

$$D_p \frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + \alpha \phi_0 (1 - \mathfrak{R}) e^{-\alpha x} = 0 \quad (\text{II.17})$$

Cette équation devient :

$$\frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = \frac{\alpha \tau_p}{L_p^2} G_E(0) e^{-\alpha x} \quad (\text{II.18})$$

Où  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$  est la longueur de diffusion des trous et  $G_E(0) = \phi_0 (1 - \mathfrak{R})$  est le flux de photons transmis dans le SC.

La solution de l'équation (II.18) est la somme d'une solution homogène (sans 2<sup>nd</sup> membre) et d'une solution particulière (avec 2<sup>nd</sup> membre) de la forme :

$$\Delta p(x) = \underbrace{Ae^{x/L_p} + Be^{-x/L_p}}_{\text{Solution homogène}} + \underbrace{Ce^{-\alpha x}}_{\text{Solution particulière}} \quad (\text{II.19})$$

Avec :

$$C = \frac{G_E(0) \alpha L_p^2}{D_p (1 - \alpha^2 L_p^2)} \quad (\text{II.20})$$

Les constantes  $A$  et  $B$  sont déterminées à partir des conditions aux limites sur la concentration de trous en excès et la continuité du courant qui dépend du taux de génération :

$$\Delta p(x)|_{x=x_1} = -p_0 \quad (\text{II.21})$$

$$-qD_p \left. \frac{d\Delta p(x)}{dx} \right|_{x=x_2} = qG(x)f \quad (\text{II.22})$$

Les conditions aux limites  $x = x_1$  et  $x = x_2$  ne sont pas identiques à cause de l'asymétrie de la distribution du champ électrique.

Où  $f$  est une fonction de la tension de polarisation et de l'intensité de la lumière d'excitation. Elle a l'unité d'une longueur.

La condition (II.22) peut s'écrire en fonction de la concentration de trous en excès  $\Delta p(x)$  et de la vitesse d'extraction de porteurs ou de transport  $v_t$  :

$$-qD_p \left. \frac{d\Delta p(x)}{dx} \right|_{x=x_2} = q\Delta p(x)v_t \quad (\text{II.23})$$

Si la vitesse de transport  $v_t$  est du même ordre de grandeur que la vitesse de diffusion  $D_p/L_p$  et  $\Delta p(x) = G(x)\tau_p$ , l'équation (II.23) devient :

$$-qD_p \left. \frac{d\Delta p(x)}{dx} \right|_{x=x_2} = qG(x)L_p \quad (\text{II.24})$$

En considérant cette approximation, le paramètre  $f$  peut-être interprété comme étant une longueur de diffusion effective.

La résolution de l'équation (II.19) avec ces conditions aux limites donne :

$$A = \frac{-(p_0 + G\tau_p)e^{\left(\frac{-x_2}{L_p}\right)} - \frac{L_p G f}{D_p} e^{\left(\frac{-x_1}{L_p}\right)}}{2 \cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)} \quad (\text{II.25})$$

$$B = \frac{-(p_0 + G\tau_p)e^{\left(\frac{x_2}{L_p}\right)} + \frac{L_p G f}{D_p} e^{\left(\frac{x_1}{L_p}\right)}}{2 \cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)} \quad (\text{II.26})$$

Où  $x_2 - x_1$  est la largeur de la zone non déplétée.

La densité de courant de diffusion en  $x = x_1$  est calculée en dérivant l'équation (II.19):

$$J_{x1} = -qD_p \left. \frac{d\Delta p(x)}{dx} \right|_{x=x_1} \quad (\text{II.27})$$

$$J_{x1} = -\frac{qD_p}{L_p} \left[ \frac{(G\tau_p + p_0) \sinh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right) - \frac{L_p G f}{D_p}}{\cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)} \right] \quad (\text{II.28})$$

Des équations (II.1), (II.3) et (II.4), le courant total ou photocourant est donné par :

$$J_{ph} = J_{x1} + J_{x2} - qG(W_1 - W_2) \quad (\text{II.29})$$

Où la densité de courant  $J_{x2}$  est calculée à partir de la condition (II.22).

En négligeant  $p_0$ , le photocourant d'un photodétecteur MSM est exprimé par :

$$J_{ph} = -qG(W_1 - W_2) - qGL_p \tanh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right) + \frac{qGf}{\cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)} + qGf \quad (\text{II.30})$$

Le 1<sup>er</sup> terme est dû aux paires (e-h) générés dans les zones de déplétion de la cathode et l'anode. Les autres termes décrivent les contributions des trous générés dans la région non déplétée  $x_2 - x_1$  entre la cathode et l'anode.

Les 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> termes sont dus à la génération de porteurs dans le volume du SC qui sont exportés vers le bord de la zone de déplétion de la cathode.

Le dernier terme de signe opposé au 1<sup>er</sup>, correspond au courant des trous exportés au bord de l'anode.

### II.2.3. Cas particuliers pour le calcul du photocourant

#### a- Cas où $V \ll :$

La tension de polarisation appliquée à la structure est partagée entre l'anode et la cathode, donnée par :

$$V = V_1 + V_2 \quad (\text{II.31})$$

Pour de faibles tensions, la somme des largeurs des zones de déplétion est inférieure à l'épaisseur du SC ( $W_1 + W_2 < L$ ). Dans ce cas, le même nombre de trous peut diffuser à l'anode ou à la cathode et la structure devient presque symétrique, soit :  $f = L_p$ , ce qui réduit l'équation (II.30) à une forme simple :

$$J = -qG(W_1 - W_2) \quad (\text{II.32})$$

On note que le photocourant est nul en absence de polarisation appliquée.

Le champ électrique obtenu par intégration de l'équation de Poisson est illustré sur la figure II-5.

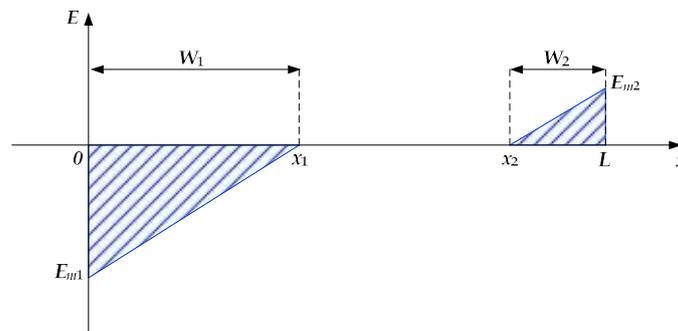


Figure II-5 : Distribution du champ électrique à faible tension de polarisation.

#### b- Cas où $V = V_{RT}$ (*Reach Through voltage*) :

La tension  $V_{RT}$ , équ. (II.33), [3] est la tension pour laquelle la somme des largeurs des zones de déplétion  $W_1$  et  $W_2$  est égale à l'épaisseur du SC ( $W_1 + W_2 = L$ ), figure II-6 (à cette tension les deux zones désertes présentes à chaque interface métal/SC, se rejoignent):

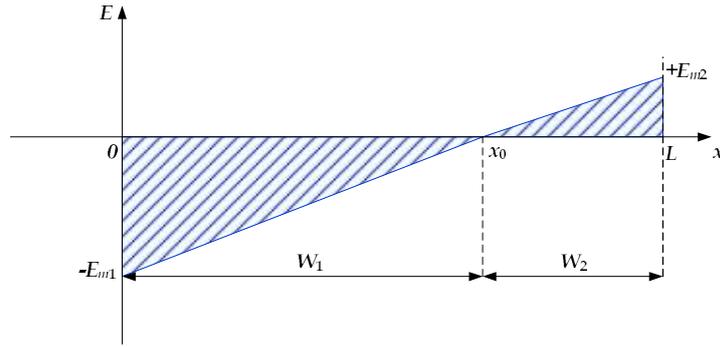


Figure II-6 : Distribution du champ électrique à la tension  $V = V_{RT}$ .

$$V_{RT} = \frac{qN_D L^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC}} - (V_{b1} - V_{b2}) - L \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_{SC}} (V_{b2} - V_2)} \quad (\text{II.33})$$

Dans le cas où la structure est symétrique :  $V_{b1} = V_{b2} = V_b$ , l'équation (II.33) se simplifie à :

$$V_{RT} = \frac{qN_D L^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC}} - L \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_{SC}} (V_b - V_2)} \quad (\text{II.34})$$

Les potentiels  $V_{b1}$  et  $V_{b2}$  représentent les barrières de potentiels à la cathode et l'anode (cf. Figure II-4).

Dans ce cas, la zone non déplétée est plus large que la longueur de diffusion :

$$(x_2 - x_1) \gg L_p \text{ ce qui donne : } \tanh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right) \approx 1 \text{ et } \frac{1}{\cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)} = 0$$

L'équation (II.30) se réduit à :

$$J = -qG(W_1 + L_p) + qG(W_2 + f) \quad (\text{II.35})$$

Le 1<sup>er</sup> terme correspond à un courant dû à la génération de porteurs dans la zone de déplétion de la cathode et des trous de longueur de diffusion  $L_p$ . Par contre, le 2<sup>ème</sup> terme correspond à un courant dû aux trous générés dans la zone de déplétion de l'anode à une distance  $f$  de son bord.

Dans le cas où la zone non déplétée est plus petite que la longueur de diffusion :  $(x_2 - x_1) \ll L_p$  et étant donné que l'application d'une tension de polarisation réduit davantage cette distance, l'équation (II.30) doit être modifiée en posant

$$\tanh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right) \approx \frac{x_2 - x_1}{L_p} \text{ et } \frac{1}{\cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_p}\right)} = 1 \text{ pour obtenir :}$$

$$J = -qG(W_1 - W_2) - qG(x_2 - x_1) + 2qGf \quad (\text{II.36})$$

Trois cas particuliers de l'équation (II.36) se présentent :

1. Si tous les trous sont collectés à la cathode,  $f = 0$  et l'équ. (II.36) montre que tous les porteurs générés dans la zone non déplétée diffuseront vers la cathode et sont ensuite collectés.
2. Si la moitié des porteurs générés en volume du SC est collectée à l'anode et l'autre moitié à la cathode, donc  $f = \frac{x_2 - x_1}{2}$  et l'équ. (II.36) se réduit à l'équ. (II.32) ce qui signifie que le courant total est simplement la différence entre les porteurs collectés dans les régions de déplétion de la cathode et l'anode.
3. Dans le cas où tous les porteurs générés dans le volume du SC, diffusent vers l'anode, le paramètre  $f$  atteint sa valeur maximale, soit :  $f = x_2 - x_1$ . L'équation (II.36) devient :

$$J = -qG(W_1 - W_2) - qG(x_2 - x_1) \quad (\text{II.37})$$

**c- Cas où  $V \gg V_{RT}$  (Reach Through voltage) :**

Quand les zones de déplétion de la cathode et l'anode se croisent, la largeur de la zone non déplétée est nulle. Des équations (II.36) ou (II.37), le photocourant est donné par:

$$J = -qG(W_1 - W_2) \quad (\text{II.38})$$

**d- Cas où  $V \gg :$**

Pour  $V > V_{FB}$  (Flat Band), tension de bandes plates (Equ. II.40) définie comme la tension pour laquelle le champ électrique devient nul à l'anode,  $x = L$ , (Figure II-7) et les bandes d'énergie au contact 2 deviennent plates. Dans ce cas, le courant du photodétecteur est caractérisé par :

$$J = -qGL \quad (\text{II.39})$$

Où  $L$  représente la distance entre les électrodes.

$$V_{FB} = \frac{qN_D L^2}{2\epsilon_0 \epsilon_{SC}} \quad (\text{II.40})$$

Pour des tensions supérieures à la tension de bandes plates et inférieure à la tension de claquage (*Breakdown voltage*)  $V_{BR}$ , ( $V_{FB} < V < V_{BR}$ ), le photocourant reste constant. La tension de claquage est la tension maximale qu'on peut appliquer à une structure MSM.

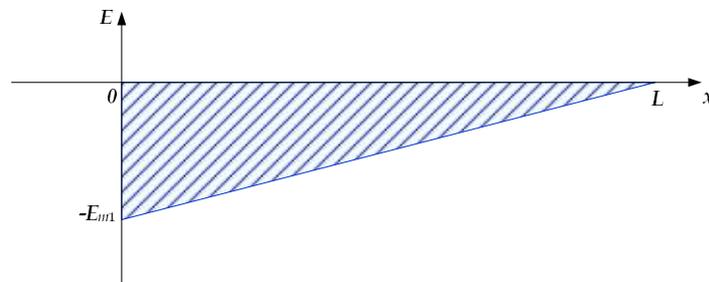


Figure II-7 : Distribution du champ électrique à la tension  $V > V_{FB}$ .

Pour de fortes polarisations, les zones de déplétion de la cathode et de l'anode se chevauchent jusqu'à ce que le champ électrique devienne nul à l'anode.

Pour des valeurs de polarisation très élevées, un claquage à la cathode provoque une augmentation rapide du courant à l'obscurité qui diminue la réponse lumineuse.

### II.3. Résumé

Ce chapitre décrit les outils théoriques utilisés pour le calcul du photocourant résultant de l'excitation optique et électrique d'un photodétecteur MSM. La théorie est basée sur la dérive des porteurs collectés dans la zone de déplétion et sur la diffusion dans la zone non déplétée. L'expression analytique du photocourant obtenue est ensuite simplifiée pour différentes tensions de polarisations.

**Références bibliographiques**

[1]- S.M. Sze " Semiconductor devices: physics and technology " John Willy and Sons 1985.

[2]- Iman Sobhy Ashour, " Etude de photodétecteurs métal-semiconducteur-métal pour des applications micro-ondes ", Thèse de doctorat de l'Université de Lille, spécialité électronique, 1994.

[3]- S. Aboulhouda, " Contribution à l'étude de photodétecteurs rapides. Application aux photorécepteurs résonants micro-ondes ", Thèse de doctorat de l'Université de Lille, spécialité électronique, 1990.

## *Chapitre 3*

# *Photodétecteurs UV en diamant*

### III.1. Introduction

L'objet de ce chapitre est de reporter les principaux éléments connus de la physique des matériaux à LBI tel que le diamant et son intérêt pour la réalisation de photodétecteurs dans la gamme UV-EUV-RX lesquels sont destinés à des applications spatiales et notamment "solar-blind". Les caractéristiques cristallographiques du diamant vont-être présentées puisque de ces dernières découlent ses propriétés physiques qui en font un matériau attractif pour un grand nombre d'applications. Son application en tant que photodétecteur est l'achèvement de ce chapitre et nécessite auparavant d'introduire ses propriétés de transport.

Parmi tous les matériaux SC à large bande interdite et leurs alliages, tous n'ont pas le même intérêt potentiel pour l'électronique ou l'optoélectronique. L'étude de leurs propriétés et en particulier de leur structure de bandes, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants. Cette caractéristique est particulièrement utilisée pour détecter des rayonnements fortement énergétiques.

La figure III-1 représente les variations de la largeur de bande interdite de certains alliages SC à base de nitrures X-N en fonction du paramètre cristallin ainsi que la position des SC à phase cubique comme le BN et le diamant. Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de bande interdite et dont les propriétés optiques varient dans une large gamme du Visible à l'UV lointain.

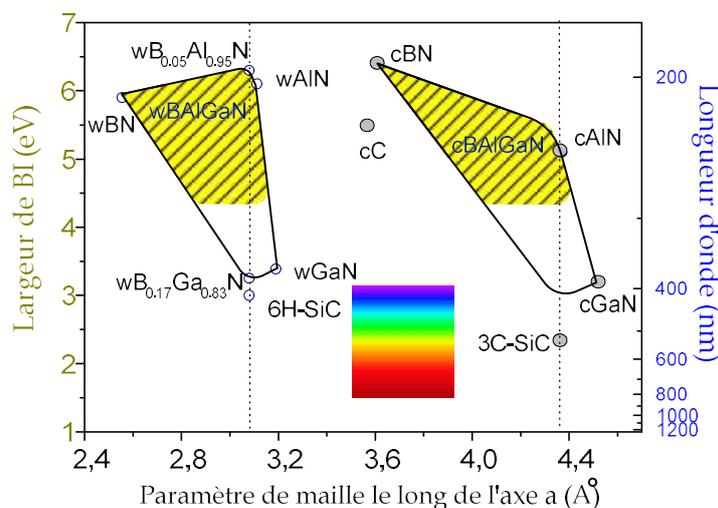


Figure III-1: Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour certains alliages III-V à base de nitrures X-N , cBN et diamant.

Cependant en pratique, une contrainte majeure subsiste quant à l'épitanie de ces matériaux sous forme de couches minces : le paramètre de maille cristallin du SC doit être très proche de celui du substrat. Parmi les principaux substrats d'accueil essentiellement utilisés Si (100 ou 111), SiC et Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, tous présentent un désaccord en paramètre de maille plus ou moins important. Ce qui a pour effet d'engendrer de nombreux défauts cristallins qui vont dégrader les propriétés de transport de la couche épitanie.

## III.2. Présentation des propriétés du diamant

### III.2.1. Propriétés cristallographiques

Il existe aujourd'hui plusieurs structures allotropiques du carbone. Les formes naturelles sont le graphite et le diamant [1,2].

#### a- Structure cristalline du graphite

La forme allotrope "graphite" se présente dans une structure de type "feuillelet" (Figure III-2), où les atomes de carbone sont agencés dans des mailles de type hexagonales avec une hybridation de type "*sp*<sup>2</sup>". Les feuillelets sont liés entre eux par les forces de Van der Waals particulièrement faibles, faisant du graphite un matériau relativement tendre.

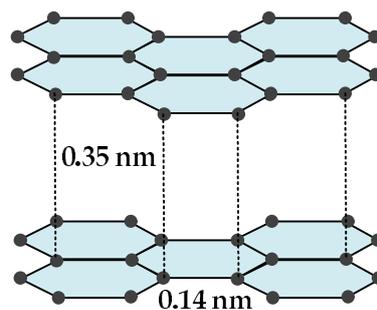


Figure III-2 : Structure cristalline de l'allotrope graphite du carbone.

#### b- Structure cristalline du diamant

A contrario, dans l'allotrope "diamant", les atomes de carbone sont agencés dans une structure cubique à face centrée formant des liaisons covalentes qui sont organisées sous forme tétraédrique avec une hybridation "*sp*<sup>3</sup>". Ces liaisons covalentes couvrent tout le cristal d'où son incroyable dureté. La structure ainsi obtenue est

particulièrement compacte.

La phase cubique relative au diamant (noté cC) cristallise dans la phase zinc-blende. (Figure III-3). Cette structure est constituée de deux structures cubiques à face centrées décalées d'un vecteur  $(a/4, a/4, a/4)$  où  $a$  est le paramètre de maille (cf. tableau III.2).

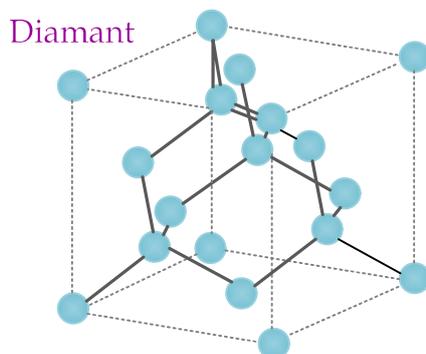


Figure III-3 : Structure diamant.

Une forme allotropique hexagonale de la maille diamant nommée "lonsdaleite" est connue mais est extrêmement rare, Figure III-4.

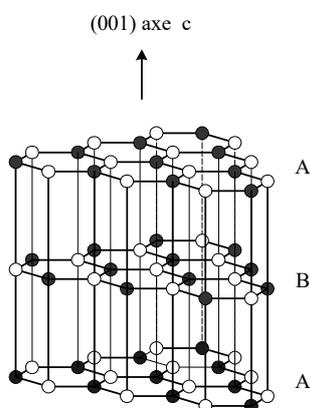


Figure III-4 : Structure cristalline du diamant hexagonal.

Dans la phase hexagonale, la séquence des plans cristallins suit le schéma ABAB... Le plan B étant déduit du plan A par une rotation de  $60^\circ$ .

Le silicium cristallise également dans une structure de type diamant et est situé dans la même colonne de la classification de Mendeleïev (Tableau III.1). Le nombre d'électrons moindre du diamant permet d'expliquer les différences microscopiques observées entre les matériaux de la colonne IV comme la formation de liaisons

simple, double ou triple bien que tous ces derniers possèdent quatre électrons de valence.

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

Tableau III.1 : Extrait de la classification périodique des éléments.

À température ambiante et à pression atmosphérique, le diamant est une forme métastable du carbone qui peut se transformer en graphite au cours d'un recuit (environ 1850°C sous vide). Le taux de conversion de diamant en graphite est fonction de l'orientation cristalline. Il est dix fois plus faible suivant les plans (100) que les plans (110) ou (111). En dessous de 600°C, le diamant est inerte vis-à-vis de la plupart des composés chimiques. À température ambiante, ce dernier ne réagit ni aux attaques acides ni aux attaques basiques et est insoluble dans l'eau.

### III.2.2. Propriétés électroniques du diamant

#### - Energie de gap et structure de bande d'énergie du diamant

L'énergie de gap est la différence minimale d'énergie qui existe entre BV et BC. Le diamant est un matériau à gap indirect d'une énergie de 5.45 eV, c'est à dire que le minimum de BC et le maximum de BV se trouvent à des points différents dans le réseau réciproque du cristal (espace des vecteurs d'onde électroniques). Les transitions électroniques mettant en jeu des énergies inférieures à 7eV nécessitent donc l'interaction avec un phonon pour respecter la conservation du vecteur d'onde, sauf si l'énergie fournie est suffisante pour provoquer une transition directe. Ce gap indirect est constitué par le sommet de la bande de valence en  $\Gamma$  et le bas de la bande

de conduction situé entre les points  $\Gamma$  et X de la zone de Brillouin. Au-delà de 7eV, une transition directe bande à bande est possible en  $\Gamma$  comme présenté sur la figure III-5.

L'énergie de gap diminue avec la température selon la loi empirique :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (\text{III.1})$$

$E_g(0)$  est l'énergie de gap à 0K. Les constantes  $\alpha$  et  $\beta$  valent respectivement  $5.4 \times 10^{-5}$  eV.K<sup>-1</sup> et 5.47 K.

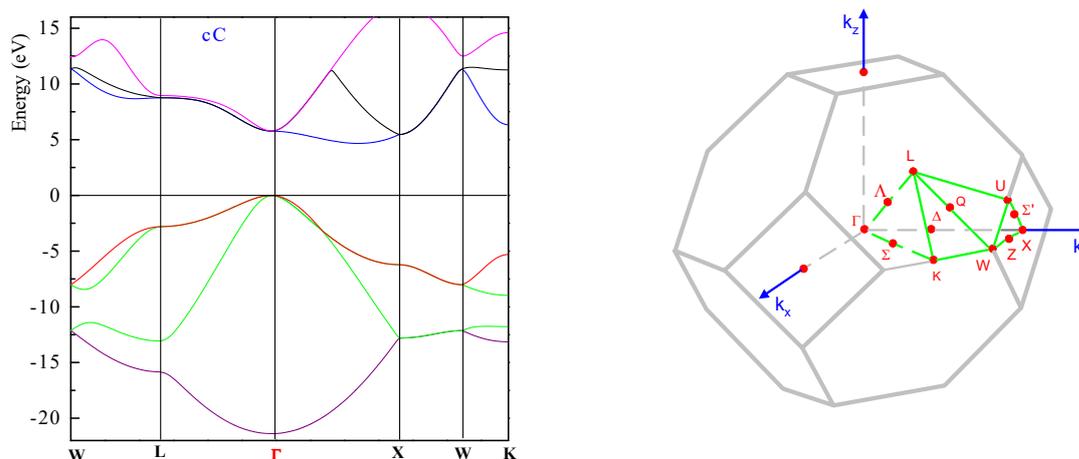


Figure III-5 : Structure de bande du diamant et sa cellule élémentaire de Wigner-Seitz [3,4].

La liste des principales caractéristiques du diamant est présentée dans le tableau III.2.

Paramètres @ 300K	Si	GaN	Diamant
Paramètre de maille (nm)	0.54307	a = 0.3188, c = 0.51855	0.3567
Type de structure	Diamant	Hexagonale	Diamant
Dureté (kg/mm <sup>2</sup> )	6.5	15.5	10 <sup>4</sup>
Masse volumique (g/cm <sup>3</sup> )	2.33	6.15	3.52
Conductivité thermique (W.cm <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	1.5	1.3	20
Constante diélectrique	11.9	9.5	5.7
Bande interdite (eV)	1.12	3.4	5.45
Résistivité (Ω.cm)	2.4×10 <sup>5</sup>	1.492×10 <sup>-2</sup>	10 <sup>13</sup> - 10 <sup>16</sup>
Densité de porteurs intrinsèque (cm <sup>-3</sup> )	10 <sup>10</sup>	10 <sup>-10</sup>	≤ 10 <sup>13</sup>
Champ de claquage (MV/cm)	0.6	3-4	10
Mobilité électronique (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	1200	900	4000
Mobilité de trou (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	420	200	3500
Vitesse de saturation des porteurs (10 <sup>7</sup> cm/s)	1	2.5	1.2

Tableau III.2 : Principales propriétés du Si, GaN et du diamant.

La forte énergie de liaison carbone-carbone, et sa forte compacité lui confèrent sa caractéristique la plus connue à savoir sa dureté. Cette dernière dépend de l'orientation cristalline des faces et de la pureté du cristal.

### - Propriétés de transport

Les propriétés électroniques de transport dans le diamant vont nous intéresser tout particulièrement dans la suite de cette étude. Elles découlent de sa structure cristallographique. Le diamant possède une large bande interdite entraînant un taux de génération de porteurs intrinsèques à température ambiante quasi-nul pour un diamant pur (Equ. III.2). Ainsi la conduction observée dans le diamant à température ambiante est principalement due aux impuretés incorporées durant sa croissance.

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (\text{III.2})$$

Avec  $n_i$  la concentration d'impuretés présentes dans le cristal.

Où  $N_C$  et  $N_V$  représentent les densités équivalentes d'états dans BC et BV [5], respectivement.

En considérant les structures de bande parabolique, la concentration d'électrons ( $N_C$ ) présents dans BC est donnée par :

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{1/2} \quad (\text{III.3})$$

De même, l'équation reliant la concentration de trous ( $N_V$ ) présents dans BV est :

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{1/2} \quad (\text{III.4})$$

$h$  et  $k_B$  sont les constantes de Planck et Boltzmann, respectivement.

Les masses effectives des deux types de porteurs (Tableau III.3) ont été évaluées et permettent d'approximer les valeurs de  $N_C$  et  $N_V$  à  $10^{19}$  porteurs.cm<sup>-3</sup>.

$m_e^*$ [6]	$m_h^*$ [7]
0.83 $m_e$	0.89 $m_e$

Tableau III.3 : Masses effectives des porteurs dans le diamant.

La connaissance de ces masses effectives permet de déduire la position du niveau de plus haute énergie, occupé par les électrons qui est le niveau de Fermi ( $E_F$ ) pour un matériau intrinsèque :

$$E_{Fintrinsèque} = E_C - \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} k_B T \log \left( \frac{m_h^*}{m_e^*} \right) \quad (\text{III.5})$$

Avec  $E_C$ , l'énergie d'un électron sur BC et  $E_g$  l'énergie de BI ou gap.

### III.3. Dopage du diamant

Le dopage est le processus d'ajout d'impuretés à un SC intrinsèque. Les impuretés ajoutent des trous ou des électrons libres au matériau de base, initialement neutre électriquement. Elles vont se lier chimiquement aux atomes du SC lui conférant des propriétés électriques adaptées aux applications électroniques et optoélectroniques. Cependant, il restera un électron (SC extrinsèque type  $n$ ) ou un trou (SC extrinsèque type  $p$ ) en trop suite à ce processus servant de porteurs de charges (Figure III-6).

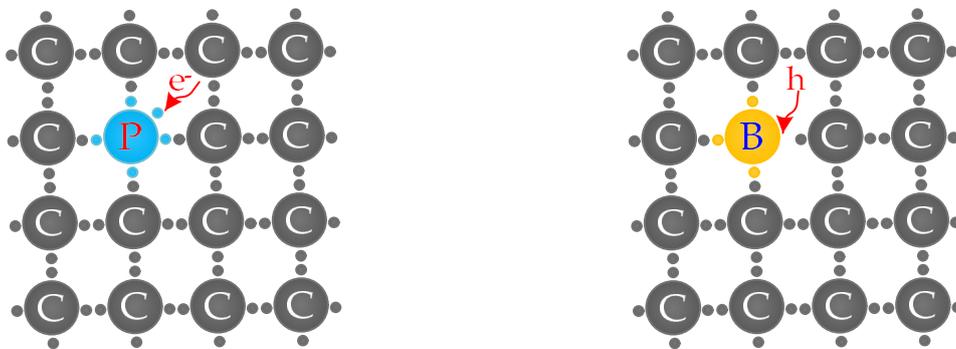
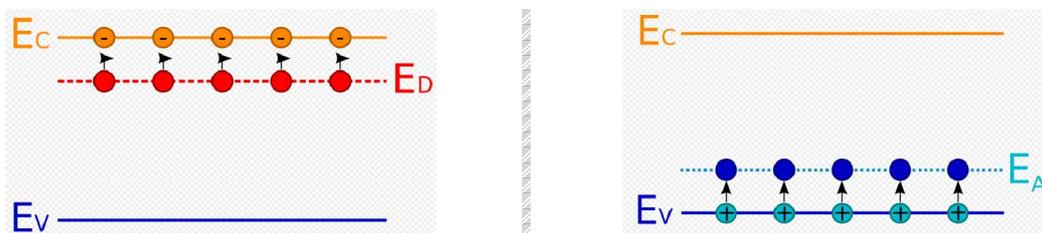


Figure III-6 : a- Dopage négatif au phosphore, b- Dopage positif au bore.

Le dopage a un effet sur les BV et BC, en augmentant ou diminuant leurs extrémités. Le dopage de type  $n$  abaisse BC (Figure III-7-a), alors que celui de type  $p$  remonte BV (Figure III-7-b). Dans les deux cas, la bande interdite se réduit, ce qui facilite le déconfinement des électrons.



a- Dopage  $n$  : Introduire des niveaux d'énergie  $E_D$  dans BI près de BC.

b- Dopage  $p$  : Introduire des niveaux d'énergie  $E_A$  dans BI près de BV.

Figure III-7 : Effet du dopage sur les bandes de conduction et de valence.

Le diamant dispose de peu de dopants (Figure III-8). Le bore est connu pour être un accepteur profond à 0.37 eV [8]. Le phosphore constitue un donneur à 0.57-1,16 eV [9], tout comme l'azote qui est l'impureté la plus commune en tant que donneur à 0.7 eV mais il est aussi utilisé pour compenser le dopage résiduel. Cependant, l'azote peut aussi former des complexes aux énergies 1.7 eV et 4 eV sous la BC [10,11].

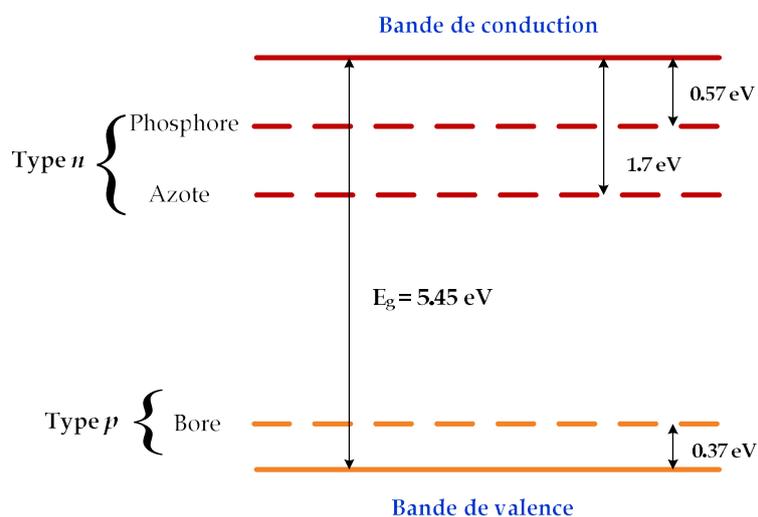


Figure III-8 : Diagramme de bandes du diamant avec les différentes énergies d'ionisation des dopants.

#### III.4. Défauts dans le diamant

Tous les diamants contiennent plus ou moins de défauts étendus (dislocations, lacunes ...) ou des impuretés (métaux, hydrogène, azote ...) qui vont distordre la maille cristalline ainsi que la périodicité du réseau. De par ce fait, les structures de bande vont être modifiées et de nouveaux états d'énergie vont apparaître dont certains dans la bande interdite du diamant. Ainsi, l'énergie d'excitation des trous ou bien des électrons va être diminuée. Ces niveaux vont permettre la conduction du diamant à température ambiante alors que ce dernier s'il était intrinsèque serait isolant.

Le choix du "bon" matériau en regard d'une application visée ne fait donc pas tout, il est aussi impératif de le fabriquer de la manière la plus pure possible et avec le minimum de défauts cristallins et d'impuretés, sous peine d'en détériorer les propriétés intrinsèques.

Les principaux états d'énergie créés dans la bande interdite sont présentés dans la figure III-9.

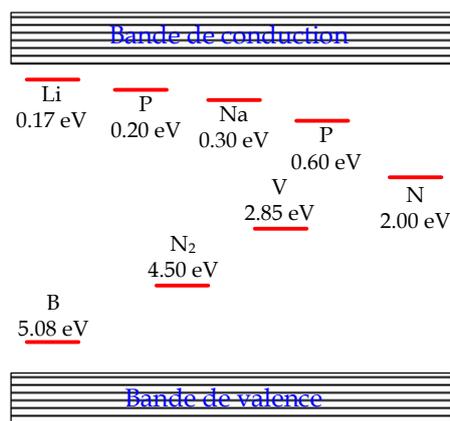


Figure III-9 : Diagramme des niveaux d'énergie d'une lacune notée V, du lithium, du sodium, de l'azote, du phosphore et du bore présents dans la bande interdite.

### III.4.1. Origine des défauts dans le diamant

Les défauts dans les SC à LBI peuvent être de différentes origines:

- **Lacunes d'azote** : La lacune d'azote est soupçonnée être à l'origine du dopage résiduel (donneur léger) d'après Neugebauer et *al.* [12].
- **Atomes en interstices** : Les atomes interstitiels d'azote ou d'aluminium nécessitent une énergie de formation très élevée, c'est pourquoi leur formation est peu probable.
- **Atomes d'impuretés en sites substitutionnel** : les impuretés les plus courantes dans les couches épitaxiées sont le silicium, l'oxygène et le carbone.

Le silicium agit comme donneur tout comme l'oxygène qui se place en priorité en site azote ( $O_N$ ). Quant au carbone, il agit comme accepteur en site azote mais le complexe formé réagit comme dopant donneur.

- **Défauts étendus** : Du fait de l'utilisation d'un substrat fortement désaccordé en paramètre de maille, l'épaisseur critique est dépassée dès les premières couches. Le SC devrait être totalement relaxé lors de sa croissance, induisant une forte densité de dislocations. Ce phénomène entraîne une contrainte résiduelle importante lors du refroidissement et dont la formation et la propagation des dislocations permet de relaxer partiellement la couche tampon. Ces dislocations sont traversantes et sont orientées dans le sens de la croissance. Cependant, leur présence engendre une diminution de la durée de vie des porteurs, ce qui a un impact direct notamment sur les performances des photodétecteurs en commutation.

### III.5. Technologies des détecteurs UV

Les technologies à base de tubes photomultiplicateurs ont dès l'origine, assuré la fonction de détection des UV. Ces derniers offrent une sensibilité difficilement égalable par d'autres types de photodétecteurs mais présentent l'inconvénient d'être très fragiles en plus d'être énergivores, encombrants et souvent chers. Une première alternative à ces dispositifs à tubes ont été les SC disponibles (à petite largeur de bande interdite) tels que le Si et certains III-V (GaP, 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 les années 2000, de nouveaux SC à LBI sont disponibles et ont permis de fabriquer une nouvelle génération de photodétecteurs UV opérants sous environnement hostile [13]. Ces SC de la filière nitrures B(Al,Ga)N, diamant et SiC constituent des matériaux de choix nécessaires à la détection sélective en UV, UV profond voire extrême UV sans qu'il soit nécessaire d'y ajouter des filtres bloquant le visible ou l'infrarouge (Figure III-10). En effet, ces matériaux présentent une grande dureté mécanique et une excellente conduction thermique. Ils sont inertes chimiquement, se dégradent peu sous irradiations UV et sous bombardement particulaires.

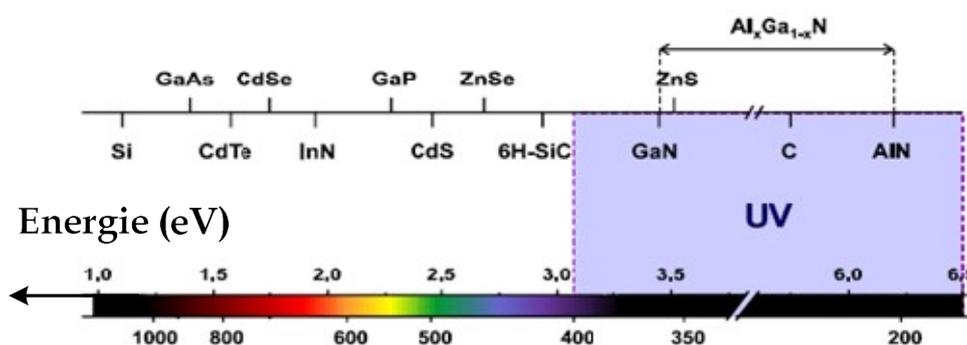


Figure III-10 : Ensemble des matériaux SC disponibles pour la détection visible et UV.

La plupart de ces SC présente un excellent taux de réjection UV-Visible de plusieurs ordres de grandeurs et conviennent parfaitement en particulier aux applications spatiales. Leur large bande interdite les dote de la spécificité "solar-blind", c'est à dire

insensibles au spectre du continuum solaire au niveau de la Mer. En effet, l'atmosphère terrestre absorbe le rayonnement UV à 285nm.

### **III.6. Domaines d'applications**

La présentation des propriétés exceptionnelles du diamant a mis en évidence son intérêt pour de nombreuses applications dans de nombreux domaines tels que l'électronique, les télécommunications, la biologie, l'optique ou bien encore en tant que détecteur :

- le champ de claquage supérieur à celui du silicium (Si) et du carbure de silicium (SiC) permet d'aborder les domaines d'applications haute puissance ;
- la forte conductivité thermique et son grand gap en font un excellent candidat pour les applications de dissipateur thermique dans les circuits électroniques ;
- la vitesse de propagation élevée du son dans le diamant permet son application dans le cadre des télécommunications, et de la téléphonie haute fréquence [14] ;
- sa nature carbonée chimiquement très proche de celle des tissus humains est une caractéristique très recherchée dans le domaine médical de la radiothérapie pour la dosimétrie des rayonnements de haute énergie X et radioactifs. Son caractère bio-inerte [15] et sa terminaison carbone permettent le greffage et la survie de systèmes biologiques à sa surface ;
- sa forte transparence allant de l'UV jusqu'à l'infrarouge ainsi qu'aux photons X de basse énergie autorise d'une part son utilisation pour des applications telles que des fenêtres optiques [16] et d'une autre part pour des dispositifs de métrologie des faisceaux synchrotrons [17].

#### **III.6.1. Le diamant : Un SC grand gap pour des applications de détection**

Les propriétés exceptionnelles du diamant font de lui un excellent candidat en tant que détecteur de rayonnements. Sa large bande interdite induit une faible conductivité électrique et permet au diamant d'avoir un courant d'obscurité, ou de fuite, très faible améliorant ainsi sa capacité de détection et l'utilisation de forts champs électriques. Elle lui permet aussi d'être insensible à la lumière visible ainsi qu'aux températures supérieures à la température ambiante sans augmentation du

courant d'obscurité. Contrairement aux détecteurs de la filière Si, il n'est plus nécessaire de refroidir le détecteur afin d'obtenir de faibles courants d'obscurité.

Le diamant présente une mobilité de porteurs de charges plus élevée que le silicium permettant une collecte de charges plus rapide mais aussi, des temps de réponse inférieurs. Les détecteurs en diamant peuvent être utilisés pour toutes les applications nécessitant des temps de réponse faibles. C'est le cas des détecteurs utilisés typiquement dans le cadre des accélérateurs de particules.

### **III.6.2. Le diamant : Un détecteur UV pour des applications spatiales**

Les matériaux SC à LBI comme le diamant et le nitrure de bore cubique (BN) ont connu une amélioration de leur qualité cristalline similaire au GaN. Ces derniers présentent des caractéristiques physiques exceptionnelles en plus d'être davantage robustes aux applications spatiales envisagées c-à-d l'étude de l'activité climatique du soleil.

Des photodétecteurs à base de ces matériaux ont été élaborés afin de détecter le rayonnement électromagnétique dans le domaine des X-UV dont le but final est d'observer le Soleil et de mieux appréhender la physique et le climat solaires. Pour cela, il est impératif d'améliorer les instruments d'observation et plus spécifiquement leur résolution spatiale et temporelle.

### **III.7. Résumé**

Ce chapitre montre l'intérêt à porter aux matériaux SC à LBI pour la réalisation de photodétecteurs dans la gamme UV-EUV-RX lesquels sont destinés à des applications spatiales et notamment *solar-blind*. Nous nous sommes intéressés particulièrement au diamant ; un SC à LBI ayant des propriétés physico-chimiques exceptionnelles mettant en évidence son intérêt pour de nombreuses applications dans de nombreux domaines. Sa structure cristallographique ainsi que certaines de ses propriétés physiques nécessaires à cette étude, sont brièvement décrits.

**Références bibliographiques**

- [1]- R. B. Heimann, S. E. Evsyukov, Y. Koga, *Carbon, Letters to the Editor*, pp. 1654, 1997.
- [2]- P. Scharff, *Carbon* 36 (5-6), pp. 481, 1998.
- [3]- M. Rousseau, communication interne (IEMN).
- [4]- M. B. Kanoun, communication interne (IEMN).
- [5]- S. M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices*, Wiley-Interscience, New York, 1969.
- [6]- L. Reggiani, S. Bosi, C. Canali, F. Nava, S. F. Koslov, *Solide State Community*, Vol. 30, pp. 333, 1979.
- [7]- F. Nava, C. Canali, C. Jacobobi, L. Reggiani, S. F. Koslov, *Solide State Community*, vol. 33, pp. 475, 1980.
- [8]- G. S. Gildenblat, S. A. Grot, and A. Badzian, *Proc. IEEE* vol. 79, pp. 647-668, 1991.
- [9]- K. Okano, H. Kiyota, T. Iwasaki, T. Kurosu, M. Ida and T. Nakamura, in *Proc. Second Int. Conf. on the New Diamond Science and Technology*, Washington D.C, 1990, pp. 917-92.
- [10]- J. Davies in "*Chemistry and Physics of Carbon*", R. L. Walker, Jr. and P. A. Throter eds, vol. 13 pp. 1-143, 1977.
- [11]- L. A. Vermeulen and R. J. Farrer, *Diamond Research 1975*, *Suppl. Ind. Diam. Rev.*, pp. 18-23, 1975.
- [12]- J. Neugebauer and C. G. V. d. Walle, "Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN," *Phys. Rev. B* vol. 50, pp. 8067-8070, 1994.
- [13]- A. Soltani, H. A. Barkad, M. Mattalah, B. Benbakhti, J.-C. D. Jaeger, Y. M. Chong, Y. S. Zou, W. J. Zhang, T. Lee, A. BenMoussa, B. Giordanengo and J.-F. Hochedez., "93 nm deep-ultraviolet solar-blind cubic boron nitride based photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, pp. 053501, 2008.
- [14]- L. Le Brizoual and O. Elmazria, *Diamond and Related Material*, Vol. 16, Issues 4-7, 2007.
- [15]- R. A. Freitas, *Nanomedicine Vol. Iia, Biocompatibility*, Landes Bioscience, Georgetown, TX, 2003.
- [16]- R. S. Sussmann, G. A. Scarsbrook, C. J. H. Wort and R. M. Wood, *Diamond Relat. Mater.* 3, pp. 1173-1177, 1994.
- [17]- P. Bergonzo, D. Tromson and C. Mer, *Journal of Synchrotron Radiation*, Vol. 13, pp. 151-158, 2006.

## *Chapitre 4*

### *Analyse des défauts dans les PD MSM diamant*

### **IV.1. Introduction**

Ce chapitre consiste à analyser les pièges dans les photodétecteurs MSM diamant par la technique de photocourant. Il s'agit dans ce cas précis de désigner succinctement la nature et la position énergétique des pièges responsables des imperfections de la photoréponse et d'expliquer par conséquent le temps de réponse correspondant.

Le calcul théorique de photoréponse en utilisant le photocourant mesuré expérimentalement ainsi que la méthode permettant de remonter aux niveaux de pièges sont décrits suivis de résultats numériques.

### **IV.2. Technique d'analyse des propriétés de surface dans les photodétecteurs**

#### **IV.2.1. Spectroscopie de photocourant**

La technique de photocourant est basée sur la détection d'un courant généré après irradiation de l'échantillon à l'aide d'une source de lumière monochromatique à longueurs d'ondes variables. La lumière incidente génère des paires e-h dans le SC. Pour éviter qu'elles ne se recombinent immédiatement après génération, il faut au préalable dépléter la structure sous l'action d'un champ électrique pour alors pouvoir mesurer un courant électrique. Il sera proportionnel au nombre de photons incidents. On parle alors d'un couplage optronique. L'exploitation de la mesure de ce photocourant en fonction de la longueur d'onde et sous polarisation permet de remonter aux sections efficaces de capture et aux niveaux énergétiques des pièges du SC et par conséquent, leurs possibles identifications.

#### **IV.2.2. Description du banc de mesure**

La figure IV-1 montre une représentation schématique du banc expérimental utilisé pour la mesure du photocourant à température ambiante (Hasselt-Belgique).

Le support de l'échantillon **(1)** est composé d'un support métallique circulaire avec deux connexions. La source de lumière est générée par une lampe, un monochromateur et quelques filtres. Pour les matériaux grand gap, deux lampes sont utilisées : Une lampe halogène **(3)**, entre 0.3 et 3eV ( $\approx 4133 - 413\text{nm}$ ), fournit un spectre du proche IR au violet.

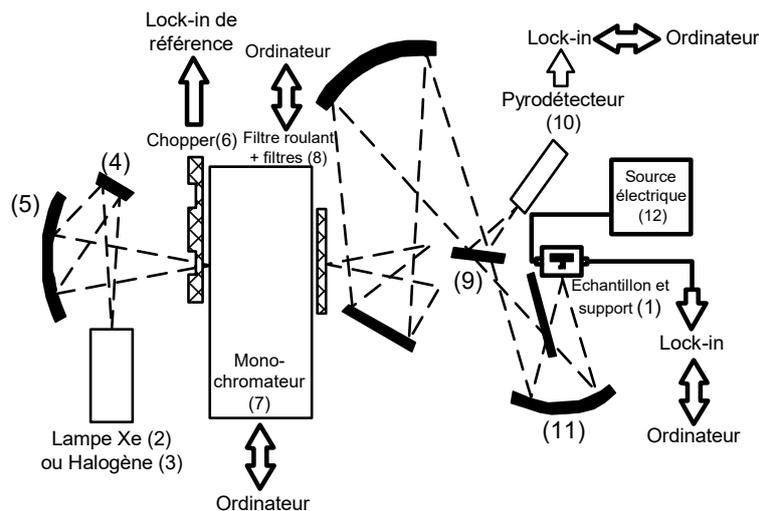


Figure IV-1: Banc de mesure expérimental de photocourant.

Une lampe xénon (2) est utilisée pour balayer les UV jusqu'à 200nm. Le faisceau de la lumière est focalisé à l'entrée du monochromateur (7) à l'aide du miroir plat (4) et d'un autre concave (5). L'intensité de la lumière est modulée par un chopper mécanique (6). Un filtre roulant et cinq différents filtres (8) ayant des fréquences de coupure ajustées au préalable, sont utilisés afin d'obtenir un faisceau de lumière monochromatique dont la longueur d'onde varie de 200 et 2480 nm ( $\approx 6.1-0.5\text{eV}$ ). Un diviseur de faisceau (9) oriente environ 10% de la lumière vers un pyrodétecteur (10) de réponse uniforme dans l'intervalle des longueurs d'onde considérées. Un miroir concave (11) transmet et dirige la majorité de la lumière (90%) sur la surface de l'échantillon près du gap entre les contacts. Ces contacts sont connectés à une source de tension (12). Le photocourant est détecté par un lock-in. Les mesures du photocourant sont enregistrées sur micro-ordinateurs.

La procédure de mesure de ce photocourant se fait en deux étapes :

- **La première étape** consiste à relever le courant à l'obscurité ( $I_0$ ). La structure est polarisée électriquement pendant plusieurs minutes car le temps d'émission de certains pièges est très long (quelques dizaines de minutes).
- **La seconde étape** consiste à mesurer le courant ( $I$ ) du composant sous irradiation à l'aide d'une source de lumière dont l'énergie est supérieure à la largeur de BI du SC à analyser. L'acquisition de la mesure s'effectue également une fois le courant stabilisé.

La photoréponse du photodétecteur est donnée par (cf. Chapitre II) :  $R = \frac{I_{ph}}{P_{opt}}$

$I_{ph}$  est le photocourant, donné par :  $I_{ph} = I_{illumination} - I_{obscurité}$

$P_{opt}$  est la puissance optique reçue par le détecteur.

En régime de faible injection et sous faible illumination, le photocourant  $I_{ph}$  mesuré, évolue proportionnellement à la section efficace de capture des pièges par la relation [1] :

$$\sigma(h\nu) = \frac{I_{ph}}{I_{obscurité} \cdot \phi_0 \cdot t} \quad (IV.1)$$

Où  $t$  est le temps d'illumination qui est de  $62 \times 10^{-3}$ s et le produit  $\phi_0 \cdot t$  représente le nombre total de photons incidents/cm<sup>2</sup> de la structure durant l'illumination.

Il est aussi possible de déterminer les sections efficaces de capture en surface en fonction de l'énergie des photons incidents [2]. En effet, les niveaux d'énergie de ces pièges et le type de transition sont déduits de la courbe de photoréponse. D'après le modèle de Inkson [2], les sections efficaces de capture peuvent être obtenues en fonction de la nature des transitions inter sous-bandes. Le tableau IV.1 donne selon la transition (directe ou indirecte) et si la transition est permise ou interdite, les formules permettant de remonter à la section efficace de capture des pièges.

Les transitions verticales (ou directes) correspondent à des transitions ne modifiant pas le vecteur d'onde de l'électron autrement dit, celui-ci change de niveau d'énergie mais reste dans la même direction de l'espace réciproque.

Une transition permise s'effectue quant à elle avec l'extremum d'une autre bande d'énergie, alors qu'une transition interdite a lieu avec des points du diagramme non situés sur des extrema de bandes.

Propriétés des transitions	Verticale	Non verticale
Optique interdite	$\sigma_A \equiv (h\nu - E_T)^{3/2} / h\nu (h\nu + E_T(m_T/m^* - 1))^2$	$\sigma_C \equiv (h\nu - E_T)^{3/2} / (h\nu)$
Optique permise	$\sigma_B \equiv (h\nu - E_T)^{1/2} / h\nu (h\nu + E_T(m_T/m^* - 1))^2$	$\sigma_D \equiv (h\nu - E_T)^{1/2} / (h\nu)$

Tableau IV.1: Forme d'évolutions analytiques des sections efficaces de capture.

Un exemple de sections efficaces de capture est représenté sur la figure IV-2 pour un niveau de piège situé à 1eV et pour  $m_T = m^*$  ( $m_T$  représente la masse effective liée aux défauts).

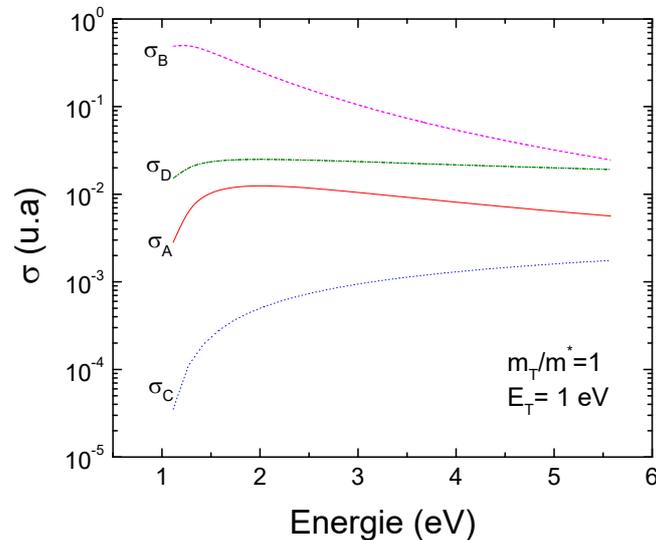


Figure IV-2: Exemple de variations des sections efficaces de capture en fonction de l'énergie d'après le modèle de Inkson [2] dans le cas où l'énergie du piège est définie par  $E_T = 1 \text{ eV}$  et pour  $m_T = m^*$ .

### IV.3. Réponse d'un photodétecteur MSM diamant

#### IV.3.1. Organigramme de calcul du photocourant

Nous exposons tout d'abord l'organigramme du programme en FORTRAN présenté dans la figure IV-3, permettant de calculer numériquement le photocourant d'un photodétecteur MSM. Il est constitué de cinq grandes étapes :

1. Définition de la structure du composant ;
2. Résolution de l'équation de Poisson ;
3. Détermination des différents courants ;
4. Définition de la fonction de génération des porteurs ;
5. Résolution des équations de continuité.

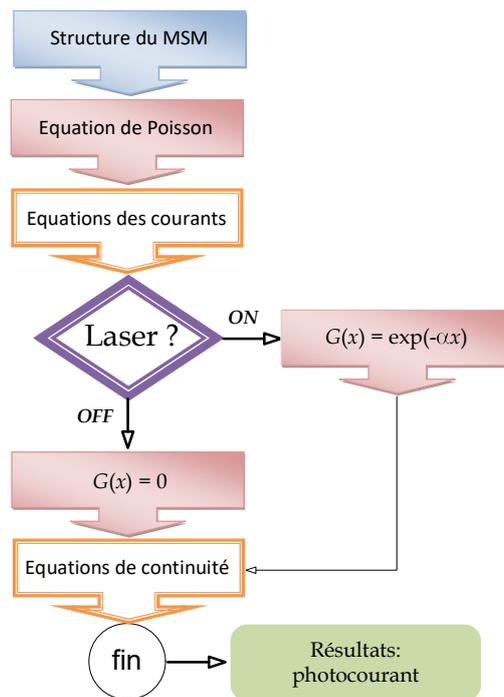


Figure IV-3 : Organigramme de la programmation.

### IV.3.2. Structure du MSM diamant

Les calculs théoriques et les mesures de photocourant sont effectuées sur des photodétecteurs MSM diamant obtenus en déposant des films de diamant de  $3\mu\text{m}$  d'épaisseur (Université de Hasselt-Belgique) sur des substrats de diamant (réalisés à haute pression haute température HPHT à 15GPa/3000K). Les impuretés les plus courantes et présentes dans le diamant sont l'azote et le bore.

Une topologie circulaire d'électrodes interdigitées est utilisée pour réaliser ces composants. Le métal utilisé est composé d'un multicouche de Ti/Pt/Au (20/10/200nm). Une telle géométrie permet d'optimiser la collection des porteurs photogénérés sous polarisation externe de +5V appliquée aux contacts métalliques. Les doigts métalliques ont une largeur de  $2\mu\text{m}$  avec un espacement interdoigts de 5 ou  $10\mu\text{m}$ . La surface de détection optique de ces composants est de  $14.5\text{mm}^2$ .

Les performances du photodétecteur MSM diamant dépendent des propriétés de surface du diamant, de la polarisation appliquée et de la distance entre les électrodes.

### IV.3.3. Résultats numériques et discussions

La figure IV-4 montre l'évolution du photocourant théorique du photodétecteur MSM diamant en fonction de la tension de polarisation pour des puissances lumineuses de 200, 500 et 800 W.

On peut noter que la tension de polarisation nécessaire et suffisante pour désorber la couche absorbante est approximativement égale à 6.5V. Nous remarquons que le photocourant admet une diminution très prononcée autour de 6.5V. Ceci peut-être expliqué par la présence de défauts dans la structure.

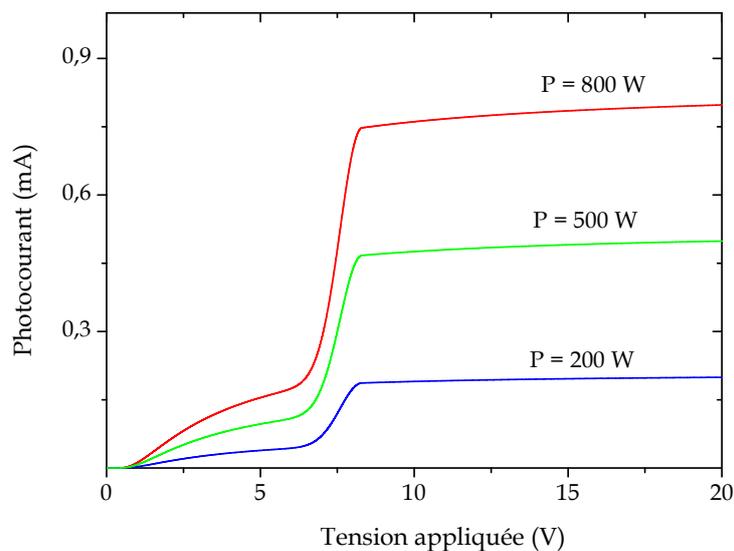


Figure IV-4 : Variation du photocourant théorique d'un photodétecteur MSM diamant soumis à différentes puissance lumineuses et tensions de polarisation.

Nos calculs montrent que le photocourant du PD MSM augmente avec la puissance de la lumière et la tension de polarisation appliquée et ce avant le claquage ; un comportement déjà observé dans plusieurs travaux. Cette augmentation peut-être interprétée par différents auteurs comme suit :

- T. Sugeta et *al.* [3] ont expliqué cette augmentation par l'accumulation des trous, sous polarisation, à la cathode à cause de la présence d'une fine couche isolante non intentionnelle. Ce qui entraîne l'injection des électrons de la cathode et par conséquent une augmentation du courant.
- C. W. Slayman et *al.* [4] ont suggéré que des pièges de longue durée de vie dans le SC sont remplis par les porteurs photo-excités entraînant une augmentation de la conductivité et par conséquent le gain de la photoconduction.

- C. J. Wei et *al.* [5] ont proposé que pour une forte tension de polarisation, la bande de conduction devient concave et par conséquent les électrons s'accumulent à l'anode provoquant une injection des trous de l'anode et donc une augmentation du courant. - Et enfin, Ito et Wada [6] ont suggéré que l'injection des trous de l'anode résulte de la modulation d'une barrière localisée qui est due à la distribution bidimensionnelle du champ électrique.

Le spectre de photoréponse déduit à partir des mesures du photocourant est présenté dans la figure IV-5 pour un photodétecteur MSM diamant avec un espacement interdoigts de  $10\mu\text{m}$ .

En appliquant le modèle de Inkson [2], le spectre met en évidence un niveau de piège  $E_{T1}$  à  $2.4\text{eV}$ . Ce niveau est comparable au niveau observé à  $2.2\text{eV}$  par Nesladek et *al.* qu'ils ont associés à un défaut substitutionnel d'azote. Un deuxième niveau  $E_{T2}$  apparaît à  $3.7\text{eV}$ . Ce niveau donneur a été détecté à  $4\text{eV}$  dans les spectres d'absorption UV et associé à la présence d'agrégats A d'azote [7]. Les niveaux  $E_{T3}$  et  $E_{T4}$  n'ont pas pu être identifiés.

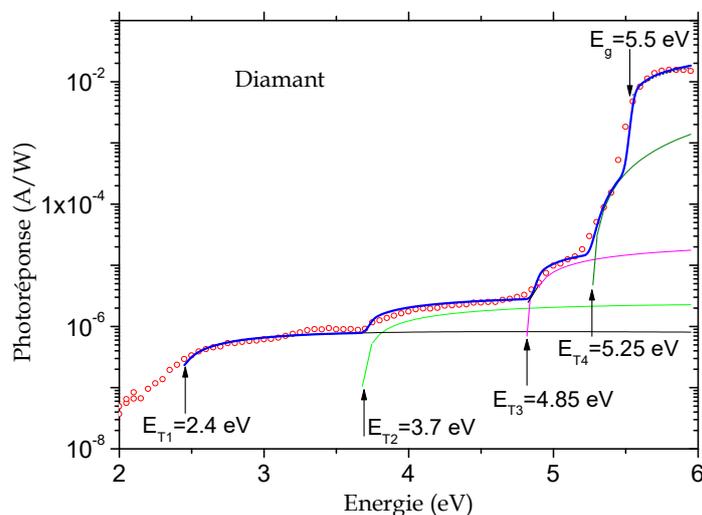


Figure IV-5 : Spectre de photoréponse (cercles) du MSM diamant. La courbe fittée (trait bleu) est composée de la superposition de 4 bandes d'absorption.

Les transitions déterminées à partir des équations des différents types de pièges (Tableau IV.1) ainsi que les sections efficaces de capture correspondant à chaque niveau de piège (Equ. IV.1), sont regroupées dans le tableau IV.2. Le photocourant

mesuré à l'obscurité,  $I_{\text{obscurité}}$  pour une polarisation de +5V des deux photodétecteurs MSM diamant est de  $1.54 \times 10^{-13}$  A.

Section efficace de capture	$E_T$ (eV)	$P_1$	$\sigma(\text{cm}^2)$
$\sigma_D = P_1(h\nu - E_{T1})^{1/2}/(h\nu)$	2.4	$2.55 \times 10^{-6}$	$2.64 \times 10^{-12}$
$\sigma_D = P_1(h\nu - E_{T2})^{1/2}/(h\nu)$	3.7	$1.2 \times 10^{-5}$	$1.03 \times 10^{-11}$
$\sigma_D = P_1(h\nu - E_{T3})^{1/2}/(h\nu)$	4.85	$1.2 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-11}$
$\sigma_C = P_1(h\nu - E_{T4})^{3/2}/(h\nu)$	5.25	$1.4 \times 10^{-2}$	$3.37 \times 10^{-10}$

Tableau IV.2: Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur le photodétecteur MSM diamant.

Deux types de transitions sont observés à savoir des transitions  $\sigma_D$  et  $\sigma_C$  soit optique permise indirecte et interdite indirecte respectivement. Les transitions sont permises indirectes pour les niveaux  $E_{T1}$ ,  $E_{T2}$  et  $E_{T3}$  et interdite indirectes pour le piège  $E_{T4}$ . La section efficace de capture est d'autant plus élevée que le piège est très profond.

Le spectre de photoréponse du photodétecteur MSM diamant avec un espacement interdoigts de  $5\mu\text{m}$  de la figure IV-6 présente moins de niveaux de pièges. Le niveau  $E_{T1}$  à 2.5eV est similaire au niveau  $E_{T1}$  présent dans le MSM diamant de la figure IV-5 et qui est associé à un défaut substitutionnel d'azote [8]. Le niveau  $E_{T2}$  à 4.96eV n'a pas pu être identifié.

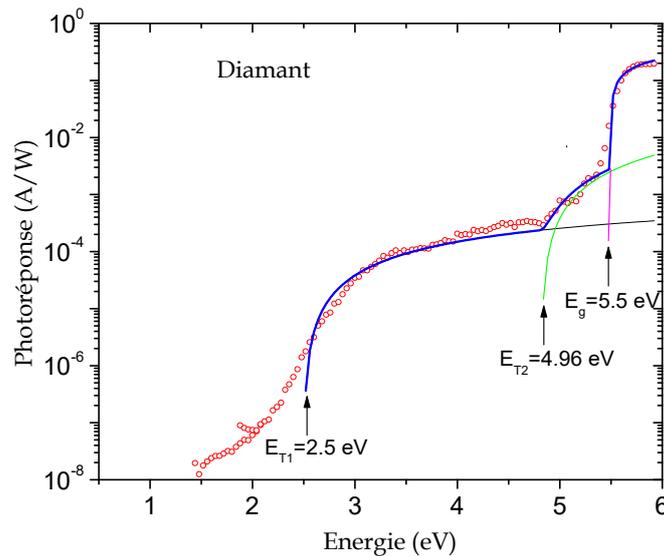


Figure IV-6 : Spectre de photoréponse (cercles) du MSM diamant. La courbe fittée (trait bleu) est composée de la superposition de 2 bandes d'absorption.

Les transitions ainsi que les sections efficaces des pièges sont regroupées dans le tableau IV.3.

Section efficace de capture	$E_T$ (eV)	$P_1$	$\sigma(\text{cm}^2)$
$\sigma_C = P_1(h\nu - E_{T1})^{3/2}/(h\nu)$	2.5	$2.8 \times 10^3$	$2 \times 10^{-11}$
$\sigma_C = P_1(h\nu - E_{T2})^{3/2}/(h\nu)$	4.96	$6.6 \times 10^5$	$5.87 \times 10^{-9}$

Tableau IV.3: Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur le photodétecteur MSM diamant.

Les transitions obtenues sont toutes du même type à savoir des transitions  $\sigma_C$  soit optique interdite indirecte pour les deux niveaux de pièges. La section efficace du piège augmente avec son énergie.

Ces pièges proviennent tous du substrat de diamant HPHT. Durant la technique de croissance HPHT, l'azote est dissout dans le graphite et/ou dans le catalyseur métallique sous forme d'atomes dispersés qui forment des centres substitutionnels et est cependant incorporé dans la croissance du diamant aussi sous forme d'atomes substitutionnels [9]. D'où l'importance du substrat d'accueil quant à la réalisation des différents composants.

#### IV.4. Conclusion

L'analyse des propriétés de surface par la technique de photocourant a permis de déterminer la nature des transitions optiques, les positions des niveaux de pièges présents dans les différents photodétecteurs très grand gap étudiés ainsi que les sections efficaces des pièges. Ces dernières sont d'autant plus élevées que les niveaux de pièges sont profonds. Les faibles sections efficaces correspondent à des centres de pièges chargés négativement.

**Références bibliographiques**

- [1]- P.B. Klein, S. Binari, J.A. Freitas, A.E. Wickenden, *J. Appl. Phys.* 88, pp. 2843, 2000.
- [2]- J. C. Inkson, *J. Phys. C: Solid State Phys*, vol. 14, pp. 1093-1101, 1981.
- [3]- T. Sugeta, T. Urisu, S. Sakata, and Y. Mizushima, *Jpn. J. Appl. Phys., Suppl.* 19-1, 19, pp. 459-464, 1980.
- [4]- C. W. Slayman and L. Figueroa, *IEEE Trans. Electron Devices Lett.* EDL-2, pp. 112-114, 1981.
- [5]- C. J. Wei, H.-J. Klein, and H. Beneking, *Electron. Lett.* 17, pp. 688-689, 1981.
- [6]- M. Ito and O. Wada, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22, pp. 1073-1077 119862.
- [7]- A.M. Zaitsev, *Optical Properties of Diamond: A Data Handbook*, Springer-Verlag, Berlin, pp. 414, 2001.
- [8]- M. Nesladek, L.M. Stals, A. Stesmans, K. Lakoubovskij, G.J. Adriaenssens, J. Rosa, M. Vanecek, *Appl. Phys. Lett.* 72, pp. 3306, 1998.
- [9]- C.N. Dodge, PhD thesis, University of Reading, UK, 1986.

*Conclusion générale*

Ce travail concerne l'analyse des propriétés de surface des photodétecteurs X-UV à base de matériaux à large bande interdite destinés à des applications spatiales.

Cette étude montre l'intérêt à porter aux matériaux SC à LBI pour la réalisation de capteurs optiques dans la gamme UV-EUV-RX lesquels sont destinés à des applications spatiales robustes aux radiations ionisantes et notamment insensibles à l'infrarouge, au visible et proche-UV.

Nous nous sommes intéressés particulièrement à un matériau SC à LBI innovant qui est le diamant monocristallin de propriétés physico-chimiques exceptionnelles.

Une étude théorique détaillée basée sur les équations physiques de transport et sur l'équation de Poisson a permis de comprendre l'impact des pièges sur l'évolution du photocourant d'une structure métal/SC/métal (MSM) avec la puissance lumineuse et la polarisation électrique.

Des photodétecteurs MSM ont été réalisés à partir du diamant. Pour étudier leur réponse électrique sous excitation lumineuse, des mesures de photocourant et de photoréponse ont été effectuées dans la gamme UV-Visible et dans le domaine EUV-DUV. Des transitions aux bords de bandes et via des pièges ponctuels ont été mis en évidence ce qui a permis de montrer la présence d'états de surface et de volume ainsi que la signature de quelques pièges ponctuels.